

MINISTÈRE DE LA GUERRE

ÉCOLE DE TRANSMISSIONS

TOME III

RADIOTÉLÉGRAPHIE

PREMIÈRE PARTIE

THÉORIE

DE LA

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

APPROUVÉ PAR DÉCISION MINISTÉRIELLE DU 3 OCTOBRE 1928.



CHARLES-LAVAUZELLE & C<sup>IE</sup>

*Éditeurs militaires*

PARIS, Boulevard Saint-Germain, 124

LIMOGES, 62, Avenue Baudin ( 53, Rue Stanislas, NANCY

1932



THÉORIE  
DE LA  
TÉLÉGRAPHIE SANS FIL



*A. G. G. G. G.*  
*26 Avril 1934*  
MINISTÈRE DE LA GUERRE

ÉCOLE DE TRANSMISSIONS

TOME III

RADIOTÉLÉGRAPHIE

PREMIÈRE PARTIE

THÉORIE

DE LA

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

APPROUVÉ PAR DÉCISION MINISTÉRIELLE DU 3 OCTOBRE 1928.



CHARLES-LAVAUZELLE & C<sup>ie</sup>

Éditeurs militaires

PARIS, Boulevard Saint-Germain, 124

LIMOGES, 62, Avenue Baudin | 53, Rue Stanislas, NANCY

1930



# THÉORIE

DE LA

## TÉLÉGRAPHIE SANS FIL.

---

### TABLE DES MATIÈRES.

---

#### CHAPITRE PREMIER.

##### Les ondes électromagnétiques.

	Pages.
GÉNÉRALITÉS, .....	19
§ 1. LES ÉQUATIONS DE MAXWELL, .....	20
Sens physique des équations de Maxwell, .....	23
Propagation d'une perturbation électromagnétique, .....	24
§ 2. LES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES, .....	25
Gamme .....	26
Classification .....	26
A. <i>Ondes entretenues</i> , .....	27
A 1. Ondes entretenues non modulées, .....	27
A 2. Ondes entretenues modulées à fréquence audible, .....	28
A 3. Ondes entretenues modulées par la parole ou par la musique, .....	28
B. <i>Ondes amorties</i> , .....	27
§ 3. LES PROCÉDÉS D'ÉMISSION, .....	29
Emission d'ondes amorties, .....	29
Emission d'ondes entretenues, .....	29
§ 4. GÉNÉRALITÉS SUR LES LONGUEURS D'ONDES UTILISÉES, .....	30

## CHAPITRE II.

### Étude du circuit oscillant.

	Pages.
INTRODUCTION.....	39
§ 1. LES OSCILLATIONS NATURELLES.....	40
A. Décharge du condensateur.....	41
1° Décharge aperiodique.....	42
2° Décharge aperiodique critique.....	45
3° Décharge oscillante.....	49
Facteur d'amortissement.....	47
Décrément logarithmique.....	48
Période propre du circuit (Formule de Thomson).....	50
Extension des résultats précédents.....	52
Analogies mécaniques.....	54
Vérifications expérimentales.....	53
B. Charge du condensateur par une f.e.m. constante.....	57
1° Charge aperiodique.....	58
2° Charge oscillante. Surtension.....	59
C. Oscillations par choc.....	60
[D. Oscillations rythmées.....	61
§ 2. LES OSCILLATIONS FORCÉES.....	62
A. Action d'une f.e.m. sinusoïdale simple.....	63
Etude du régime permanent.....	65
La résonance. La surtension.....	66
Etude du régime variable dans le cas de la résonance.....	70
Analogies mécaniques.....	71
B. Action d'une f.e.m. périodique non sinusoïdale.....	72
[C. Action d'une f.e.m. sinusoïdale amortie.....	73
§ 3. LES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.....	74
§ 4. APPLICATIONS DU CIRCUIT OSCILLANT.....	74
Le résonateur.....	75
Le circuit-bouchon.....	76

## CHAPITRE III.

### Étude des circuits couplés.

GÉNÉRALITÉS. — Différentes sortes de couplages.....	87
1. LES OSCILLATIONS NATURELLES.....	90
A. Décharge du condensateur primaire.....	90
1° Couplage magnétique de 2 circuits oscillants. (Tesla).....	90
a. Couplage serré.....	90
b. Couplage très lâche.....	97
2° Couplage magnétique d'un circuit oscillant et d'un circuit aperiodique.....	104
3° Couplage par self-induction.....	106
4° Couplage électrique.....	108
5° Couplage magnétique de trois circuits oscillants.....	110

	Pages.
B. Charge du condensateur primaire par un f.s.m. constante.....	114
C. Les oscillations par choc.....	115
§ 2. LES OSCILLATIONS FORCÉES.....	118
1° Couplage magnétique de deux circuits oscillants.....	118
a. Couplage serré.....	118
b. Couplage très lâche.....	126
2° Couplage électrique de deux circuits oscillants.....	126
§ 3. LES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.....	127
§ 4. APPLICATIONS DES CIRCUITS COUPLÉS.....	133
1° Les circuits différentiels.....	134
2° Les filtres (lignes artificielles).....	136

## CHAPITRE IV.

### Étude des antennes.

INTRODUCTION.....	149
§ 1. LE RAYONNEMENT DE L'OSCILLATEUR ÉLÉMENTAIRE.....	149
Champs au voisinage.....	152
Champs à grande distance.....	153
Energie rayonnée.....	154
§ 2. LES VIBRATIONS DES ANTENNES.....	157
A. Oscillations naturelles.....	158
1° Décharge d'une antenne.....	158
a. Fil isolé dans l'espace.....	164
b. Fil vertical mis à la terre.....	170
c. Fil vertical avec réactance à la base.....	173
d. Fil isolé terminé par un condensateur.....	175
e. Fil vertical mis à la terre, avec capacité terminale.....	177
2° Oscillations par choc.....	181
B. Oscillations forcées.....	182
Résonance.....	185
C. Oscillations auto-entretenues.....	186
§ 3. CARACTÉRISTIQUES EFFECTIVES D'UNE ANTENNE.....	188
§ 4. RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE.....	193
A. Champs à grande distance. Hauteur effective.....	194
B. Energie rayonnée. Résistance de rayonnement.....	200
§ 5. PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.....	202
A. Propagation le long du sol.....	203
B. Propagation dans l'espace.....	205
C. Ondes courtes.....	205
D. Ondes très courtes.....	206

## CHAPITRE V.

### Principe de la réception.

	Pages.
§ 1. LE COLLECTEUR D'ONDES.....	221
§ 2. MOYENS DE DÉCÉLER LES OSCILLATIONS À HAUTE FRÉQUENCE.....	222
A. Les détecteurs thermiques.....	223
B. Le détecteur magnétique.....	224
C. Les détecteurs redresseurs. Différents types de détecteurs.....	225
[ 3. DISPOSITIFS D'ÉCOUTE ET D'ENREGISTREMENT.....	234
1° Réception au téléphone.....	235
Théorie du téléphone.....	235
a. Réception des ondes amorties.....	238
b. Réception des ondes entretenues.....	238
1° Modulation par tout ou rien.....	240
a. A l'émission.....	240
b. A la réception. — <i>Le tikker</i> .....	240
2° Modulation continue.....	241
a. A l'émission.....	241
b. A la réception. — <i>L'hétérodyne</i> .....	241
Mode d'emploi du téléphone.....	247
[ 2° Enregistrement des signaux télégraphiques.....	250
A. Méthodes acoustiques.....	251
B. Méthodes photographiques.....	251
[C. Méthode d'inscription mécanique.....	251

## CHAPITRE VI.

### Utilisation des antennes et des cadres à la réception.

§ 1. LA RÉCEPTION DIRECTE.....	263
A. ÉNERGIE CAPTÉE PAR LE COLLECTEUR.....	263
1° Cas de l'antenne.....	264
1° Réception des ondes entretenues.....	265
2° Réception des ondes amorties.....	266
2° Cas du cadre.....	266
1° Réception des ondes entretenues.....	266
2° Réception des ondes amorties.....	267
B. ÉNERGIE CONSOMMÉE DANS LE DÉTECTEUR.....	268
C. RÉGLAGE EN RÉCEPTION DIRECTE.....	269
D. LA SYNTONIE DANS LA RÉCEPTION DIRECTE.....	272
E. INCONVÉNIENTS DE LA RÉCEPTION DIRECTE.....	277
§ 2. LA RÉCEPTION INDIRECTE.....	278
A. AVANTAGES DE LA RÉCEPTION INDIRECTE.....	278
1° Amélioration de la syntonie.....	278
2° Suppression du réglage de la résistance.....	278
3° Emploi d'une antenne désaccordée.....	280

	Pages.
B. INCONVENIENTS DE LA RÉCEPTION INDIRECTE.....	281
C. RÉGLAGE EN RECEPTION INDIRECTE.....	282
1° Recherche de l'émission à recevoir.....	282
2° Amélioration de la syntonie.....	283
D. EMPLOI D'UN AMPLIFICATEUR.....	285
§ 3. DISPOSITIF DE PROTECTION CONTRE LES BROUILLAGES.....	285
Cadres et antennes dirigés.....	286
Circuits différentiels.....	286
Montage en pont de Wheatstone.....	288
Résonance acoustique.....	288
§ 4. PROTECTION CONTRE LES PARASITES.....	288

## CHAPITRE VII.

### Les postes d'émission à ondes amorties.

§ 1. POSTES À ALIMENTATION PAR ALTERNATEUR.....	294
A. Circuit de charge.....	294
B. Circuit de décharge.....	297
C. Modes d'excitation de l'antenne.....	302
1° Excitation directe.....	302
2° Excitation indirecte.....	303
3° Excitation par choc.....	305
D. Manipulation.....	307
1° Sur le circuit de charge.....	307
2° Sur l'excitation de l'alternateur.....	308
E. Réglage.....	309
§ 2. POSTES LÉGERS À BOBINES D'INDUCTION.....	313

## CHAPITRE VIII.

### Alternateurs et multiplicateurs de haute fréquence.

#### A. ALTERNATEURS À HAUTE FRÉQUENCE.

GÉNÉRALITÉS.....	329
Principes généraux de construction des alternateurs.....	329
Difficultés de construction des alternateurs haute fréquence.....	331
Choix d'un type d'alternateur à haute fréquence.....	332
Classification des alternateurs à haute fréquence.....	333
§ 1. ALTERNATEURS DONNANT DIRECTEMENT LA FRÉQUENCE CHERCHÉE.....	333
a. Par de simples dispositions mécaniques (Alternateurs Alexander-son).....	334
b. Par une disposition spéciale de l'enroulement (Alternateur S.F.R.).....	335
§ 2. ALTERNATEURS DONNANT UN HARMONIQUE RENFORCÉ PAR DES ACTIONS ÉLECTRIQUES SECONDAIRES.....	336
a. Alternateurs en cascade.....	336
b. Alternateurs Goldschmidt.....	337

	Pages.
§ 3. CONDITIONS D'EMPLOI DES ALTERNATEURS À HAUTE FRÉQUENCE.....	337
Couplage des alternateurs.....	338
§ 4. MODES D'EXCITATION DE L'ANTENNE.....	339
a. Excitation directe.....	339
b. Excitation indirecte.....	339
MANIPULATION .....	340
a. Par tout ou rien.....	341
Par modulation magnétique.....	341
6 AVANTAGES DES ALTERNATEURS A HAUTE FRÉQUENCE.....	344
B. Transformateurs statiques de fréquence.....	346
Doubleur de fréquence.....	346
Tripleur de fréquence.....	348

## CHAPITRE IX.

### Les postes à arcs.

§ 1. L'ARC ÉLECTRIQUE.....	355
a. L'arc électrique en courant continu (caractéristique statique)...	355
b. L'arc électrique en courant alternatif (caractéristique dynamique)	357
§ 2 L'ARC OSCILLANT.....	358
a. Principe .....	358
b. Arc chantant de Duddel.....	361
c. L'arc en haute fréquence (régimes d'oscillations).....	361
§ 3. L'ARC POUlsen.....	364
a. Particularités de l'arc Poulsen.....	364
b. Rendement .....	366
c. Description des organes de l'arc Poulsen.....	368
§ 4. MODES D'EXCITATION DE L'ANTENNE.....	369
a. Excitation directe.....	369
b. Excitation indirecte.....	370
§ 5. MANIPULATION.....	371
a. En excitation directe.....	371
b. En excitation indirecte.....	375

## CHAPITRE X.

### Propriétés des tubes à vide.

INTRODUCTION.....	383
§ 1. LA LAMPE À DEUX ÉLECTRODES.....	383
§ 2. LA LAMPE À TROIS ÉLECTRODES.....	387
A. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.....	387

	Pages.
<b>B. LES FONCTIONS DE LA LAMPE À TROIS ÉLECTRODES.....</b>	<b>399</b>
1° La lampe détectrice.....	399
2° La lampe amplificatrice.....	406
3° La lampe génératrice d'oscillations.....	411
a. Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de plaque et couplé par induction avec le circuit de grille.....	414
b. Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de plaque et couplé par capacité avec le circuit de grille.....	435
c. Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de grille et couplé avec le circuit de plaque.....	436
d. Cas général de deux circuits oscillants intercalés respectivement dans le circuit de plaque et dans le circuit de grille et couplés à la fois par induction et par capacité.....	436
e. Montages simples d'oscillateurs.....	437
1. Couplage d'un oscillateur à lampe avec un circuit extérieur.....	439
<b>§ 3. LA LAMPE À QUATRE ÉLECTRODES.....</b>	<b>441</b>
A. LA LAMPE À GRILLE DE CHAMP.....	441
B. LA LAMPE À GRILLE-CHAN.....	446
<b>§ 4. LA LAMPE TRIGRILLE.....</b>	<b>447</b>

## CHAPITRE XI.

### Applications des tubes à vide.

<b>§ 1. A L'ÉMISSION.....</b>	<b>469</b>
<b>A. POSTES À ONDES ENTRETENUES PURES.....</b>	<b>469</b>
Lampes d'émission.....	469
Montages à lampes multiples.....	470
a. Montage des lampes en parallèle.....	470
b. Excitation séparée des grilles.....	471
c. Montages symétriques.....	472
Modes d'excitation de l'antenne.....	473
Manipulation.....	478
Réglage d'un poste d'émission à lampes.....	479
<b>B. POSTES À ONDES ENTRETENUES MODULÉES.....</b>	<b>481</b>
<b>§ 2. A LA RÉCEPTION.....</b>	<b>484</b>
<b>A. DÉTECTEURS ET AMPLIFICATEURS.....</b>	<b>484</b>
1° Détecteurs à lampe.....	484
2° Amplificateurs à basse fréquence.....	485
3° Amplificateurs à haute fréquence.....	493
a. À transformateurs.....	494
b. À résonance.....	496
c. À résistance.....	507
4° Amplificateurs à courant continu.....	511
5° Amplificateurs à réaction.....	513
6° Amplificateurs autodyne.....	520

	Pages.
[ B. DISPOSITIFS SPÉCIAUX DE RÉCEPTION.....	521
1° Réception des ondes entretenues par modulation du courant de plaque.....	521
2° Superréaction .....	523
3° Changeurs de fréquence.....	536
a. Superhétérodyne.....	536
b. Radiomodulateur.....	540
 <b>CHAPITRE XII.</b>  	
<b>La Radiotéléphonie.</b>	
§ 1. GÉNÉRALITÉS .....	559
Principe de l'émission modulée.....	559
[ A. Modulation sinusoïdale par une vibration simple.....	560
Composantes de l'onde modulée sinusoïdale.....	562
Energie de l'onde modulée.....	562
[ B. Modulation sinusoïdale par un son complexe.....	563
Composantes de l'onde modulée.....	563
Energie de l'onde modulée.....	564
[ C. Les phénomènes de distorsion.....	564
Causes de distorsion.....	564
a. La détection.....	565
b. La résonance.....	567
Inconvénients des ondes longues en radiotéléphonie....	568
Emploi de filtres.....	570
D. Modulation non sinusoïdale.....	571
§ 2. PROCÉDÉS DE MODULATION.....	571
A. Modulation par variation de la tension moyenne de grille.....	573
1° Modulation d'une lampe amplificatrice.....	574
2° Modulation d'une lampe oscillatrice.....	578
B. Modulation par variation de résistance du circuit de grille.....	580
1° Montage du microphone en dérivation.....	580
2° Montage du microphone en série.....	581
3° Montage avec une lampe auxiliaire.....	582
C. Modulation par variation de la tension moyenne de plaque.....	584
1° Montage direct.....	585
2° Montage à lampe auxiliaire.....	585
3° Modulation à courant constant.....	586
4° Modulation à potentiel constant.....	588
D. Modulation par variation de résistance du circuit de plaque.....	590
E. Modulation par variations simultanées des tensions moyennes de grille et de plaque.....	590
F. Modulation par absorption de l'énergie d'antenne.....	593
G. Modulateur magnétique.....	596
§ 3. RADIOTÉLÉPHONIE SANS ONDE PORTEUSE.....	601
§ 4. RADIOTÉLÉPHONIE DUPLEX.....	604
§ 5. RADIOTÉLÉPHONIE MULTIPLE.....	609

	Pages.
§ 6. TÉLÉPHONIE PAR COURANTS DE HAUTE FRÉQUENCE SUR FIL.....	613
1° Sur circuits téléphoniques.....	613
2° Sur lignes de transport de force.....	614

## CHAPITRE XIII.

### Émission et réception dirigées. — Radiogoniométrie.

§ 1. L'ÉMISSION DIRIGÉE.....	623
Caractéristique d'un émetteur.....	623
Dispositifs d'émission dirigée.....	624
1° L'antenne horizontale.....	624
2° L'aérien de Stone.....	624
3° L'aérien de Blondel.....	625
4° Rideau simple d'antennes verticales.....	627
5° Rideau double d'antennes verticales.....	629
6° Antennes en grecque.....	631
7° Miroirs réflecteurs.....	632
8° Beam System.....	634
9° Cadres verticaux.....	635
Avantages de l'émission dirigée. Applications.....	636
1° Augmentation du rendement des communications.....	636
2° Réduction des brouillages.....	637
3° Radiophares à émission dirigée.....	637
§ 2. LA RÉCEPTION DIRIGÉE.....	638
Caractéristique d'un récepteur.....	638
Dispositifs de réception dirigée.....	638
1° L'antenne Beverage.....	638
2° Le cadre.....	641
Avantages de la réception dirigée. Applications.....	646
§ 3. LA RADIOGONIOMÉTRIE.....	647
A. RADIOGONIOMÉTRIE PAR CADRE UNIQUE.....	647
Principe de fonctionnement.....	647
Mode opératoire.....	648
B. RADIOGONIOMÉTRIE PAR CADRES FIXES JUMELÉS.....	651
Principe de fonctionnement.....	651
Mode opératoire.....	655
C. LEVER DU DOUTE DE 180°.....	655
Principe de fonctionnement.....	656
Mode opératoire.....	657
D. LES CAUSES D'ERREURS EN RADIOGONIOMÉTRIE.....	658
1° Erreurs dues aux dispositifs utilisés.....	658
Défauts des installations mécaniques.....	658
Défauts des installations électriques.....	659
a. Effet d'antenne ouverte.....	659
b. Dissymétrie des radiogoniomètres à cadres fixes.....	662
2° Erreurs dues à la distribution du champ.....	664
a. Influence des conditions d'émission.....	664
b. Influence des conditions de propagation.....	665
c. Influence d'un résonateur voisin.....	667

## CHAPITRE XIV.

### Les transmissions électriques sans fil autres que la T. S. F.

#### Surprise des communications.

	Pages.
§ 1. LA TÉLÉGRAPHIE PAR LE SOL.....	677
A. PRINCIPE DE LA TÉLÉGRAPHIE PAR LE SOL.....	677
Les phénomènes de conduction.....	678
Les phénomènes d'induction.....	679
B. PORTÉE DES TRANSMISSIONS PAR TÉLÉGRAPHIE PAR LE SOL.....	680
1 Influence de la puissance mise en jeu.....	680
2 Influence de la fréquence.....	682
3 Influence de la longueur des bases.....	682
4 Influence de l'orientation des bases.....	682
5 Influence de la constitution géologique du sol.....	685
C. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES APPAREILS DE TÉLÉGRAPHIE PAR LE SOL ..	686
D. CONDITIONS D'EMPLOI DE LA TÉLÉGRAPHIE PAR LE SOL.....	687
E. AVANTAGES ET INCONVÉNIENTS.....	692
§ 2. SURPRISE DES COMMUNICATIONS TÉLÉPHONIQUES ENNEMIS.....	692

## CHAPITRE XV.

### Les mesures en haute fréquence.

INTRODUCTION .....	703
§ 1. ETUDE OSCILLOGRAPHIQUE.....	705
§ 2. MESURES DES PÉRIODES ET DES LONGUEURS D'ONDE.....	706
A. Méthodes de maximum. Contrôleurs d'onde.....	707
B. Méthode d'absorption.....	710
C. Méthodes de zéro.....	711
1 Méthode d'opposition. Contrôleurs Armagnat.....	711
2 Méthode des battements.....	710
D. Méthode des ondes stationnaires.....	717
§ 3. MESURES DES SELFS-INDUCTIONS ET DES CAPACITÉS.....	718
§ 4. MESURES DES DÉCRÉMENTS.....	719
§ 5. MESURES DES RÉSISTANCES.....	721
A. Mesure de la résistance totale d'un circuit oscillant.....	722
B. Mesure de la résistance d'un condensateur.....	723
C. Mesure de la résistance d'une bobine de self-induction.....	723
§ 6. ETALONNEMENT D'UN CONTRÔLEUR D'ONDES EN VALEUR ABSOLUE.....	723
A. Multivibrateur .....	723
B. Etalons mécaniques de fréquence.....	726
Diapasons .....	726
Cristaux piézo-électriques.....	726

	Pages.
7. MESURES DES INTENSITÉS.....	729
8. MESURES DES CONSTANTES EFFECTIVES D'UNE ANTENNE.....	730
A. Résistance effective.....	730
B. Self effective.....	732
C. Capacité effective.....	733
D. Hauteur effective.....	734
§ 9. MESURES DE RAYONNEMENT.....	734

## ANNEXE I.

1 LA THÉORIE DE MAXWELL.....	745
Les idées de Faraday et de Maxwell.....	745
Les courants de déplacement.....	745
Les équations de Maxwell.....	746
Propagation et diffusion du champ électromagnétique.....	748
Cas d'un milieu conducteur parfait.....	754
Cas d'un milieu isolant parfait.....	755
Surface d'onde.....	756
Ondes sphériques.....	756
Ondes planes.....	759
La théorie électromagnétique de la lumière.....	759
§ 2 LE RAYONNEMENT.....	759
A. Rayonnement du doublet.....	760
B. Rayonnement du cadre.....	770
C. L'énergie rayonnée.....	773
§ 3. PÉNÉTRATION DES ONDES ÉLECTRIQUES DANS UN CONDUCTEUR.....	777
A. Phénomènes généraux.....	777
La résistance des conducteurs en haute fréquence.....	780
1° Cas des conducteurs non magnétiques.....	780
2° Cas des conducteurs magnétiques.....	782
La résistance d'un circuit oscillant.....	783
1° Résistance ohmique du conducteur.....	783
2° Résistance du condensateur.....	784
3° Résistance de a carcasse.....	785

## ANNEXE II.

### Les parasites.

1. GÉNÉRALITÉS .....	789
A. Classification .....	789
B. Origine .....	790
C. Nature .....	790
D. Variations .....	792

	pages
PROTECTION CONTRE LES PARASITES.....	793
A. Principes .....	793
B. Dispositifs antiparasites.....	794
1° Emploi de circuits accordés à grande constante de temps....	794
2° Systèmes à saturation.....	795
4° Superréaction.....	797
4° Systèmes à collecteurs dirigés.....	798
5° Système Baudot-Verdan.....	800

## CHAPITRE PREMIER.

### LES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

#### GÉNÉRALITÉS.

##### § 1. LES ÉQUATIONS DE MAXWELL.

Propagation d'une perturbation électromagnétique.  
Sens physique des équations de Maxwell.

##### § 2. LES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Gamme.  
Classification.

###### A. Ondes entretenues :

- A<sub>1</sub>. Ondes entretenues non modulées ;
- A<sub>2</sub>. Ondes entretenues modulées à fréquence audible ;
- A<sub>3</sub>. Ondes entretenues modulées par la parole ou par la musique.

###### B. Ondes amorties.

##### § 3. LES PROCÉDÉS D'ÉMISSIONS.

Émission d'ondes amorties.  
Émission d'ondes entretenues.

##### § 4. GÉNÉRALITÉS SUR LES LONGUEURS D'ONDE UTILISÉES



# THÉORIE DE LA T. S. F.

---

## CHAPITRE PREMIER.

### LES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

---

#### GÉNÉRALITÉS.

##### OBJET DE LA RADIOTÉLÉGRAPHIE

L'objet de la Radiotélégraphie est de produire en un point, au moyen d'appareils dits *appareils d'émission*, des oscillations électriques de haute fréquence dont l'action puisse, sans l'intermédiaire de fils, être décelée à distance, en un point donné au moyen d'appareils appropriés dits *appareils de réception*.

Les effets d'induction qui se manifestent entre deux circuits n'ayant aucune partie commune, nous montrent qu'il est possible de produire, en partant de courants variables, des actions à distance.

Toutefois l'expérience montre que l'emploi des courants alternatifs usuels dont la fréquence est très basse, ou tout au plus de l'ordre des fréquences acoustiques, ne permet pas de résoudre le problème. La f. e. m. induite par le circuit d'émission (primaire) dans le circuit de réception (secondaire) devient extrêmement faible lorsqu'on éloigne les circuits, de sorte qu'il serait nécessaire de mettre en jeu des quantités inadmissibles d'énergie pour obtenir à distance des effets sensibles.

C'est pourquoi l'on a dû faire appel aux propriétés particulières des oscillations électriques de haute fréquence.

Les propriétés des oscillations électriques et des ondes électromagnétiques auxquelles elles donnent naissance ont fait l'objet des travaux théoriques de Maxwell qui ont conduit à concevoir, comme identiques de nature, les phénomènes lumineux et les phénomènes électromagnétiques.

PRINCIPE DE LA THÉORIE DE MAXWELL.

L'électrodynamique ancienne permettait bien de prévoir qu'une perturbation électrique est susceptible de se propager le long d'un conducteur avec une vitesse égale à celle de la lumière ou peu différente de cette vitesse. Mais par le fait d'admettre que l'électricité était localisée dans les conducteurs, on supposait implicitement que la propagation dans les diélectriques des effets d'induction était instantanée.

Or, d'après Maxwell, les diélectriques renferment comme les conducteurs des charges électriques, mais tandis que les conducteurs n'opposent au passage du courant qu'une force antagoniste analogue à la viscosité, le mouvement de l'électricité dans les diélectriques est limité par une sorte de résistance élastique.

Les diélectriques sont donc susceptibles d'être parcourus par de véritables courants, dits *courants de déplacement*. En raison de la résistance élastique qu'ils rencontrent, ces courants sont de très faible durée quand ils agissent dans un seul sens et ne produisent d'effets sensibles que s'ils sont alternatifs à fréquence très grande.

Ces courants ne suivent donc ni la loi d'Ohm, ni la loi de Joule, mais jouissent de toutes les autres propriétés des courants ordinaires *dits de conduction*. En fait, les corps matériels et l'espace même ne sont ni parfaitement isolants, ni parfaitement conducteurs, et les courants de déplacement se trouvent en général superposés dans le même milieu aux courants de conduction.

Dans un tel milieu participant à la fois des diélectriques et des conducteurs, la densité du courant total a pour expression (1) :

$$j = j_c + j_d$$

$j_c = \sigma e$  est le courant de conduction.

$j_d = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial e}{\partial t}$  est le courant de déplacement.

$e$  étant le champ électrique au point considéré.

$\epsilon$  étant la constante diélectrique du milieu.

$\sigma$  étant la conductivité du milieu.

§ 1. Les équations de Maxwell.

La théorie de Maxwell est fondée en principe sur l'extension aux courants de déplacement des lois fondamentales de l'induction

(1) Rappelons que la densité de courant électrique en un point donné est la quantité d'électricité qui dans l'unité de temps traverse une surface égale à l'unité située en ce point et normale à la direction du courant.

électrique (loi d'Ampère) et de l'induction magnétique (loi de Faraday).

Les expressions généralisées de ces deux lois conduisent à un système de 6 équations différentielles qui permettent de déterminer en chaque point de l'espace et à chaque instant les valeurs du champ électrique  $e$  et du champ magnétique  $h$ , c'est-à-dire par définition l'état électromagnétique du milieu.

Nous allons rappeler ces deux lois fondamentales et nous donnerons l'expression des équations de Maxwell correspondantes.

1. LOI DE FARADAY. — *Le travail du champ électrique, c'est-à-dire la f. e. m. totale, le long d'un contour fermé tracé dans le milieu est égal à la dérivée par rapport au temps du flux d'induction magnétique à travers le contour.*

Si l'on désigne par  $\mathcal{C}$  la f. e. m. totale le long du contour, par  $\varphi$  le flux d'induction magnétique à travers ce contour.

La loi de Faraday s'écrit :

$$\mathcal{C} = - \frac{\Delta \varphi}{\Delta t}$$

Cette loi peut se mettre sous forme intégrale :

Soit  $dl$  un élément du contour L.

$dS$  un élément d'une surface S s'appuyant sur le contour L.

$e_t$  la composante tangentielle du champ électrique en un point de l'élément  $dl$ .

$b_n$  la composante normale de l'induction magnétique en un point de l'élément  $dS$ .

On a :

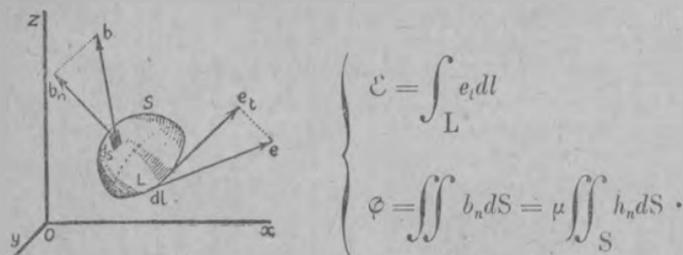


Fig. 1.

Donc la loi de Faraday s'écrit :

$$\boxed{\int_L e_t dl = - \mu \frac{\partial}{\partial t} \iint_S h_n dS}$$

On peut exprimer cette loi sous forme différentielle en coordonnées cartésiennes.

En choisissant trois axes rectangulaires disposés comme l'indique la figure et en désignant les composantes des champs respectivement par  $e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ , on démontre que cette relation équivaut à l'ensemble des trois équations ci-après (1) :

$$\left\{ \begin{aligned} -\mu \frac{\partial h_x}{\partial t} &= \frac{\partial e_y}{\partial z} - \frac{\partial e_z}{\partial y} \\ -\mu \frac{\partial h_y}{\partial t} &= \frac{\partial e_z}{\partial x} - \frac{\partial e_x}{\partial z} \\ -\mu \frac{\partial h_z}{\partial t} &= \frac{\partial e_x}{\partial y} - \frac{\partial e_y}{\partial x} \end{aligned} \right.$$

Ces équations constituent le premier groupe d'équations de Maxwell.

Elles supposent que toutes les quantités sont exprimées dans un même système d'unités, par exemple le système électromagnétique C. G. S.

2. LOI D'AMPÈRE — Le travail du champ magnétique (c'est-à-dire la force magnétomotrice totale) le long d'un contour fermé tracé dans le milieu est égal à  $4\pi$  fois la somme des intensités des courants qui traversent une surface  $S$  s'appuyant sur le contour.

Si l'on désigne par  $\mathcal{F}$  la force magnétomotrice totale le long du contour.

Par  $i$  l'intensité du courant total traversant la surface du contour la loi d'Ampère s'écrit :

$$\mathcal{F} = 4\pi i$$

Cette loi peut comme la loi de Faraday s'exprimer sous forme intégrale.

En adoptant des notations analogues :

$$\left\{ \begin{aligned} \mathcal{F} &= \int_L h_l dl \\ i &= \iint_S j_n dS \end{aligned} \right.$$

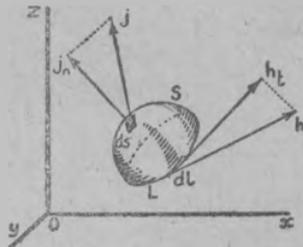


Fig. 2.

d'où :

$$\boxed{\int_L h_l dl = 4\pi \iint_S j_n dS}$$

(1 Voir Annexe I.

Dans le système de coordonnées cartésiennes que nous avons adoptées, on montre que cette loi équivaut aux trois équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi j_x = \frac{\partial h_y}{\partial z} - \frac{\partial h_z}{\partial y} \\ 4\pi j_y = \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial z} \\ 4\pi j_z = \frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial x} \end{array} \right. \text{ ou bien } \left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma e_x + \varepsilon \frac{\partial e_x}{\partial t} = \frac{\partial h_y}{\partial z} - \frac{\partial h_z}{\partial y} \\ 4\pi\sigma e_y + \varepsilon \frac{\partial e_y}{\partial t} = \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial z} \\ 4\pi\sigma e_z + \varepsilon \frac{\partial e_z}{\partial t} = \frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial x} \end{array} \right.$$

Ces trois équations constituent le deuxième groupe d'équations de Maxwell. Comme les précédentes, elles supposent que toutes les quantités sont exprimées dans le même système, le système électromagnétique C. G. S. par exemple.

ÉQUATIONS COMPLÉMENTAIRES

Ces deux systèmes d'équations sont complétés par les deux conditions ci-après qui expriment qu'il ne peut exister dans un volume quelconque du milieu aucune charge magnétique ou électrique libre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial h_x}{\partial x} + \frac{\partial h_y}{\partial y} + \frac{\partial h_z}{\partial z} = 0 \end{array} \right.$$

SENS PHYSIQUE DES ÉQUATIONS DE MAXWELL.

La forme même de chacun des deux groupes des équations de Maxwell montre la dépendance étroite du champ magnétique et du champ électrique.

Le premier groupe d'équations exprime que toute variation du champ magnétique entraîne la production d'un champ électrique.

Le deuxième groupe exprime que toute variation de champ électrique crée un champ magnétique.

L'apparition d'une perturbation électrique ou magnétique du milieu implique donc la coexistence d'un champ magnétique et d'un champ électrique qui s'entretiennent mutuellement.

Les équations de Maxwell expriment en outre la dépendance des points voisins du milieu : Une variation quelconque de l'état électromagnétique du milieu en un point donné entraîne la modification de l'état électromagnétique des points voisins, de telle sorte que la perturbation initiale s'étend de proche en proche à tout le milieu.

Il y a donc une véritable propagation dans le milieu de la perturbation électromagnétique.

PROPAGATION DE LA PERTURBATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Les deux groupes d'équations de Maxwell résolus par rapport aux composantes des champs électriques ( $e_x, e_y, e_z$ ) et magnétique ( $h_x, h_y, h_z$ ) conduisent à six équations ayant la même forme pour toutes les composantes :

$$\varepsilon\mu \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + 4\pi\sigma\mu \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2}.$$

— Dans les corps conducteurs :  $\varepsilon = 0$  cette équation devient :

$$4\pi\sigma\mu \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2}.$$

Elle est de la même forme que l'équation bien connue qui exprime la distribution des températures dans un corps conducteur de la chaleur. Le champ électromagnétique dans un corps purement conducteur s'étend *par diffusion*. Il n'existe pas de vitesse de propagation définie.

— Dans les corps isolants :  $\sigma = 0$  l'équation devient :

$$\varepsilon\mu \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2}.$$

Elle est de la même forme que l'équation qui exprime la propagation d'un ébranlement dans un milieu élastique. Cette propagation est uniforme et s'effectue avec une vitesse finie qui a pour valeur :

$$V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

— Dans le cas général d'un milieu participant à la fois des propriétés des conducteurs et des propriétés des diélectriques (milieu semi-conducteur), il y a donc à la fois une *diffusion* et une *propagation* à vitesse finie de la perturbation électromagnétique. La vitesse de propagation est fonction des constantes  $\varepsilon\mu$ , caractérisant le milieu dans lequel s'effectue la propagation.

Dans le vide et aussi très sensiblement dans l'air,  $\varepsilon$  et  $\mu$  exprimés dans le système électromagnétique ont respectivement pour

$$\text{valeurs : } \varepsilon = \frac{1}{v^2} \quad (1) \quad \mu = 1.$$

(1)  $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$  est le nombre de Maxwell. C'est le rapport des mesures d'une même quantité d'électricité, d'une part dans le système d'U. E. S. C. G. S., et d'autre part dans le système d'U. E. M. C. G. S. Ce nombre est égal à 3,1010<sup>10</sup>.

Donc :

$$V_{\text{cms}} = v = 3 \cdot 10^{10}$$

*La perturbation se propage avec la vitesse de la lumière.*

Dans l'eau de mer qui est un corps semi-conducteur, la vitesse de propagation est diminuée.

Nous n'envisagerons par la suite que le cas d'un milieu isolant, et plus particulièrement le cas où ce milieu est l'air.

## § 2. Les ondes électromagnétiques.

D'après ce qui précède, une variation de l'état électromagnétique en un point donné, à la surface de la terre par exemple, se propage de proche en proche, et dans toutes les directions, avec la vitesse de la lumière.

C'est sur ces phénomènes, prévus par Maxwell et vérifiés expérimentalement par Hertz que repose le principe des radiocommunications.

Il est essentiel d'observer que cette propagation est due à l'existence des courants de déplacement dont les effets sont d'autant plus considérables que ces courants varient plus rapidement, c'est-à-dire que la fréquence est plus grande, lorsqu'il s'agit de courants périodiques.

C'est à ces courants périodiques de haute fréquence que l'on a recours en T. S. F.

Comme l'ébranlement d'un milieu élastique, la perturbation électromagnétique se propage par ondes dans le milieu. Ce sont les ondes électromagnétiques. Si le milieu est isotrope (1), et l'on peut admettre sous certaines réserves que c'est le cas pour l'air atmosphérique, la propagation s'effectue à partir du point initial par ondes sphériques.

En un point donné, à grande distance  $r$ , le champ électrique et le champ magnétique qui définissent l'état électromagnétique du milieu peuvent être représentés par une somme d'expressions de la forme :

$$A \sin \omega \left( t - \frac{r}{V} \right) = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right)$$

—  $A$  étant une certaine fonction du temps et de l'espace : l'Amplitude.

---

(1) Un milieu isotrope est un milieu dont les propriétés physiques sont indépendantes de la direction que l'on considère.

— La période  $T$  est la *période* des oscillations électriques créées au point origine.

—  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  est la *pulsation* :

—  $\lambda = VT$  est la *longueur d'onde de propagation*.

C'est l'espace parcouru par la perturbation pendant une période. En tous les points dont les distances à l'origine diffèrent d'un multiple entier de cette longueur d'onde chacun des champs a même phase.

Le phénomène présente donc une double périodicité :

Une périodicité dans le temps caractérisée par la période  $T$ .

Une périodicité dans l'espace caractérisée par la longueur d'onde  $\lambda$  (1).

#### GAMME DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Les ondes utilisées en T. S. F. sont, nous l'avons vu, de même nature que les ondes lumineuses. Elles se propagent avec la même vitesse, obéissent aux mêmes lois, se réfléchissent et se réfractent, se diffractent et se polarisent. Elles n'en diffèrent que par l'ordre de grandeur de leur longueur d'onde (ou de leur fréquence). Très courte pour les ondes lumineuses, de 0,4 à 0,7 millièmes de millimètre, la longueur d'onde varie de quelques millimètres à plusieurs kilomètres pour les ondes électriques connues.

La gamme des vibrations électromagnétiques se complète par les radiations calorifiques ou infra-rouges (de 0,7 à plusieurs centaines de millièmes de millimètres) les rayons ultra-violet (de 0,4 à 0,1 millième de millimètre) enfin par les rayons X et les rayons  $\Gamma$  de longueur d'onde encore plus courte.

#### CLASSIFICATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Les ondes électromagnétiques considérées en un point de l'espace sont caractérisées par la loi de variation en fonction du temps de l'amplitude des champs électrique et magnétique, c'est-à-dire par la forme de la fonction  $A$ .

La Conférence radiotélégraphique Internationale de Washington de 1927 a classé les ondes électromagnétiques de la manière suivante :

Ces ondes sont réparties en deux classes :

- A. Ondes entretenues.
- B. Ondes amorties.

---

(1) Il s'agit, en réalité, d'une pseudo-périodicité puisque seule la phase reprend les mêmes valeurs périodiquement, l'amplitude s'affaiblissant pendant la propagation.

— *Les ondes entretenues* sont les ondes dont les oscillations successives sont identiques en régime permanent.

Les champs sont représentés par des fonctions sinusoïdales du temps. La fonction  $A$  est indépendante du temps. Elle est de la forme :

$$A = \frac{A_0}{r^n}$$



Fig. 3.

— *Les ondes amorties* sont les ondes composées de trains successifs dans lesquels l'amplitude des oscillations, après avoir atteint un maximum décroît ensuite graduellement. La fonction est une fonction exponentielle ou linéaire du temps.

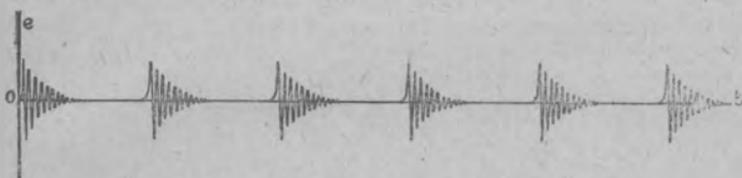


Fig. 4.

Dans la plupart des cas, on pose :

$$A = \frac{A_0}{r^n} e^{-\alpha t}$$

Le coefficient  $\alpha$  est le coefficient d'amortissement du train d'ondes.

Les ondes de la classe A comprennent les types ci-après :

TYPE  $A_1$ . — *Ondes entretenues non modulées.*

Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie sous l'effet d'une manipulation.

Dans le cas où l'amplitude seule est variable, lorsque la manipulation n'est pas trop rapide, on peut admettre que l'amplitude des oscillations varie d'une manière discontinue.  $A$  est une fonction discontinue.

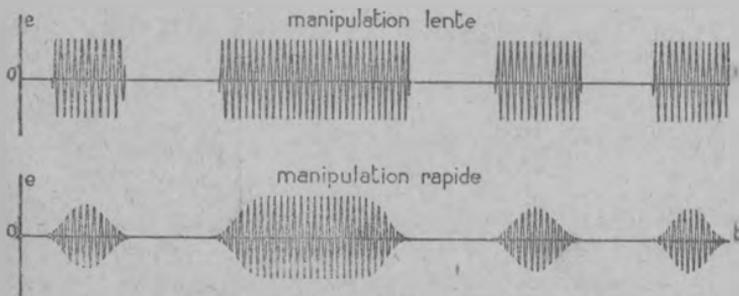


Fig. 5.

Lorsque la manipulation est rapide, l'amplitude des oscillations n'atteint que graduellement sa valeur de régime permanent, et même le plus souvent qu'une valeur inférieure. Il y a donc en réalité, au début et à la fin de chaque signal une variation continue de l'amplitude, c'est-à-dire une modulation.

TYPE  $A_2$ . Ondes entretenues modulées à fréquence audible.

Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie suivant une loi périodique de fréquence audible combinée avec une manipulation télégraphique. Dans le cas où l'amplitude seule est variable,  $A$  est une fonction périodique du temps de fréquence donnée ou plus généralement une somme de fonctions périodiques dont les fréquences sont entre elles comme les nombres entiers successifs.

La fréquence la plus basse s'appelle la fondamentale. Les autres sont les harmoniques :

$$A = \frac{1}{r^n} \left[ A_0 + \sum B_p \sin (p\Omega t + \varphi_p) \right].$$

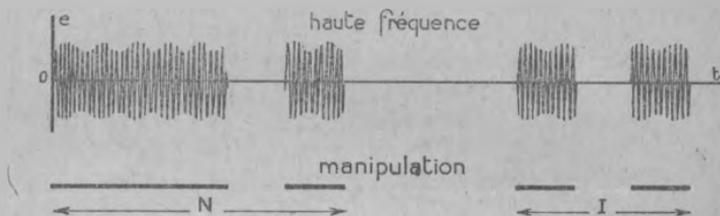


Fig. 6.

TYPE  $A_3$ . — Ondes entretenues modulées par la parole ou par la musique

Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie suivant les vibrations caractéristiques de la parole ou de la musique.

Dans le cas où l'amplitude seule est variable la fonction  $A$  est une somme de fonctions sinusoidales du temps pouvant être en nombre infini et comprendre un très grand nombre de fréquences avec leurs harmoniques.



Fig. 7.

— La classification qui précède, en ondes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ , n'envisage que les transmissions radiotélégraphiques et radiotéléphoniques.

Il existe d'autres systèmes de radiocommunications utilisant des ondes dont l'amplitude et la fréquence varient suivant des lois particulières. Citons pour mémoire les systèmes de téléautographie, de télévision et de télé mécanique.

*Remarque.* — Les ondes électromagnétiques à quelque classe qu'elles appartiennent s'affaiblissent en se propageant. Cet amortissement de propagation qui est caractérisé dans la fonction A par le terme  $\frac{1}{r^n}$  est un amortissement dans l'espace.

Les ondes appelées amorties (ondes de la classe B) le sont donc doublement, dans l'espace et dans le temps.

A grande distance on peut admettre que l'exposant  $n$  est égal à l'unité. L'amplitude des champs électromagnétiques décroît proportionnellement à l'inverse de la distance.

#### DÉSIGNATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

La Conférence Radiotélégraphique Internationale de 1927, dans son Règlement Général annexé à la Convention Radiotélégraphique Internationale a décidé ce qui suit :

Les ondes électromagnétiques seront désignées en premier lieu par leur fréquence en kilocycles par seconde ( $kc/s$ ). A la suite de cette désignation sera indiquée, entre parenthèses, la longueur approximative en mètres. Cette valeur est le quotient de la division du nombre 300.000 par la fréquence exprimée en kilocycles par seconde (1).

### § 3. Les procédés d'émission.

La production d'ondes électromagnétiques d'une classe déterminée est liée à celle d'oscillations de haute fréquence, de même forme, dans des conducteurs.

Le problème essentiel de l'émission se ramène donc à la production de courants de haute fréquence.

On peut classer les procédés d'émission en deux catégories correspondant aux deux classes d'ondes électromagnétiques :

1° *Les procédés d'émission d'ondes amorties* qui utilisent la décharge oscillante d'un condensateur dans un circuit présentant de la self-induction. Cette décharge se fait toujours par étincelle. Les postes d'émission à ondes amorties portent également le nom de postes à étincelles.

2° *Les procédés d'émission d'ondes entretenues :*

(Alternateurs haute-fréquence — arcs — Postes à lampes) qui donnent normalement des ondes entretenues pures, et qui par

---

(1) Cette valeur n'est qu'approximative puisque la vitesse de la lumière est en fait un peu inférieure à 300.000 kilomètres à la seconde.

Lorsque la manipulation est rapide, l'amplitude des oscillations n'atteint que graduellement sa valeur de régime permanent, et même le plus souvent qu'une valeur inférieure. Il y a donc en réalité, au début et à la fin de chaque signal une variation continue de l'amplitude, c'est-à-dire une modulation.

TYPE A<sub>2</sub>. Ondes entretenues modulées à fréquence audible.

Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie suivant une loi périodique de fréquence audible combinée avec une manipulation télégraphique. Dans le cas où l'amplitude seule est variable, A est une fonction périodique du temps de fréquence donnée ou plus généralement une somme de fonctions périodiques dont les fréquences sont entre elles comme les nombres entiers successifs.

La fréquence la plus basse s'appelle la fondamentale. Les autres sont les harmoniques :

$$A = \frac{1}{r^n} \left[ A_0 + \sum B_p \sin(p\Omega t + \varphi_p) \right].$$

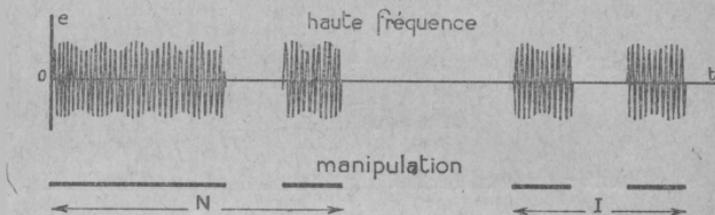


Fig. 6.

TYPE A<sub>3</sub>. — Ondes entretenues modulées par la parole ou par la musique

Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie suivant les vibrations caractéristiques de la parole ou de la musique.

Dans le cas où l'amplitude seule est variable la fonction A est une somme de fonctions sinusoidales du temps pouvant être en nombre infini et comprendre un très grand nombre de fréquences avec leurs harmoniques.



Fig. 7.

— La classification qui précède, en ondes A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, A<sub>3</sub> n'envisage que les transmissions radiotélégraphiques et radiotéléphoniques.

Il existe d'autres systèmes de radiocommunications utilisant des ondes dont l'amplitude et la fréquence varient suivant des lois particulières. Citons pour mémoire les systèmes de téléautographie, de télévision et de télémécanique.

*Remarque.* — Les ondes électromagnétiques à quelque classe qu'elles appartiennent s'affaiblissent en se propageant. Cet amortissement de propagation qui est caractérisé dans la fonction A par le terme  $\frac{1}{r^2}$  est un amortissement dans l'espace.

Les ondes appelées amorties (ondes de la classe B) le sont donc doublement, dans l'espace et dans le temps.

A grande distance on peut admettre que l'exposant  $n$  est égal à l'unité. L'amplitude des champs électromagnétiques décroît proportionnellement à l'inverse de la distance.

#### DÉSIGNATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

La Conférence Radiotélégraphique Internationale de 1927, dans son Règlement Général annexé à la Convention Radiotélégraphique Internationale a décidé ce qui suit :

Les ondes électromagnétiques seront désignées en premier lieu par leur fréquence en kilocycles par seconde ( $kc/s$ ). A la suite de cette désignation sera indiquée, entre parenthèses, la longueur approximative en mètres. Cette valeur est le quotient de la division du nombre 300.000 par la fréquence exprimée en kilocycles par seconde (1).

### § 3. Les procédés d'émission.

La production d'ondes électromagnétiques d'une classe déterminée est liée à celle d'oscillations de haute fréquence, de même forme, dans des conducteurs.

Le problème essentiel de l'émission se ramène donc à la production de courants de haute fréquence.

On peut classer les procédés d'émission en deux catégories correspondant aux deux classes d'ondes électromagnétiques :

1° *Les procédés d'émission d'ondes amorties* qui utilisent la décharge oscillante d'un condensateur dans un circuit présentant de la self-induction. Cette décharge se fait toujours par étincelle. Les postes d'émission à ondes amorties portent également le nom de postes à étincelles.

2° *Les procédés d'émission d'ondes entretenues* :

(Alternateurs haute-fréquence — arcs — Postes à lampes) qui donnent normalement des ondes entretenues pures, et qui par

---

(1) Cette valeur n'est qu'approximative puisque la vitesse de la lumière est en fait un peu inférieure à 300.000 kilomètres à la seconde.

adjonction de dispositifs appropriés permettent d'obtenir les ondes entretenues modulées (ondes entretenues modulées à fréquence audible; ondes entretenues modulées par la parole, etc...).

#### § 4. Généralités sur les longueurs d'ondes utilisées en T. S. F.

La gamme des longueurs d'onde actuellement utilisées en T. S. F. s'étend depuis les ondes de l'ordre du mètre jusqu'aux ondes de l'ordre de 25 à 30 kilomètres. La gamme des fréquences correspondantes s'étend de 10.000 à 300.000.000 (de 10 à 300.000 kilocycles).

Les propriétés des ondes, et en particulier les lois de leur propagation sont, comme nous le verrons plus loin, fonction de leur fréquence. Nous verrons d'autre part que l'emploi des ondes courtes nécessite des précautions spéciales, de sorte que dans une certaine mesure on peut dire que la technique dépend aussi de la fréquence. De ce double point de vue il a été envisagé de classer les ondes électromagnétiques comme il suit : (1)

- Les ondes longues, supérieures à 3000 mètres.
- Les ondes moyennes, de 200 à 3000 mètres.
- Les ondes intermédiaires, de 50 à 200 mètres.
- Les ondes courtes, de 10 à 50 mètres.
- Les ondes très courtes, inférieures à 10 mètres.

Cette classification n'a rien d'absolu et les limites indiquées ne correspondent nullement à des discontinuités dans les propriétés des ondes. Elles ne définissent que des ordres de grandeur.

Les premières ondes expérimentées par Hertz, pour confirmer la théorie de Maxwell, étaient des ondes très courtes, de l'ordre du mètre. Pour produire les oscillations électromagnétiques, Hertz utilisait un oscillateur composé de deux sphères réunies par un conducteur interrompu en son milieu par une coupure. En réunissant les deux sphères aux pôles d'une bobine d'induction, il obtenait une décharge oscillante, dans l'étincelle jaillissant à la coupure.

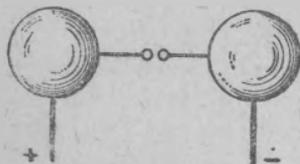


Fig. 8.

---

(1) Classification proposée par le Comité consultatif de Radioélectricité réuni à La Haye en 1929.

Cette décharge de très haute fréquence engendrait des ondes électromagnétiques (ondes Hertiennes) que Hertz mettait en évidence à distance, au moyen d'un *résonateur* constitué par une boucle présentant une petite coupure où jaillissait une petite étincelle.



Fig. 9.

Les ondes électromagnétiques ne sont entrées dans le domaine de la pratique que du jour où Branly découvrit, dans le tube à limaille (*le cohéreur*) un appareil susceptible de les décoder à distance notable (1890).

En 1896, Marconi réalisa la première communication par T. S. F. en utilisant comme générateur d'ondes un conducteur vertical, relié à la terre (*antenne*).

La portée atteinte était de 15 à 20 kilomètres avec des ondes longues.

Depuis lors, des progrès considérables ont été accomplis, et des portées pouvant atteindre 20.000 kilomètres, c'est-à-dire la moitié du tour de la terre, ont été obtenues (1).

Il semblerait logique qu'on ait fait appel tout d'abord aux ondes courtes pour réaliser des radiocommunications, puisque, nous l'avons vu, les effets inductifs croissent avec la fréquence.

Toutefois, l'emploi des ondes courtes a paru longtemps incompatible avec l'obtention de portées un peu grandes : les moyens de production d'oscillations de haute fréquence dont on disposait ne permettaient pas en effet de mettre en jeu beaucoup d'énergie ; d'autre part, la théorie, confirmée d'ailleurs par les premières expériences, avait conduit à penser que, comme pour les ondes lumineuses, la diffraction des ondes croît avec leur longueur et que les ondes longues franchissent plus facilement que les ondes courtes les obstacles naturels rencontrés à la surface du sol et qui tendraient à leur faire écran.

Aussi n'avait-on guère utilisé jusqu'à ces dernières années que les ondes supérieures à 100 mètres (3.000.000 d'oscillations par seconde).

Mais des essais d'ondes courtes effectués de divers côtés (100 m., 50, 10 et même 2 m.) ont fourni malgré la puissance en général

---

(1) On peut même recevoir en un point donné les ondes émises en ce point, après qu'elles ont effectué le tour de la terre une ou même plusieurs fois.

faible mise en jeu, des résultats tout à fait remarquables et l'on peut dire inattendus, susceptibles d'entraîner la transformation complète de la technique radioélectrique.

Après les premiers essais de Marconi qui utilisait la décharge oscillante d'un condensateur, la technique fit appel aux propriétés de l'arc électrique, et aux alternateurs de haute fréquence.

La réalisation d'alternateurs de haute fréquence présentait de grandes difficultés qui n'ont été résolues que depuis quelques années pour les ondes longues, de l'ordre de 10.000 mètres (30.000 périodes par seconde) et au delà. Il semble en outre d'après certains résultats récemment obtenus, que l'emploi d'alternateurs H. F. avec adjonction de multiplicateurs de fréquence puisse être envisagé avec un rendement acceptable pour les ondes moyennes (jusqu'à 200 mètres).

Toutefois cette extension de la gamme d'ondes ne va pas sans entraîner une certaine complication des appareils, et l'alternateur H. F. restera sans doute, en dépit de ces nouvelles possibilités, un appareil de poste fixe. Il en est de même de l'arc Poulsen.

Dans ces conditions, si l'on met à part le système à étincelles auquel on continuera quelque temps encore à recourir pour certaines émissions, le procédé de production des oscillations normalement utilisé dans les appareils militaires restera le procédé fondé sur les propriétés des lampes à trois électrodes dont il sera parlé ultérieurement.

Ce procédé présente en effet, comme nous le verrons, l'avantage d'une extrême souplesse, tout au moins pour les petites puissances et les courtes longueurs d'onde.

Pour les besoins militaires les longueurs d'onde à utiliser sont conditionnées par la nécessité d'une part de réaliser, dans un espace restreint, un très grand nombre de communications simultanées et d'autre part de mettre en œuvre soit pour les communications de l'extrême avant, soit pour la liaison entre véhicules en marche, des dispositifs de dimensions très réduites. On a été ainsi conduit à faire appel dans une large mesure aux ondes courtes, bien qu'elles se soient montrées assez capricieuses pour les faibles portées et qu'elles exigent parfois des réglages assez délicats.

On peut envisager, dans ces conditions, que la gamme d'ondes utilisées aux Armées sera comprise entre 10 mètres et 4.000 mètres, la longueur croissant, sous réserve de quelques exceptions (liaisons entre éléments mobiles) avec la portée à réaliser.

---

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE I.

### **Les ondes électromagnétiques.**

L'objet de la radiotélégraphie est de produire en un point au moyen d'appareils dits appareils d'émission, des oscillations élec-

triques de haute fréquence dont l'action puisse, sans l'intermédiaire de fils, être décelés à distance en un point donné au moyen d'appareils appropriés dits appareils de réception.

Les oscillations créées dans un conducteur provoquent en effet dans le milieu ambiant (l'air par exemple) des perturbations qui se propagent dans toutes les directions avec la vitesse de la lumière

( $V = 3.10^{10} \frac{cm}{sec}$ ), et qui viennent exciter le circuit de réception.

La théorie, confirmée par l'expérience montre qu'on peut concevoir en chaque point de l'espace, l'existence d'un champ électrique et d'un champ magnétique dont l'ensemble constitue ce qu'on appelle le champ électromagnétique et qui définit l'état électromagnétique du milieu au point considéré. Une variation quelconque de l'un des champs constitue une *perturbation électromagnétique*.

Toute variation de l'un quelconque des champs en un point donné, entraîne la modification de l'état électromagnétique des points voisins, de telle sorte que la perturbation initiale issue du poste d'émission s'étend de proche en proche à tout le milieu.

Au bout d'un temps  $t$ , elle se trouve localisée à la surface d'une sphère, dont le centre est au point origine et dont le rayon est égal à  $Vt$ . Cette sphère constitue une surface d'onde.

Si le champ électromagnétique au point origine varie suivant une loi périodique, il en est de même des champs en tous les points atteints par la surface d'onde. En tous les points de cette sphère les champs électriques ont à chaque instant même sens de variation. On dit qu'ils sont en concordance de phase ou plus simplement en phase. Il en est de même des champs magnétiques qui sont eux-mêmes en phase avec les champs électriques. Cette phase est évidemment en retard par rapport à la phase des champs au point origine, du temps nécessaire à la perturbation pour arriver au point considéré.

D'autre part, l'amplitude même de la perturbation décroît en se propageant puisque cette perturbation se trouve répartie sur des surfaces de plus en plus grandes. A grande distance, elle est inversement proportionnelle à la distance.

Donc si les champs, au point origine sont de la forme :  $A \sin \omega t$  sur la sphère S de rayon  $r$  ils sont de la forme  $\frac{A}{r} \sin \omega \left( t - \frac{r}{V} \right)$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \frac{2\pi}{T} \text{ est la pulsation.} \\ T \quad \text{est la période.} \\ F = \frac{1}{T} \text{ est la fréquence.} \end{array} \right.$$

Si l'on pose  $\lambda = VT$ , on peut écrire l'expression des champs sous la forme :

$$\frac{A}{r} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right).$$

$\lambda$  s'appelle la *longueur d'onde de propagation*.

C'est l'espace parcouru dans une direction quelconque par la perturbation électromagnétique pendant l'intervalle de temps  $T$  d'une période. En tous les points de l'espace dont les distances à l'origine diffèrent d'un nombre entier de longueurs d'onde, les champs sont en phase.

Le phénomène présente donc une double périodicité :

Une périodicité dans le temps caractérisée par la période  $T$ .

Une périodicité dans l'espace caractérisée par la longueur d'onde  $\lambda$ .

#### ANALOGIE MÉCANIQUE.

Les ondes électromagnétiques se propagent dans le diélectrique, comme les ondes sonores se propagent dans l'air.

Lorsqu'on produit un son en un point donné, les vibrations de la source sonore mettent en mouvement les molécules d'air voisines, et les vibrations de ces molécules se transmettent aux différentes couches d'air successives, et dans toutes les directions. Les vibrations sonores se propagent avec une vitesse constante ( $u = 34.000 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ ); de sorte qu'au bout d'un temps  $t$ , tous les points situés sur une sphère ayant pour centre le point origine et un rayon égal à  $ut$  sont en concordance de phase. Cette sphère est une surface d'onde.

L'amplitude des vibrations décroît au cours de la propagation.

Les termes : pulsation, période, fréquence, longueur d'onde ont le même sens que ceux qui ont été définis plus haut.

— Il n'y a évidemment qu'une analogie, et non une similitude entre les ondes sonores et les ondes électromagnétiques. Il faut aux premières un support matériel, l'air, alors que les secondes se propagent dans tout milieu diélectrique, y compris le vide. Les vibrations sonores sont dues au mouvement mécanique des particules du milieu tandis que les oscillations électriques ne sont que des variations de champs. Enfin les fréquences audibles sont d'un tout autre ordre de grandeur que les fréquences des oscillations électriques utilisées en télégraphie sans fil et les vitesses de propagation sont aussi très différentes.

Ce qu'il faut retenir, c'est l'analogie des deux mécanismes de propagation.

#### CLASSIFICATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Les ondes électromagnétiques sont caractérisées par leur amplitude et par leur fréquence.

Du point de vue de leur amplitude, on distingue deux grandes classes :

A. Les ondes entretenues.

B. Les ondes amorties.

*Les ondes entretenues* sont des ondes dont les oscillations successives sont identiques en régime permanent.

*Les ondes amorties* sont des ondes composées de trains successifs dans lesquels l'amplitude des oscillations, après avoir atteint un maximum décroît ensuite graduellement.

Les ondes entretenues comprennent les types ci-après :

TYPE A. — *Ondes entretenues non modulées.* — Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie sous l'effet d'une manipulation télégraphique.

TYPE A2. — *Ondes entretenues modulées à fréquence audible.* — Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie suivant une loi périodique de fréquence audible combinée avec une manipulation télégraphique.

TYPE A3. — *Ondes entretenues modulées par la parole ou par la musique.* — Ondes entretenues dont l'amplitude (ou la fréquence) varie suivant les vibrations caractéristiques de la parole ou de la musique.

Aux deux grandes classes A et B correspondent les deux grandes classes de procédés d'émission :

1° *Les procédés d'émission d'ondes amorties* utilisant la décharge oscillante d'un condensateur.

2° *Les procédés d'émission d'ondes entretenues* (arc, alternateur de haute fréquence, poste à lampes).

#### LES LONGUEURS D'ONDE UTILISÉES EN T. S. F.

La gamme d'ondes utilisées en T. S. F. s'étend depuis les ondes de l'ordre du mètre jusqu'aux ondes de 25 à 30 kilomètres.

L'emploi des ondes courtes avait paru, au début de la T. S. F. incompatible avec l'obtention de portées un peu grandes. Il était en effet impossible avec les dispositifs alors en usage de mettre en jeu beaucoup d'énergie au moyen des ondes courtes : D'autre part les expériences effectuées avaient confirmé que, comme dans le cas des ondes lumineuses, les ondes électriques franchissent d'autant mieux qu'elles sont plus longues, les obstacles naturels rencontrés à la surface du sol et qui tendraient à leur faire écran.

Toutefois le développement des applications des lampes à 3 électrodes dont l'apparition a fourni un moyen extrêmement commode et efficace de produire et de déceler les ondes électriques, a permis de mettre en évidence les propriétés particulières des ondes courtes avec lesquelles malgré la puissance en général faible mise en jeu, des portées considérables ont pu être atteintes.

En fait, les résultats ainsi obtenus ont ouvert la voie à une extension considérable du domaine des radiocommunications.

Du point de vue des applications militaires, en dépit de leur régime de propagation parfois capricieux, et des difficultés de réglage que comporte en général leur emploi, les ondes courtes présentent un intérêt tout particulier. Elles permettent en effet :

D'une part, d'augmenter dans des proportions considérables la densité des communications simultanées dans un espace restreint, et d'autre part, en raison des dimensions extrêmement réduites des antennes qui suffisent à les mettre en jeu, elles peuvent être utilisées commodément soit pour les liaisons de l'extrême avant, soit pour les liaisons entre éléments mobiles en marche.

La gamme d'ondes utilisée aux armées s'étend de 10 à 4.000 m.

---

FORMULES À RETENIR :

Pulsation :  $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi F$ .    Période : T.    Fréquence :  $F = \frac{1}{T}$ .

Longueur d'onde :                     $\lambda = VT$ .

Champ :     $e = \frac{A}{r} \sin \omega \left( t - \frac{r}{V} \right) = \frac{A}{r} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right)$ .

## CHAPITRE II.

### ÉTUDE DU CIRCUIT OSCILLANT.

#### INTRODUCTION.

##### § 1. LES OSCILLATIONS NATURELLES.

###### A. *Décharge du condensateur :*

- 1° Décharge apériodique ;
- 2° Décharge apériodique critique ;
- 3° Décharge oscillante ;
- Facteur d'amortissement ;
- Décrément logarithmique ;
- Période propre du circuit (formule de Thomson),
- Extension des résultats précédents ;
- Analogies mécaniques ;
- Vérifications expérimentales.

###### B. *Charge du condensateur par une f. e. m. constante :*

- 1° Charge apériodique ;
- 2° Charge oscillante. Surtension.

###### C. *Oscillations par choc.*

###### D. *Oscillations rythmées.*

##### § 2. LES OSCILLATIONS FORCÉES.

###### A. *Action d'une f. e. m. sinusoïdale simple :*

- Étude du régime permanent ;
- La résonance. La surtension ;
- Étude du régime variable dans le cas de la résonance ;
- Analogies mécaniques.

###### B. *Action d'une f. e. m. périodique non sinusoïdale.*

###### C. *Action d'une f. e. m. sinusoïdale amortie.*

##### § 3. LES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.

##### § 4. APPLICATIONS DU CIRCUIT OSCILLANT.

- Le résonateur ;
- Le circuit-bouchon.



## CHAPITRE II.

### ÉTUDE DU CIRCUIT OSCILLANT.

#### INTRODUCTION.

Nous avons vu au chapitre précédent que les ondes électromagnétiques sont de même forme que les oscillations des circuits d'émission. La technique radioélectrique fait couramment appel aux procédés que nous avons indiqués et que nous étudierons successivement. Dans tous ces procédés on utilise les propriétés du circuit électrique comprenant résistance, self-induction et capacité.

Ce même circuit qui se retrouve dans tous les postes de réception est d'un emploi tout à fait général et par suite son étude est fort importante.

Considérons donc un circuit électrique fermé comprenant une bobine de self induction et un condensateur. Un tel circuit présente toujours une certaine résistance ohmique.

Nous supposons que la résistance, la self-induction et la capacité du circuit sont des grandeurs invariables, localisées en des régions déterminées, la résistance dans le conducteur, la self-induction dans la bobine, et la capacité dans le condensateur.

Nous admettons en outre que ces grandeurs peuvent s'exprimer comme en électrotechnique par des coefficients  $R$   $L$   $C$  auxquels nous donnerons le nom de *constantes caractéristiques du circuit*.

Nous allons voir que dans certaines conditions, ce circuit peut être le siège d'un courant électrique alternatif.

Ce phénomène peut se produire de deux manières différentes qu'il importe de bien préciser.

Nous savons déjà qu'il en est ainsi lorsqu'on fait agir dans ce circuit une f. e. m. alternative, telle qu'en peut fournir un alternateur par exemple. Le circuit est alors le siège d'un courant alternatif dont la période est précisément celle de la f. e. m. agissante. On dit qu'il est soumis à des *oscillations forcées*.

Nous allons voir que lorsqu'il n'y a pas de f. e. m. alternative agissant dans le circuit, celui-ci peut tout de même être parcouru

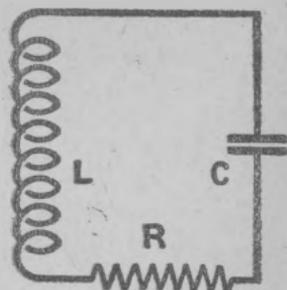


Fig. 10.

par un courant qui change périodiquement de sens, c'est-à-dire un courant oscillant. Cela se produit en particulier lorsqu'une certaine quantité d'énergie préalablement emmagasinée dans le circuit se dissipe librement.

Dans ce cas la période des oscillations dépend des constantes caractéristiques du circuit. On dit qu'il est le siège d'*oscillations libres* ou encore d'*oscillations naturelles*.

Ce sont les oscillations libres du circuit que nous allons étudier tout d'abord.

### § 1. Les oscillations naturelles du circuit.

Supposons qu'à l'instant pris pour origine, une certaine quantité d'énergie existe dans ce circuit. Elle peut être par exemple localisée dans le condensateur sous forme électrique. Si  $Q_0$  est la charge que portent les armatures, cette énergie a pour expression

$$W_e = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{C}$$

ou encore,  $V_0$  désignant la différence de potentiel entre les armatures du condensateur :

$$W_e = \frac{1}{2} C V_0^2.$$

Cette énergie peut aussi être localisée dans la bobine de self induction, sous forme magnétique.

Si  $I_0$  est l'intensité du courant dans la bobine à l'instant initial, cette énergie a pour expression :

$$W_m = \frac{1}{2} L I_0^2.$$

Les valeurs de la différence de potentiel aux bornes du condensateur  $V_0$  et du courant dans le circuit  $I_0$ , constituent ce qu'on appelle les *conditions initiales*. La connaissance de ces valeurs et des grandeurs caractéristiques du circuit suffit pour nous permettre de calculer à un instant quelconque postérieur  $t$  les valeurs instantanées de la différence de potentiel  $v$  aux bornes du condensateur et du courant  $i$ , supposé le même en tous les points du circuit. Ces grandeurs sont en effet définies par une équation différentielle que l'on peut écrire aisément en appliquant le principe de la conservation de l'énergie.

Ecrivons que pendant l'intervalle de temps  $(t, t + dt)$  l'énergie totale mise en jeu reste invariable.

La variation de l'énergie électrique est :

$$d\left(\frac{1}{2} C v^2\right) = C v dv.$$

La variation de l'énergie magnétique est :

$$d\left(\frac{1}{2} Li^2\right) = Lidi.$$

La quantité de chaleur dégagée est :  $Ri^2dt$ .

On a donc :

$$Cv dv + Lidi + Ri^2dt = 0.$$

qui s'écrit en divisant par  $dt$  :

$$Cv \frac{dv}{dt} + Li \frac{di}{dt} + Ri^2 = 0.$$

En tenant compte de ce que :

$$i = \frac{dq}{dt} = C \frac{dv}{dt} \qquad v = \frac{1}{C} \int_0^t idt.$$

on peut écrire :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t idt = 0. \quad (1)$$

D'où en dérivant par rapport à  $t$  :

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0.$$

En remplaçant  $i$  par  $\frac{dq}{dt}$  ou par  $C \frac{dv}{dt}$  on voit que les grandeurs  $ivq$  dépendent de trois équations différentielles de même forme, du second ordre à coefficients constants.

#### A. Décharge du condensateur.

Plaçons-nous dans le cas particulier envisagé plus haut, où l'énergie se trouve accumulée à l'instant initial dans le condensateur. Soit  $V_0$  la différence de potentiel entre les armatures.

Si l'on ferme le circuit, le condensateur se décharge. A l'instant  $t$  le circuit est le siège d'un courant  $i$  déterminé par l'équation différentielle ci-dessus. La différence de potentiel  $v$  aux bornes du condensateur est elle-même définie par la même équation :

$$L \frac{d^2v}{dt^2} + R \frac{dv}{dt} + \frac{v}{C} = 0.$$

(1) Sous cette forme on voit que l'équation qui s'écrit :

$$Ri + L \frac{di}{dt} + v = 0,$$

n'est autre que l'expression algébrique de la 2<sup>e</sup> loi de Kirchof en courant variable, que nous aurions pu écrire directement.

Et les conditions initiales sont :

$$t = 0, \quad v = V_0, \quad \dot{v} = 0.$$

Divisons tous les termes de l'équation par L et posons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{LC} = \omega^2 \\ \frac{R}{2L} = \alpha. \end{array} \right.$$

Il vient :

$$\frac{d^2v}{dt^2} + 2\alpha \frac{dv}{dt} + \omega^2 v = 0.$$

On sait que la solution de cette équation est de la forme :

$$v = Ae^{r't} + Be^{r''t}$$

où  $r'$  et  $r''$  sont les racines de l'équation caractéristique :

$$r^2 + 2\alpha r + \omega^2 = 0.$$

Trois cas peuvent se présenter suivant que ces racines sont réelles et distinctes, réelles et confondues ou imaginaires.

1° *Décharge aperiodique.*

L'équation caractéristique a ses racines réelles et distinctes.

C'est-à-dire que :

$$\alpha^2 - \omega^2 > 0,$$

ou en remplaçant  $\alpha$  et  $\omega$  par leurs valeurs :

$$\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC} > 0$$

ou :

$$\boxed{R > 2 \sqrt{\frac{L}{C}}}$$

Posons alors :

$$\alpha^2 - \omega^2 = \beta^2.$$

Les racines sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} r' = -(\alpha + \beta) \\ r'' = -(\alpha - \beta) \end{array} \right.$$

et l'intégrale a pour expression :

$$v = Ae^{-(\alpha + \beta)t} + Be^{-(\alpha - \beta)t}.$$

De la relation :

$$i = C \frac{dv}{dt}.$$

On déduit :

$$i = -C \left[ A(\alpha + \beta)e^{-(\alpha + \beta)t} + B(\alpha - \beta)e^{-(\alpha - \beta)t} \right].$$

Les coefficients arbitraires A et B sont déterminés par les conditions initiales :

$$\begin{cases} V_0 = A + B \\ 0 = A(\alpha + \beta) + B(\alpha - \beta). \end{cases}$$

On en tire :

$$\begin{cases} A = -V_0 \frac{\alpha - \beta}{2\beta} \\ B = V_0 \frac{\alpha + \beta}{2\beta}. \end{cases}$$

D'où les valeurs définitives de V et de i :

$$\begin{cases} v = \frac{V_0}{2\beta} \left[ (\alpha + \beta)e^{-(\alpha - \beta)t} - (\alpha - \beta)e^{-(\alpha + \beta)t} \right] \\ i = \frac{CV_0\omega^2}{2\beta} \left[ e^{-(\alpha + \beta)t} - e^{-(\alpha - \beta)t} \right] \end{cases} \quad \text{où } \omega^2 = \alpha^2 - \beta^2.$$

Traçons les courbes représentatives de ces fonctions.

La différence de potentiel part de la valeur maximum  $V_0$  et décroît constamment. L'intensité part de zéro, croît en valeur absolue jusqu'à un maximum puis tend asymptotiquement vers zéro.

Le maximum a lieu à l'instant :

$$t_m = \frac{1}{2\beta} \text{Log}_e \frac{\alpha + \beta}{\alpha - \beta}.$$

Au point correspondant la courbe du potentiel présente un point d'inflexion. L'intensité du courant  $i$  et la différence de potentiel  $v$  sont de signes contraires. Nous avons posé en effet :

$$i = \frac{dy}{dt} = C \frac{dv}{dt}.$$

Or  $v$  étant positif et constamment décroissant  $\frac{dv}{dt} < 0$ , donc :  
 $i < 0$  (1).

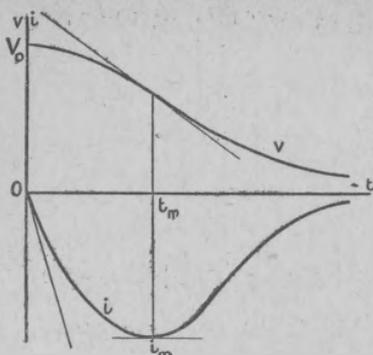


Fig. 11.

*Transformations de l'énergie.*

Considérons la relation :

$$Cvdv + Lidi + Ri^2dt = 0.$$

Remarquons tout d'abord que  $Ri^2dt$  est toujours positif. Dans tous les cas il y a donc dégagement de chaleur et échauffement du conducteur. D'autre part les signes de  $Cvdv$  et  $Lidi$  varient avec le temps. De l'instant initial à l'instant  $t_m$  où  $i$  passe par un maximum :

$$\left\{ \begin{array}{lll} v > 0, & dv < 0, & Cvdv < 0, \text{ l'énergie électrique décroît.} \\ i < 0, & di < 0, & Lidi > 0, \text{ l'énergie magnétique croît.} \end{array} \right.$$

La quantité d'énergie qui disparaît du condensateur se transforme partie en énergie magnétique, partie en chaleur Joule. A partir de l'instant  $t_m$  :

$$\left\{ \begin{array}{lll} v > 0, & dv < 0, & Cvdv < 0, \text{ l'énergie électrique décroît.} \\ i < 0, & di > 0, & Lidi < 0, \text{ l'énergie magnétique décroît.} \end{array} \right.$$

La totalité de l'énergie se dissipe et se transforme en chaleur.

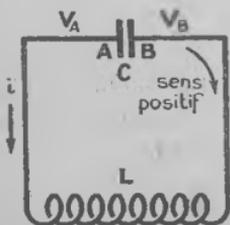


Fig. 12.

(1) Cela signifie que dans le circuit le courant de décharge va du potentiel le plus élevé  $V_A$  au potentiel le moins élevé  $V_B$  : si au lieu d'envisager la décharge du condensateur nous considérons la charge, le sens du courant serait inverse. Dans tous les cas on a toujours en grandeur et en signe :

$$i = \frac{dq}{dt} = C \frac{dv}{dt}.$$

2° Décharge apériodique critique.

— L'équation caractéristique à ses racines égales.

C'est-à-dire que :

$$\alpha^2 - \omega^2 = 0.$$

ou :

$$R = 2 \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Dans ce cas :

$$r' = r'' = -\alpha,$$

et l'intégrale de l'équation est :

$$v = (A + Bt)e^{-\alpha t}.$$

La détermination des constantes conduit aux relations :

$$\begin{cases} v = V_0(1 + \alpha t)e^{-\alpha t} \\ i = -CV_0\alpha^2 te^{-\alpha t} \end{cases}$$

Les courbes obtenues sont analogues aux précédentes. On dit que la décharge est apériodique critique (1).

3° Décharge oscillante.

— L'équation caractéristique a ses racines imaginaires conjuguées.

— L'équation caractéristique a ses racines imaginaires conjuguées :

On a alors :

$$\alpha^2 - \omega^2 < 0.$$

c'est-à-dire :

$$R < 2 \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Posons dans ce cas :

$$\beta^2 = \omega^2 - \alpha^2, \quad (\alpha^2 + \beta^2 = \omega^2).$$

Les racines sont :

$$\begin{cases} r^i = -\alpha + j\beta \\ r^ii = -\alpha - j\beta \end{cases}$$

(1) Ce cas correspond à la décharge dans le temps minimum.

L'intégrale est alors :

$$v = e^{-\alpha t} [A \cos \beta t + B \sin \beta t].$$

d'où :

$$i = C e^{-\alpha t} [(B\beta - A\alpha) \cos \beta t - (A\beta + B\alpha) \sin \beta t].$$

La détermination des constantes en tenant compte des conditions initiales donne :

$$\begin{cases} A = V_0 \\ B = V_0 \frac{\alpha}{\beta}. \end{cases}$$

finalement :

$$\begin{cases} v = V_0 e^{-\alpha t} \left[ \cos \beta t + \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta t \right] \\ i = - \frac{CV_0 \omega^2}{\beta} e^{-\alpha t} \sin \beta t. \end{cases}$$

si l'on pose :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\beta}{\alpha}$$

c'est-à-dire :

$$\sin \varphi = \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} = \frac{\beta}{\omega}$$

et :

$$\cos \varphi = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} = \frac{\alpha}{\omega}.$$

Il vient :

$$\begin{cases} v = V_0 \frac{\omega}{\beta} e^{-\alpha t} \sin (\beta t + \varphi) \\ i = - CV_0 \frac{\omega^2}{\beta} e^{-\alpha t} \sin \beta t. \end{cases}$$

Dans la grande majorité des cas, pour les circuits utilisés en télégraphie sans fil le terme  $\alpha^2 = \frac{R^2}{4L^2}$  est négligeable devant :  $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ .

Et l'on peut écrire

$$\beta = \omega, \quad \operatorname{tg} \varphi = \infty, \quad \varphi = \frac{\pi}{2}$$

D'où les formules :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = V_0 e^{-\alpha t} \cos \omega t \\ i = -CV_0 \omega e^{-\alpha t} \sin \omega t \end{array} \right.$$

Nous voyons que  $v$  et  $i$  sont des fonctions exponentielles pseudo-périodiques.

Les courbes représentatives ci-après montrent l'allure de ces fonctions.

Elles sont constituées d'une succession indéfinie d'arches tantôt positives, tantôt négatives, dont la longueur est constante et égale à la pseudopériode :  $T = \frac{2\pi}{\omega}$ . Leur ensemble constitue ce qu'on appelle un *train d'oscillations*.

Les maxima et minima successifs sont d'amplitudes décroissantes et séparés par des intervalles de temps égaux à  $T$ ; mais ils n'ont pas lieu rigoureusement au milieu de la demi-période.

Aux points voisins de ces maxima et minima, qui correspondent au milieu de la demi-période la courbe est tangente à la courbe enveloppe exponentielle :

$$\left\{ \begin{array}{l} V = \pm V_0 e^{-\alpha t} \\ I = \pm CV_0 \omega e^{-\alpha t} \end{array} \right.$$

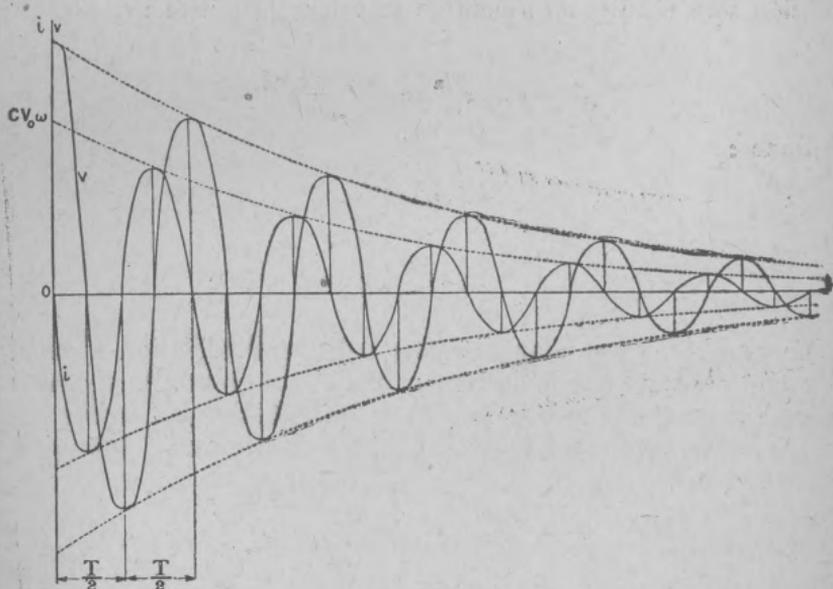


Fig. 13.

Les amplitudes successives des oscillations décroissent d'autant

plus vite que le facteur

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

est plus grand. C'est le facteur

d'amortissement des oscillations appelé aussi facteur d'amortissement du circuit oscillant.

Les ordonnées correspondantes à deux maxima ou à deux minima successifs sont entre elles comme le rapport :

$$\frac{V_{n+1}}{V_n} = \frac{I_{n+1}}{I_n} = e^{\alpha T} = e^{\delta}.$$

En posant :

$$\delta = \alpha T$$

On a :

$$\delta = \log \frac{V_{n+1}}{V_n} = \log \frac{I_{n+1}}{I_n}.$$

$\delta$  est le logarithme Néperien des rapports de deux amplitudes successives.

C'est le *décément logarithmique des oscillations*, ou plus simplement le *décément du circuit*.

On peut exprimer simplement en fonction du *décément* le rapport de deux amplitudes d'ordre quelconque et se rendre compte de la rapidité de décroissance des oscillations. Cherchons par exemple au bout de combien d'oscillations l'amplitude de la tension sera réduite au  $p$ ième de sa valeur primitive :

$$\frac{V_0}{V_n} = p = e^{\alpha t_n} = e^{n\alpha T} = e^{n\delta}.$$

Donc :

$$n\delta = \log p,$$

$$n = \frac{1}{\delta} \log p.$$

Ce nombre  $n$  est d'autant plus petit et l'oscillation s'amortit d'autant plus vite que le *décément*  $\delta$  est plus grand. Pratiquement comme nous allons le voir la période est extrêmement courte et le temps au bout duquel les oscillations sont devenues insensibles est très petit.

#### *Transformations de l'énergie.*

Considérons le cas d'un faible amortissement.

Reprenons la relation générale :

$$Cdv + Lidi + Ri^2dt = 0.$$

$Ri^2dt$  est toujours positif. Il y a toujours dégagement de chaleur

Cela étant, on peut considérer quatre régions, indiquées sur la figure ci-dessous :

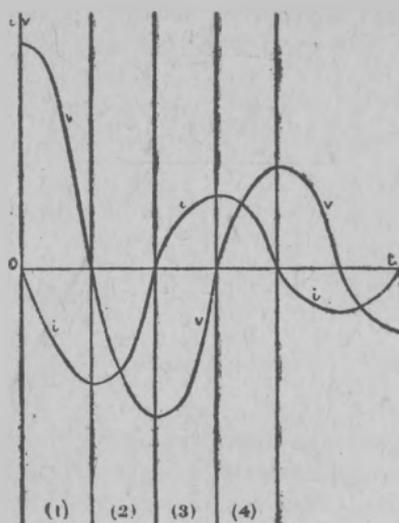


Fig. 14.

— Région (1)	}	$v > 0, \quad dv < 0,$	$Cv dv < 0,$ l'énergie élec-
		$i < 0, \quad di < 0,$	$Lidi > 0,$ l'énergie ma-
— Région (2)	}	$v < 0, \quad dv < 0,$	$Cv dv > 0,$ l'énergie élec-
		$i < 0, \quad di > 0,$	$Lidi < 0,$ l'énergie ma-
— Région (3)	}	$v < 0, \quad dv > 0,$	$Cv dv < 0,$ l'énergie élec-
		$i > 0, \quad di > 0,$	$Lidi > 0,$ l'énergie ma-
— Région (4)	}	$v > 0, \quad dv > 0,$	$Cv dv > 0,$ l'énergie élec-
		$i > 0, \quad di < 0,$	$Lidi < 0,$ l'énergie ma-

*Période propre du circuit.*

La période  $T$  des oscillations est donnée par la relation :

$$T = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}};$$

ou en remplaçant  $\alpha^2$  et  $\omega^2$  par leurs valeurs :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$$

$T$  s'appelle la période propre du circuit.

$F = \frac{1}{T}$  est la fréquence propre.

$\beta = \frac{2\pi}{T} = 2\pi F$  est la pulsation propre.

Toutes choses égales d'ailleurs si l'on fait varier la résistance  $R$ , la période propre varie comme l'indiquent les courbes ci-dessous, qui représentent les variations de  $i$  en fonction de  $t$ , pour un circuit dont les caractéristiques sont :

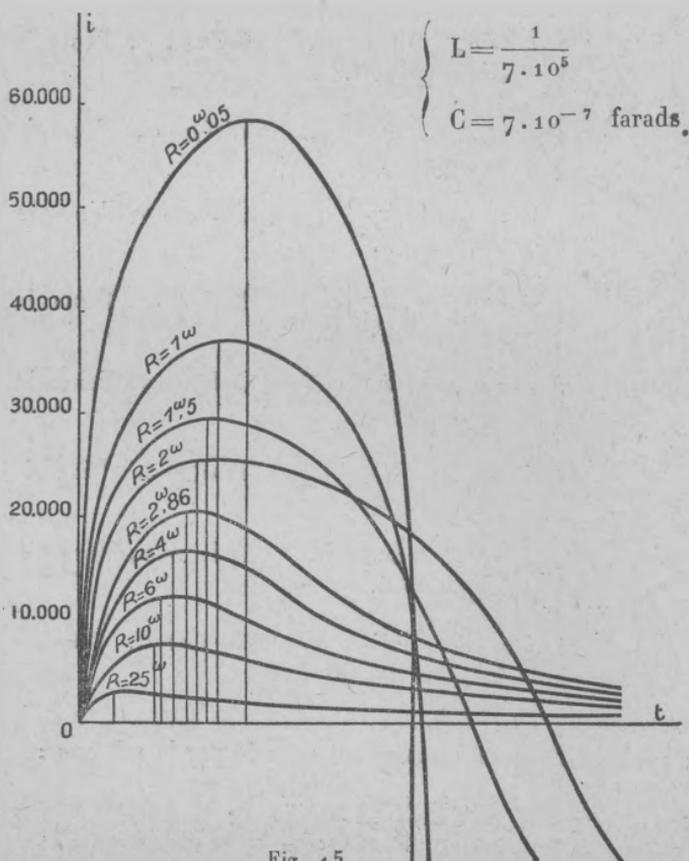


Fig. 15.

Lorsque R atteint sa plus grande valeur  $2\sqrt{\frac{L}{C}}$  la période est infinie. C'est le cas de la décharge apériodique qui a été précédemment étudiée. Si R décroît, la période décroît.

En même temps l'amortissement décroît.

Lorsque la résistance devient très faible, et par suite aussi l'amortissement, on peut négliger le terme  $\alpha^2$  devant  $\omega^2$ . La période est alors donnée par la formule suivante :

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

C'est la formule de Thomson (1).

Elle est d'un emploi général en télégraphie sans fil, où l'on utilise en général des circuits présentant une très faible résistance. Pour des valeurs convenables de la self-induction et de la capacité on voit que le circuit donné peut osciller avec une fréquence très élevée.

— En tenant compte de l'expression de T le décrément du circuit peut s'écrire :

$$\delta = \alpha T = \frac{R}{2L} \cdot 2\pi\sqrt{LC}$$

ou :

$$\delta = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Les oscillations propres d'un circuit sont donc d'autant plus rapidement amorties que la résistance et la capacité sont plus grandes et que la self-induction est plus petite.

(1) Application de la formule de Thomson.

Considérons un circuit d'émission par exemple dont les constantes caractéristiques ont pour valeurs :

$$\left. \begin{aligned} R &= 5.10^{-2} \text{ ohms.} \\ C &= 7.10^{-1} \text{ microfarad.} \\ L &= \frac{1}{7} 10^{-3} \text{ henry.} \end{aligned} \right\}$$

On trouve, pour le facteur d'amortissement :  $\alpha = \frac{R}{2L} = 17.500$ .

Pour la période :  $T = 2\pi\sqrt{LC} = \frac{1}{150.000}$  de seconde.

Pour le décrément logarithmique :  $\delta = \alpha T = 0,117$ .

Si l'on suppose le condensateur chargé primitivement à 80.000 volts ( $W_0 = 228$  kilogrammètres) on trouve que la première amplitude du courant est  $I_0 = CV\omega_0 = 56.000$  ampères. Mais ce courant ne dure qu'un temps extrêmement court.

Au bout de 115 oscillations, c'est-à-dire au bout de  $\frac{1}{1.300}$  de seconde l'amplitude est réduite à  $1/2$  ampère, moins du  $\frac{1}{100.000}$  de sa valeur maximum.

*Remarque.* — La formule de Thomson montre que la période propre d'un circuit et par suite aussi sa fréquence propre  $F$  d'oscillation sont parfaitement déterminées par les constantes caractéristiques du circuit, à savoir sa self-induction et sa capacité.

Nous étudierons plus loin comment l'on peut utiliser la décharge oscillante d'un circuit à condensateur pour produire des ondes amorties ayant même fréquence que sa fréquence propre.

Dans le milieu isolant où se propagent ces ondes, on peut les caractériser par leur période dans l'espace qui est liée à la période propre du circuit d'émission par la relation fondamentale :

$$\lambda = VT,$$

C'est-à-dire :

$$\lambda = 2\pi V \sqrt{LC}$$

où  $V$  est la vitesse de propagation des ondes dans le milieu,  $\lambda$  est la longueur d'onde.

Il est essentiel d'observer que cette grandeur  $\lambda$  dépend non seulement des caractéristiques du circuit mais aussi de la vitesse  $V$  c'est-à-dire de la nature du milieu où s'effectue la propagation.

Elle ne caractérise donc le circuit que dans un milieu donné. Ce n'est pas une caractéristique *propre* du circuit.

Toutefois il est encore d'usage, lorsque l'on considère les transmissions radioélectriques dans l'air de l'appeler longueur d'onde propre du circuit. Pour la commodité du langage, et dans certains cas particuliers nous serons appelés à employer cette expression, en nous souvenant des réserves énoncées ci-dessus.

Dans la formule de Thomson, les grandeurs sont exprimées en unités électromagnétiques C. G. S. Pratiquement on utilise l'une des formules ci-après qui en dérivent :

$$\lambda_{cgs} = 2\pi \sqrt{LG} \quad \left\{ \begin{array}{l} L \text{ en unités électromagnétiques.} \\ G \text{ en centimètres.} \quad (G = Cv^2). \end{array} \right.$$

$$\lambda_{ms} = 1,885 \sqrt{LG} \quad \left\{ \begin{array}{l} L \text{ en microhenrys.} \\ G \text{ en centimètres.} \end{array} \right.$$

$$\lambda_{ms} = 59,61 \sqrt{LC} \quad \left\{ \begin{array}{l} L \text{ en U. E. M. C. G. S.} \\ C \text{ en microfarads.} \end{array} \right.$$

#### *Extension des résultats précédents.*

L'étude qui précède s'applique à un circuit schématique. Les résultats auxquels nous sommes parvenus, et en particulier la formule fondamentale de Thomson ne sont applicables que dans des conditions qu'il est nécessaire de bien préciser.

Ces conditions sont les suivantes :

- 1° Les grandeurs caractéristiques du circuit sont invariables.
- 2° Ces grandeurs sont localisées dans le circuit et non réparties.
- 3° L'intensité du courant est la même à un instant quelconque en tous les points du circuit.

L'expérience montre que l'on peut en général étendre les résultats obtenus aux circuits fermés mis en œuvre en radiotélégraphie, sous réserve de donner aux constantes R. L. C. des valeurs convenables qui peuvent être parfois différentes de celles que l'on obtiendrait au moyen des mesures courantes en électrotechnique.

— On peut en particulier envisager que la résistance R exprime non seulement les pertes ohmiques mais d'une façon générale toutes les pertes du circuit. L'existence d'une résistance absorbant à chaque oscillation une fraction de l'énergie mise en jeu entraîne un amortissement des oscillations et il est possible de définir un facteur d'amortissement  $\alpha$  et un décrément  $\delta$ .

On étend parfois ces résultats aux circuits comportant une étincelle, à l'oscillateur de Hertz par exemple ou aux circuits de décharge des postes d'émission à ondes amorties. C'est avec de tels circuits qu'ont été faites les premières vérifications expérimentales de la théorie précédente (Miroir tournant de Feddersen). En fait la présence d'une étincelle modifie notablement les phénomènes. La résistance du circuit n'est pas constante. Infinie tant que ne jaillit pas l'étincelle, elle devient en effet rapidement très faible. Elle dépend de la nature des électrodes et de l'amplitude des oscillations. Des essais effectués avec des électrodes d'éclateur en argent, en cuivre ou en laiton ont mis en évidence une décroissance linéaire des amplitudes et non une décroissance exponentielle :

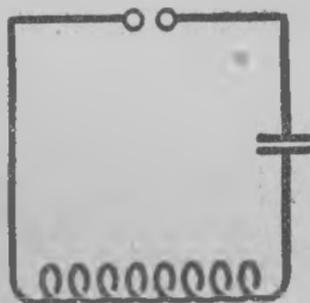


Fig. 16.

$$i = (A - Bt) \sin \omega t.$$

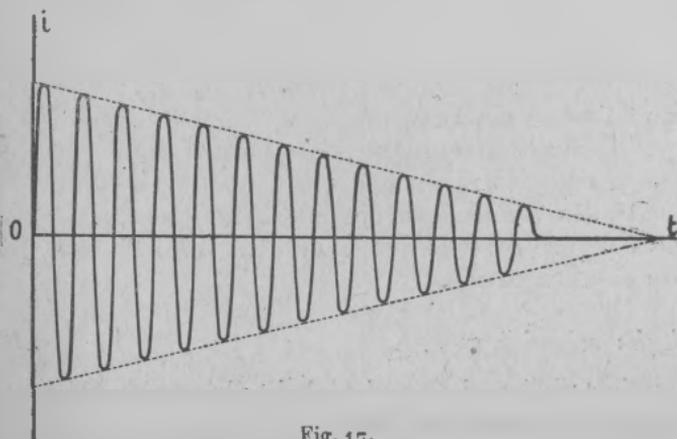


Fig. 17.

Le train d'oscillations est brusquement interrompu comme le prouve nettement la charge résiduelle du condensateur après la décharge.

Pour tenir compte approximativement de l'étincelle, on admet souvent que la résistance est constante et qu'elle est égale à la résistance d'un circuit sans étincelle ayant même période que le circuit donné et dont la décharge mettrait en jeu la même quantité d'énergie.

— En ce qui concerne les deux dernières conditions énoncées ci-dessus, on peut admettre qu'elles sont réalisées si la capacité est grande et le circuit très court. Lorsqu'au contraire la longueur de ce dernier devient une fraction notable de la longueur d'onde, la self-induction et la capacité sont réparties tout le long du circuit et l'intensité du courant n'est pas la même en tous les points; l'équation et les conclusions qu'on en tire cessent alors d'être rigoureuses.

Nous verrons en étudiant les circuits ouverts que les conditions énoncées ci-dessus ne sont plus remplies. La formule de Thomson ne peut être appliquée qu'avec prudence et après discussion des possibilités d'emploi.

#### *Circuit apériodique.*

De la formule de Thomson il résulte que pour qu'un circuit peu résistant soit susceptible d'osciller librement, il faut que ce circuit possède à la fois self-induction et capacité.

Un circuit complètement dénué de capacité ne peut pas osciller. C'est un circuit apériodique.

Toutefois ce n'est là qu'un cas théorique. En fait même lorsqu'un circuit ne comporte pas de condensateur, il présente toujours une petite capacité due à ce que deux éléments du conducteur  $M_1M_2$  et  $M'_1M'_2$  placés en regard, sont à des potentiels différents. L'enroulement d'une bobine de self-induction en particulier présente toujours une capacité répartie qui peut parfois présenter des valeurs notables.

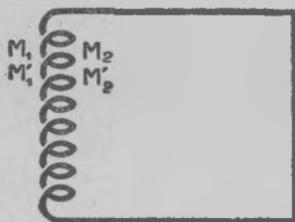


Fig. 18.

Suivant l'usage nous continuerons d'appeler circuit apériodique un circuit sans condensateur, c'est-à-dire dont la capacité se réduit à la capacité répartie des bobines de self-induction et à la capacité des connexions, de telle sorte que sa période propre soit très éloignée de celle des oscillations que l'on veut mettre en évidence dans ce circuit.

#### *Analogies mécaniques.*

L'équation différentielle qui régit le phénomène de la décharge du condensateur se présente souvent en mécanique, et conduit

à des résultats évidemment analogues. On peut trouver dans la plupart des domaines de la mécanique et de la physique de nombreuses analogies qui tombent plus directement sous nos sens et qui permettent de se faire une idée précise du phénomène.

Considérons un corps solide  $M$  relié à deux points fixes  $A$  et  $A'$  par deux ressorts identiques  $R, R'$ . Dans sa position d'équilibre, le corps est en  $o$  au milieu de  $AA'$ .

Déplaçons-le en comprimant le ressort  $R$  et en allongeant le ressort  $R'$ . Nous emmagasinons de l'énergie dans les ressorts. Abandonnons le corps. Sous l'action des forces élastiques, il est rappelé vers le point  $o$ . Supposons que son mouvement soit guidé par une glissière horizontale,

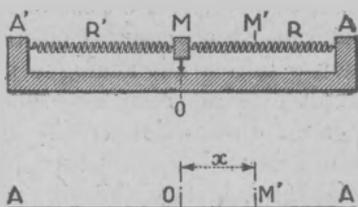


Fig. 19.

pour ne pas faire intervenir l'action de la pesanteur, et plaçons tout le système dans un milieu résistant, un liquide visqueux par exemple. Admettons que ce liquide exerce sur  $M$  une résistance proportionnelle et opposée à la vitesse.

Désignons par  $x$  l'élongation du mobile à l'instant  $t$  c'est-à-dire sa distance au point  $o$ .

Appliquons l'équation fondamentale de la mécanique en écrivant qu'à l'instant  $t$  toutes les forces se font équilibre, y compris les forces d'inertie.

— La force d'inertie est :  $- m \frac{d^2x}{dt^2}$ .

— La résistance due au milieu est :  $- r \frac{dx}{dt}$ .

— La force élastique des ressorts est :  $- sx$ .

—  $m$  est la masse du corps qui caractérise son inertie;

—  $r$  est le coefficient de frottement;

—  $s$  est le coefficient d'élasticité.

On a donc :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + sx = 0.$$

Comparons cette équation à l'équation différentielle :

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0.$$

où  $q$  est la charge électrique des armatures du condensateur.

— A la charge électrique  $q$  correspond l'élongation du mobile  $x$ .

— Au courant  $i = \frac{dq}{dt}$  correspond la vitesse :  $u = \frac{dx}{dt}$ .

— A la résistance ohmique  $r$  correspond le coefficient de frottement  $r$ .

— A la self-induction  $L$  correspond la masse du corps  $m$ .

— A la capacité  $C$  correspond l'inverse  $\frac{1}{s}$  du coefficient d'élasticité  $s$ .

Physiquement il en est bien ainsi : La résistance qu'un conducteur oppose au courant électrique est une sorte de résistance visqueuse tout à fait analogue au frottement. La self-induction d'un circuit exprime bien une inertie électrique du circuit, puisque la f. e. m. d'induction créée par un courant variable s'oppose toujours à la variation du flux qui lui donne naissance (Loi de Lenz).

Quant à la capacité, son rôle est moins évident, mais on peut s'en faire une idée en considérant non plus le courant de conduction qui parcourt le conducteur mais le courant de déplacement qui le prolonge dans le diélectrique et qui a pour expression :

$$i = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{de}{dt}$$

(où  $e$  est le champ électrique).

Nous avons vu en effet, que ce courant de déplacement rencontre dans le diélectrique une véritable résistance élastique.

L'analogie des forces entraîne l'analogie des énergies.

Les deux équations ci-dessus multipliées respectivement par :

$$dx \text{ et } dq$$

s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} d\left(\frac{1}{2} mu^2\right) + ru^2 dt + d\left(\frac{1}{2} sx^2\right) = 0 \\ d\left(\frac{1}{2} Li^2\right) + Ri^2 dt + d\left(\frac{1}{2} \frac{q^2}{C}\right) = 0 \end{array} \right.$$

à l'énergie électromagnétique :  $\frac{1}{2} Li^2$  correspond l'énergie cinétique, la force vive :  $\frac{1}{2} mu^2$

à l'énergie électrique :  $\frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$  correspond l'énergie élastique :  $\frac{1}{2} sx^2$ .

Les deux termes  $ru^2 dt$  et  $Ri^2 dt$  expriment tous les deux, l'énergie dissipée sous forme de chaleur.

Les résistances  $R$  et  $r$  jouent un rôle identique. Si ces résistances sont trop grandes, le mouvement est apériodique. Le corps  $M$  déplacé de sa position d'équilibre  $y$  revient lentement sans le dépasser de même que s'évanouit lentement la charge du condensateur. Si le milieu devient moins résistant, moins visqueux, le corps rappelé vers le point  $O$ , le dépasse en vertu de son inertie, puis revient dans l'autre sens et oscille de part et d'autre du point  $o$ , comme la charge du condensateur oscille de part et d'autre de zéro.

La période de ces oscillations naturelles dépend des grandeurs caractéristiques  $r$ ,  $m$ ,  $s$ .

B. Charge du condensateur par une f. e. m. constante.

Considérons le même circuit schématique de constantes caractéristiques RLC et branchons le brusquement aux bornes d'un générateur de f. e. m. constante  $E$ . Nous allons voir que, dans certaines conditions, le circuit peut encore être le siège d'oscillations naturelles.

Le principe de la conservation de l'énergie s'écrit maintenant :

$$Cv dv + Ri^2 dt + L di = E i dt,$$

avec

$$i = C \frac{dv}{dt}.$$

Divisons par  $i dt$  il vient :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = E \quad (1)$$

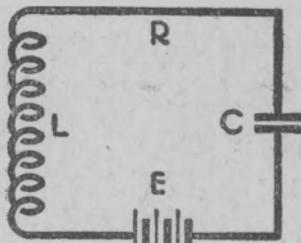


Fig. 20.

L'équation en  $v$  s'écrit :

$$L \frac{d^2v}{dt^2} + R \frac{dv}{dt} + \frac{v}{C} = E.$$

ou avec les mêmes notations que précédemment :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2v}{dt^2} + 2\alpha \frac{dv}{dt} + \omega^2 v &= \omega^2 E \\ \alpha &= \frac{R}{2L} \\ \omega^2 &= \frac{1}{LC} \end{aligned} \right\}$$

La solution générale s'obtient encore en ajoutant à la solution générale de l'équation sans second membre une solution particulière de l'équation avec second membre.

Une telle solution particulière est évidente : c'est  $v = E$ .

Quant à la solution générale de l'équation avec second membre qui n'est autre que celle que nous avons rencontrée en étudiant la décharge du condensateur, elle peut affecter trois formes diffé-

(1) Sous cette forme on voit que l'équation qui s'écrit :

$$Ri + L \frac{di}{dt} + v = E,$$

n'est autre que l'expression algébrique de la 2<sup>e</sup> loi de Kirchof.

rentes selon la valeur de la résistance du circuit. Il s'ensuit que, sous l'influence de la f. e. m. E la charge du condensateur peut être apériodique ou oscillante.

1° Charge apériodique :

$$R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

Dans ce cas, la solution générale est :

$$v = E + Ae^{-(\alpha + \beta)t} + Be^{-(\alpha - \beta)t}$$

et

$$i = C \left[ -(\alpha + \beta)Ae^{-(\alpha + \beta)t} - (\alpha - \beta)Be^{-(\alpha - \beta)t} \right]$$

En tenant compte des conditions initiales :

pour :  $t = 0, \quad V = 0, \quad i = 0.$

il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = E \frac{\alpha - \beta}{2\beta}, \\ B = -E \frac{\alpha + \beta}{2\beta}. \end{array} \right.$$

d'où la solution :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = E + \frac{E}{2\beta} \left[ (\alpha - \beta)e^{-(\alpha + \beta)t} - (\alpha + \beta)e^{-(\alpha - \beta)t} \right] \\ i = \frac{C\omega^2}{2\beta} E \left[ e^{-(\alpha - \beta)t} - e^{-(\alpha + \beta)t} \right]. \end{array} \right.$$

Les courbes ci-dessous représentent ces deux fonctions.

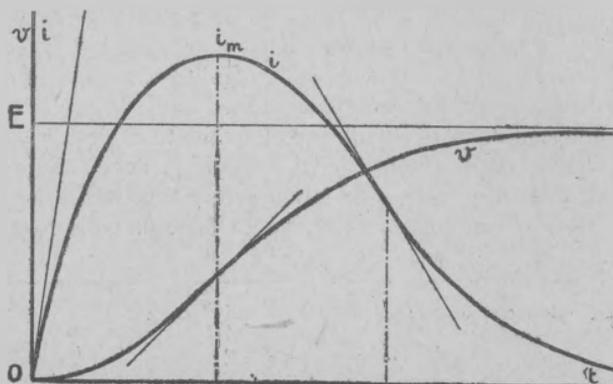


Fig. 21.

Cette fois, le courant  $i$  a le même signe que la tension car  $\frac{dv}{dt} > 0$ .

2° Charge oscillante :

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

On trouve dans ce cas :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = E \left[ 1 - \frac{\omega}{\beta} e^{-\alpha t} \sin(\beta t + \varphi) \right] \\ i = \frac{C\omega^2}{\beta} E e^{-\alpha t} \sin \beta t. \end{array} \right. \quad \text{avec } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\beta}{\alpha}.$$

Si l'amortissement est faible :  $\beta = \omega$ ,  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

Il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = E (1 - e^{-\alpha t} \cos \omega t) \\ i = C\omega E e^{-\alpha t} \sin \omega t. \end{array} \right.$$

Les courbes ci-dessous représentent ces deux fonctions :

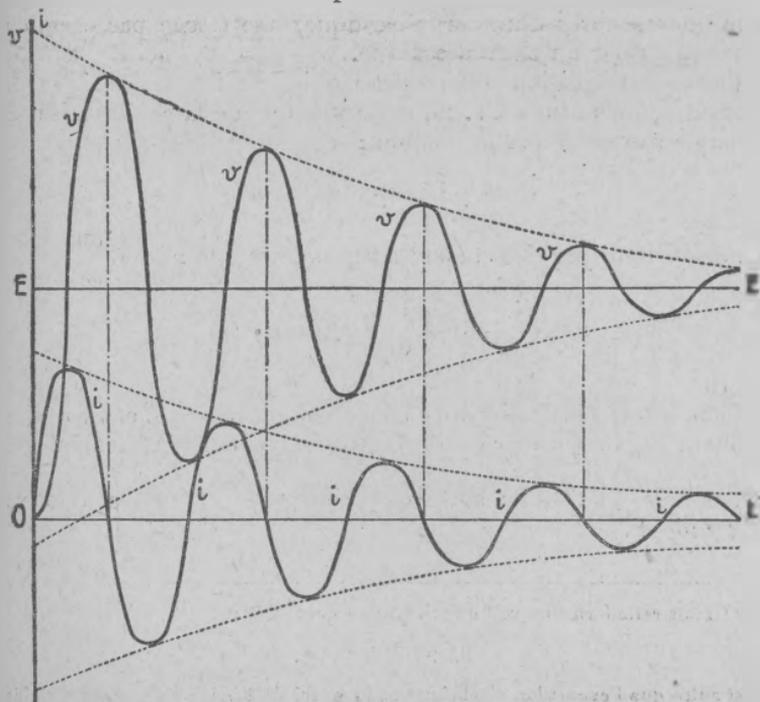


Fig. 22.

La charge du condensateur est oscillante amortie.  
 La période est la période propre du circuit.  
 L'amortissement est l'amortissement propre du circuit.  
 Ce sont encore des oscillations naturelles.

*Surtension.* — La plus grande valeur que peut atteindre la tension aux bornes du condensateur est égale à :

$$V_m = E \left( 1 + e^{-\frac{\delta}{2}} \right) \quad \text{pour } t = \frac{T}{2}$$

Elle est plus grande que la f. e. m.  $E$  du générateur.  
 On dit qu'il y a surtension.

Le rapport  $\frac{V_m}{E} = 1 + e^{-\frac{\delta}{2}}$  s'appelle le facteur de surtension.

### C. Les oscillations du circuit par choc.

En dehors des deux cas que nous venons d'étudier, le circuit peu amorti peut être le siège d'oscillations naturelles, lorsqu'il est soumis à une f. e. m. brutale de très courte durée, agissant à la façon d'un choc. Déplacé de son état d'équilibre par cette f. e. m. appliquée, il y revient par une série d'oscillations naturelles.

Ce phénomène est tout à fait analogue au phénomène des vibrations sonores d'un corps élastique, une cloche par exemple, provoquées par un choc mécanique.

Formons l'équation différentielle qui régit l'état électrique du courant soumis à une f. e. m.  $e$ . Le principe de la conservation de l'énergie s'exprime par la relation :

$$Cvdv + Lidi + Ri^2dt = eiddt,$$

ou, en divisant par  $dt$  et tenant compte de ce que :  $i = C \frac{dv}{dt}$ ,

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t idt = e \quad (1)$$

Dans le cas particulier que nous envisageons, la f. e. m.  $e$  dure pendant un temps très court  $\theta$  et prend pendant ce temps, une valeur très grande, de sorte que l'intégrale  $\int_0^\theta edt$  a une valeur finie  $P$ .

(1) Sous cette forme on voit que l'équation qui s'écrit :

$$Ri + L \frac{di}{dt} + v = e,$$

n'est autre que l'expression algébrique de la 2<sup>e</sup> loi de Kirchof en courant variable, que nous pouvions écrire directement.

Multiplions les deux membres de l'équation par  $dt$  et intégrons de  $0$  à  $\theta$

$$\int_0^\theta L di + \int_0^\theta R i dt + \frac{1}{C} \int_0^\theta q dt = \int_0^\theta e dt = P.$$

La première intégrale est égale à  $L\Delta i$ ,  $\Delta i$  représentant la variation totale de l'intensité du courant.

Les deux autres intégrales qui figurent dans le premier membre, sont négligeables, parce que  $i$  et  $q$  ne prennent pas de très grandes valeurs et que  $\theta$  est très petit.

Il reste donc :

$$L\Delta i = P.$$

C'est-à-dire :

$$\Delta i = \frac{P}{L}.$$

Si, à l'instant initial, le courant était nul, on voit qu'à l'instant  $\theta$  le circuit est le siège d'un courant :

$$I_0 = \frac{P}{L}.$$

A partir de ce moment, la f. e. m. cesse d'agir. Le circuit est abandonné à lui-même et l'énergie emmagasinée dans le circuit, se dissipe graduellement. En d'autres termes, le circuit est le siège d'un courant oscillant :

$$i = I_0 e^{-\alpha t} \cos \omega t.$$

L'excitation du circuit par choc est utilisée dans la plupart des postes d'émission à ondes amorties, et aussi dans des appareils de mesure (ondemètres).

#### D. Les oscillations rythmées du circuit.

Les oscillations naturelles d'un circuit sont utilisées en télégraphie sans fil dans les postes d'émission à ondes amorties. Le principe en sera donné ultérieurement. Contentons-nous pour l'instant de remarquer que la simple décharge d'un condensateur, dont la durée est extrêmement courte, ne constitue qu'un seul train d'oscillations. Ce train d'oscillations ne donne lieu, comme nous le verrons, qu'à un seul train d'ondes, de même période et de même amortissement, et par suite de même durée. Or, nous avons vu que les ondes amorties sont composées, non pas d'un seul train d'ondes, mais d'un certain nombre de trains se succédant à intervalles assez rapprochés pour que leurs actions s'ajoutent dans l'appareil récepteur. Pratiquement, on fait en sorte que ces trains

se succèdent à une fréquence musicale  $\mathcal{F}$  à raison par exemple de 1.000 par seconde.

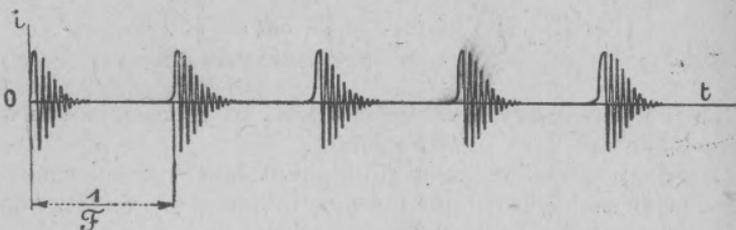


Fig. 23.

D'où la nécessité de disposer au poste d'émission, d'un système permettant de charger le condensateur du circuit de décharge  $\mathcal{F}$  fois par seconde, et aussi d'un dispositif spécial lui permettant de se décharger avec la même fréquence.

Dans ces conditions, le circuit est le siège d'oscillations de haute fréquence qui se présentent sous la forme de trains d'oscillations amorties, se succédant à la fréquence  $\mathcal{F}$ . Ce sont des oscillations rythmées.

*Intensité efficace.*

L'effet thermique produit par chacun des trains d'oscillations dans le circuit de résistance  $R$  est :

$$R \int_0^{\infty} i^2 dt .$$

Avec :

$$i = I_0 e^{-\alpha t} \sin \omega t .$$

L'intégrale doit être prise de 0 à l'infini, puisque théoriquement, le train d'oscillations s'étend jusqu'à l'infini. Pratiquement, nous avons vu qu'il est d'une durée extrêmement courte.

Pour  $\mathcal{F}$  trains d'oscillations par seconde, la quantité de chaleur dégagée est donc :

$$\begin{aligned} Q &= \mathcal{F} R I_0^2 \int_0^{\infty} e^{-2\alpha t} \sin^2 \omega t . \\ &= \frac{\mathcal{F} R I_0^2}{4\alpha} \frac{\omega^2}{\alpha^2 + \omega^2} . \end{aligned}$$

Si les oscillations sont peu amorties  $\alpha^2$  est négligeable devant  $\omega^2$  et le second membre se réduit à  $\frac{\mathcal{F} RI_0^2}{4\alpha}$ .

Or, l'intensité efficace du courant est définie par la relation :

$$RI_e^2 = Q = \frac{\mathcal{F} RI_0^2}{4\alpha}$$

D'où :

$$I_e = \sqrt{\frac{\mathcal{F}}{4\alpha}} I_0$$

## § 2. Les oscillations forcées du circuit.

### A. Action d'une f. e. m. sinusoidale simple.

Considérons un circuit dont les constantes caractéristiques sont RLC et appliquons-lui une f. e. m. sinusoidale :

$$e = E \sin(\omega t + \psi).$$

en intercalant par exemple un alternateur, ou en plaçant le circuit dans un champ magnétique alternatif. Le premier cas se présente dans l'étude des postes d'émission, le second cas n'est autre que celui de la réception par cadre.

Le principe de la conservation de l'énergie s'inscrit :

$$Cvdv + Lidi + Ri^2dt = eidt.$$

ou en divisant par  $idt$  et tenant compte de ce que :  $i = C \frac{dv}{dt}$ ,

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t idt = e.$$

C'est une équation différentielle du second ordre à coefficients constants avec second membre. La solution générale de cette équation s'obtient en ajoutant à la solution générale de l'équation sans second membre une solution particulière de l'équation avec second membre.

Or, la solution générale de l'équation sans second membre est la même que celle qui régit la décharge du condensateur.

D'autre part, nous connaissons une solution particulière de l'équation avec second membre :

$$i = \frac{E \sin(\omega t + \psi - \varphi)}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (1)$$

L'expression  $\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$  n'est autre que l'impédance du circuit.

$L\omega$  est l'inductance

$\frac{1}{C\omega}$  est la capacitance

$$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} S = L\omega - \frac{1}{C\omega} \text{ est la réactance.}$$

L'angle  $\varphi$  est défini par la relation :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{S}{R} = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

*Solution générale dans le cas d'un circuit oscillant.*

Dans le cas le plus général, nous voyons que le courant qui prend naissance dans le circuit, sous l'action de la f. e. m. appliquée  $e$  résulte de la superposition de deux courants :

(1) Rappelons que cette solution peut s'obtenir aisément en faisant usage de la notation vectorielle.  $E$  et  $I$  représentant deux vecteurs tournant autour d'un point fixe avec une vitesse angulaire  $\omega$ ,  $L \frac{di}{dt}$  est représenté par un vecteur  $jL\omega I$  décalé d'un angle  $\frac{\pi}{2}$  en avant du vecteur  $I$ ,  $\frac{1}{C} \int i dt$  est représenté par un vecteur  $\frac{-j}{C\omega} I$  décalé d'un angle  $\frac{\pi}{2}$  en arrière du vecteur  $I$ . Et l'équation s'écrit :

$$\left[ R + j \left( L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \right] I = E,$$

d'où :

$$I = \frac{E}{Z},$$

$Z = R + j \left( L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)$  est l'impédance imaginaire du circuit.

On en déduit :

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} e^{-j\varphi}$$

$I$  est donc un vecteur décalé en arrière du vecteur  $E$  d'un angle  $\varphi$  défini par la relation :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

Et l'on a :

$$i = \frac{E \sin(\omega t + \psi - \varphi)}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Un courant dû au mouvement libre de l'électricité dans le circuit.

Un courant sinusoïdal dû à l'action persistante de la f. e. m.  $e$ .

Les constantes qui figurent dans l'expression du premier sont déterminées par la condition qu'à l'instant initial, le courant résultant et la charge du condensateur (ou la tension) sont nuls.

Le problème est donc dans tous les cas, parfaitement résolu.

Plaçons-nous dans le cas particulier d'un circuit oscillant doué d'un faible amortissement. La solution générale de l'équation sans second membre est alors :

$$i = Ae^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t - \varphi_0).$$

$\omega_0$  étant la pulsation propre du circuit :

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

La solution générale de l'équation avec second membre est donc :

$$i = Ae^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t - \varphi_0) + \frac{E}{Z} \sin(\omega t + \psi - \varphi).$$

où  $Z$  désigne l'impédance réelle du circuit :

Les constantes  $A$  et  $\varphi_0$  sont déterminées par les conditions initiales :

$$\text{Pour } t = 0, \quad i = 0, \quad v = 0.$$

Le calcul ne présente pas d'intérêt. Il y a lieu d'observer en effet, que le courant oscillant amorti qui représente le premier terme, disparaît très rapidement, d'autant plus rapidement que

l'amortissement du circuit  $\alpha = \frac{R}{2L}$  est plus grand. Au bout d'un

temps extrêmement court, il ne subsiste plus que le courant sinusoïdal représenté par le deuxième terme, dont la période  $T$  est celle de la f. e. m. appliquée. La première phase du phénomène constitue un phénomène transitoire très bref : *le régime variable*. La dernière phase, qui persiste tant qu'agit la f. e. m.  $e$  constitue *le régime permanent*.

#### *Étude du régime permanent.*

En régime permanent, le circuit est le siège d'oscillations forcées de période :  $T = \frac{2\pi}{\omega}$ .

$$i = \frac{E \sin(\omega t + \psi - \varphi)}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Le courant  $I$  est décalé en arrière de la tension d'un angle  $\varphi$ .

— La tension aux bornes du condensateur a pour valeur en notation vectorielle :

$$V = -j \frac{I}{C\omega}$$

Le facteur  $-j$  exprime que la tension est décalée d'un angle  $\frac{\pi}{2}$  en arrière du courant. Cette tension a donc pour expression :

$$v = - \frac{E \cos(\omega t + \psi - \varphi)}{C\omega \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

— La tension aux bornes de la bobine de self-induction a pour valeur en notation vectorielle :

$$U = jL\omega I.$$

Le facteur  $j$  exprime que cette tension est décalée angle d'un  $\frac{\pi}{2}$  en avant du courant. Elle a donc pour expression :

$$u = \frac{L\omega E \cos(\omega t + \psi - \varphi)}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Les tensions  $u$  et  $v$  sont en opposition.

Ces résultats s'expriment par le diagramme vectoriel ci-contre, construit comme suit :

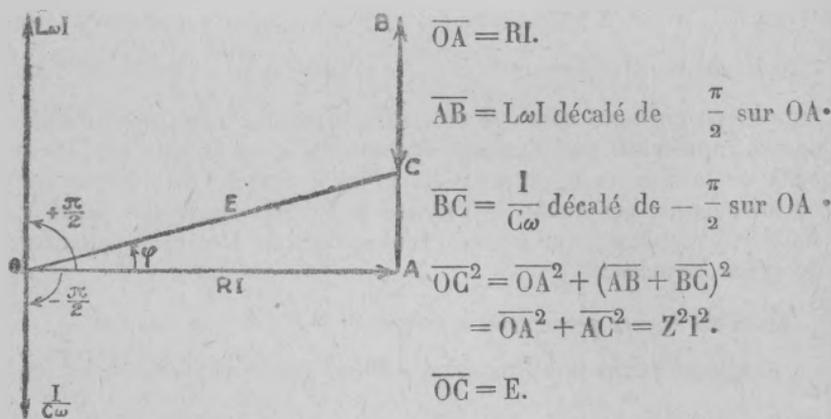


Fig. 24.

#### La résonance.

Supposons que l'on puisse faire varier d'une manière continue la pulsation de la f. e. m. appliquée et examinons comment varient l'intensité et les tensions.

Considérons l'expression de l'impédance du circuit :

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

Si  $\omega$  varie de 0 à  $+\infty$ ,  $Z$  part d'une valeur infinie, décroît, passe par un minimum  $R$ , puis croît jusqu'à l'infini. L'inverse de l'impédance et par suite l'intensité du courant part d'une valeur nulle, croît, passe par un maximum et décroît jusqu'à zéro. La courbe ci-dessous indique cette variation.

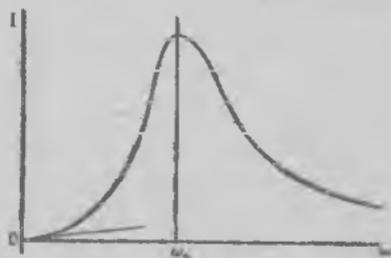


Fig. 55

Le maximum a lieu pour :

$$S = L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0$$

C'est-à-dire en tenant compte de ce que :

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2, \quad \omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Ou puisque :

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad T = 2\pi\sqrt{LC}$$

On dit qu'il y a *résonance* et la courbe  $I = f(\omega)$  est une courbe de résonance.

A la résonance, la réactance du circuit est nulle :

$$S = 0, \quad \phi = 0.$$

Le courant est alors en phase avec la f. e. m. appliquée.

L'impédance du circuit se réduit à la résistance  $R$ .

Les phénomènes de résonance jouent un rôle primordial en radiotélégraphie. C'est en effet à la résonance que l'énergie mise en œuvre est maximum, puisque c'est alors que le courant atteint sa plus grande intensité.

— Dans la majorité des cas, les circuits utilisés sont peu amortis et la période propre du circuit est donnée par la formule de Thomson. On a donc :

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$$

La condition de résonance s'écrit donc :

$$T = T_0$$

A la résonance, la période propre du circuit est égale à la période des oscillations imposées par la f. e. m.

— Dans le cas d'un circuit très amorti, on peut encore observer des phénomènes de résonance en oscillations forcées, lorsque la période de ces oscillations a pour valeur  $T = 2\pi\sqrt{LC}$ .

Mais alors cette période n'est plus égale à la période propre du circuit :

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$$

— Il convient de remarquer enfin que la résonance en oscillations forcées peut se manifester même lorsque le circuit n'est pas susceptible d'osciller librement, c'est-à-dire quand il est très résistant.

$$\left( R \geq \sqrt{\frac{L}{C}} \right).$$

*Surtension.*

La tension aux bornes du condensateur a pour amplitude à la résonance :

$$V = \frac{E}{RC\omega}$$

Ou puisque :

$$\frac{1}{C\omega} = L\omega,$$

$$V = E \frac{L\omega}{R},$$

$$= Es.$$

Le facteur  $s = \frac{L\omega}{R}$  s'appelle *le facteur de surtension*.

Ce facteur peut atteindre des valeurs notables. Il est couramment compris entre 3 et 10, dans le cas des circuits des postes d'émission à ondes amorties (1).

(1) Dans le cas des circuits oscillants ce facteur n'est jamais inférieur à  $\frac{1}{2}$ .

On a en effet :

$$R < \sqrt{\frac{L}{C}},$$

Donc :

$$s > \frac{L\omega}{R} \sqrt{\frac{C}{L}},$$

ou :

$$s > \frac{1}{2}.$$

Il en résulte que la tension aux bornes du condensateur, dont les variations sont analogues à celles du courant, peut atteindre à la résonance de très grandes valeurs.

*Transformations de l'énergie.*

Considérons la relation qui exprime le principe de la conservation de l'énergie :

$$Cv dv + Lidi + Ri^2 dt = e idt.$$

Elle s'écrit :

$$d\left(\frac{1}{2} Li^2\right) + d\left(\frac{1}{2} Cv^2\right) = (e - Ri) idt.$$

A la résonance, le courant et la tension sont en phase.

On a :

$$e = Ri.$$

Il reste donc :

$$d\left(\frac{1}{2} Li^2\right) + d\left(\frac{1}{2} Cv^2\right) = 0.$$

La somme de l'énergie électromagnétique et de l'énergie électrique est constante. Elles s'échangent l'une et l'autre dans le circuit. La source n'intervient que pour rendre au circuit l'énergie transformée en chaleur ( $eidt = Ri^2 dt$ ).

Construisons les courbes représentatives de  $eiv$  à partir d'un instant où, par exemple, la f. e. m.  $e$  commence à croître en passant par zéro.  $e$  et  $i$  sont en phase.  $v$  est en quadrature avec  $e$  et  $i$ .

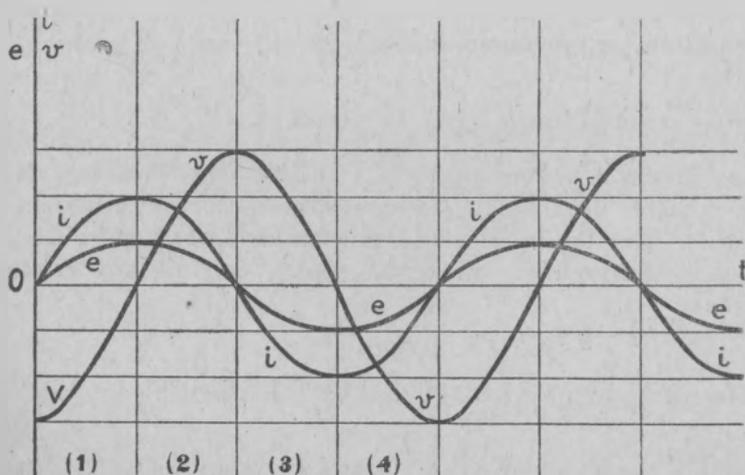


Fig. 26.

On peut considérer quatre régions correspondant chacune à un quart de période.

Dans toutes ces régions :  $eidt > 0$ ,  $Ri^2dt > 0$ .

— Région (1)	}	$v < 0, \quad dv > 0,$ l'énergie électrique décroît.	$Cv dv < 0,$	l'énergie électrique
		$i > 0, \quad di > 0,$ l'énergie magnétique croît.	$Li di > 0,$	l'énergie magnétique
— Région (2)	}	$v > 0, \quad dv > 0,$ l'énergie électrique croît.	$Cv dv > 0,$	l'énergie électrique
		$i > 0, \quad di < 0,$ l'énergie magnétique décroît.	$Li di < 0,$	l'énergie magnétique
— Région (3)	}	$v > 0, \quad dv < 0,$ l'énergie électrique décroît.	$Cv dv < 0,$	l'énergie électrique
		$i < 0, \quad di < 0,$ l'énergie magnétique croît.	$Li di > 0,$	l'énergie magnétique
— Région (4)	}	$v < 0, \quad dv < 0,$ l'énergie électrique croît.	$Cv dv > 0,$	l'énergie électrique
		$i < 0, \quad di > 0,$ l'énergie magnétique décroît.	$Li di < 0,$	l'énergie magnétique

L'énergie électrique et l'énergie magnétique se transforment l'une dans l'autre, l'une s'annulant quand l'autre passe par un maximum ou par un minimum.

#### Régime variable dans le cas de la résonance.

Dans le cas d'un circuit dont l'amortissement est très faible ( $\alpha^2$  négligeable devant  $\omega^2$ ), si l'on se place dans les conditions de résonance ( $T = T_0$ ), le calcul des constantes  $A$  et  $\varphi_0$  qui interviennent dans l'expression du terme amorti conduit aux relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{i} = \frac{E}{R} (1 - e^{-\alpha t}) \sin(\omega t + \psi) \\ v = \frac{E}{RC\omega} (1 - e^{-\alpha t}) \cos(\omega t - \psi) \end{array} \right.$$

La courbe ci-dessous représente la variation de la fonction  $v$ .

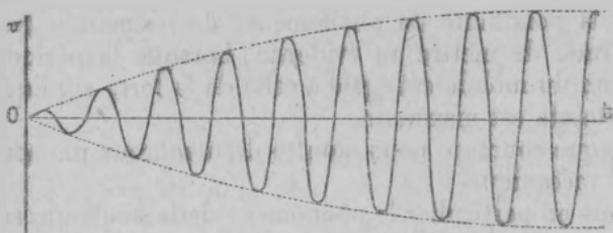


Fig. 27.

On voit que la tension aux bornes du condensateur atteint progressivement son amplitude de régime.

*Remarque.* — Dans l'étude qui précède des oscillations forcées, nous n'avons pas fait d'hypothèse sur la valeur de la période  $T$ . Cette étude est en effet très générale. Elle embrasse des phénomènes oscillatoires dont la fréquence peut être aussi bien de l'ordre des fréquences usuelles en électrotechnique, que de l'ordre des hautes fréquences mises en œuvre en radiotélégraphie. Nous en verrons une application à l'étude de la charge du condensateur d'un poste d'émission à ondes amorties par une f. e. m. dont la fréquence est de l'ordre des fréquences musicales (800 à 1.000 périodes par seconde). Nous l'appliquerons également à l'étude des postes d'émission à ondes entretenues à alternateur de haute fréquence, et à l'étude des postes de réception.

### Analogies mécaniques.

Les oscillations forcées d'un circuit sous l'action d'une f. e. m. sinusoïdale sont comme les oscillations propres à rapprocher des oscillations d'un système mécanique sous l'action d'une force alternative.

Reprenons l'exemple du solide  $M$  relié à deux points fixes par deux ressorts  $R$  et  $R'$ , et pouvant coulisser sur une glissière horizontale. Au lieu de le déplacer de sa position d'équilibre et de le laisser librement osciller, appliquons-lui une force sinusoïdale :

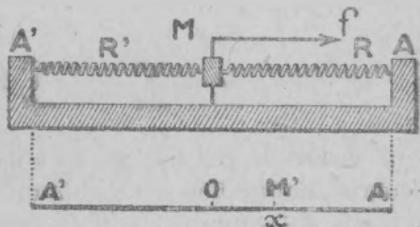


Fig. 28.

$$f = F \sin \omega t.$$

L'équation différentielle qui régit l'état dynamique du système, s'écrit :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + sx = E \sin \omega t.$$

Les résultats auxquels on parvient en intégrant cette équation sont analogues à ceux que nous avons obtenus. La solution fait concevoir la possibilité de phénomènes de résonance, que l'expérience permet de mettre en évidence. Lorsque la période propre d'oscillation du mobile est égale à celle de la force appliquée, l'amplitude atteinte est maximum.

La pratique courante nous montre de nombreux phénomènes de résonance mécanique.

Signalons en particulier le phénomène de la houle qui se produit lorsque le mouvement alternatif du flot agit sur un navire. Celui-ci peut être considéré comme un solide susceptible d'osciller de part et d'autre d'une position d'équilibre, qui est sa position normale par temps calme. Déplacé accidentellement de cette position d'équilibre, il exécute des oscillations libres dont la période est déterminée par sa structure. C'est sa période propre d'oscillation. S'il vient à être soumis à l'action d'une houle de même période, les oscillations peuvent prendre une très grande amplitude.

C'est un phénomène de résonance.

Signalons également l'exemple bien connu du pont suspendu. Si une troupe en marche au pas cadencé vient à passer sur ce pont, celui-ci peut osciller autour de sa position d'équilibre lorsque sa période propre est égale à celle des oscillations que lui impose la troupe en marche. C'est pour cette raison que l'on fait rompre le pas en passant sur le pont, afin d'éviter une résonance dangereuse.

#### B. Action d'une f. e. m. périodique non sinusoidale.

(Influence de la résonance sur les harmoniques.)

Dans la plupart des cas la f.e.m. appliquée n'est pas purement sinusoidale.

C'est une fonction périodique qui peut être considérée comme résultant de la superposition de f. e. m. sinusoidales dont les fréquences sont des multiples entiers de la fréquence fondamentale :

$$F = \frac{1}{T}.$$

$$e = \sum e_p = \sum E_p \sin(p\omega t + \psi_p).$$

Chacune de ces f. e. m. agit dans le circuit comme si elle était seule et donne lieu à un courant de même pulsation  $p\omega$ . La composante du courant dû à la composante  $e_p$  a pour amplitude :

$$I_p = \frac{E_p}{\sqrt{R^2 + \left(pL\omega - \frac{1}{pC\omega}\right)^2}}.$$

Et l'on voit que la résonance étant réalisée pour la fréquence fondamentale ne l'est plus pour les harmoniques.

A la résonance, on a :

$$I_p = \frac{E_p}{\sqrt{R^2 + \left(p - \frac{1}{p}\right)^2 L^2 \omega^2}}.$$

Les harmoniques sont donc d'autant plus étouffés que  $p$  est plus grand, c'est-à-dire qu'ils sont d'ordre plus élevé.

### B. Action d'une f. e. m. sinusoidale amortie.

Le circuit oscillant peut être soumis à une force électromotrice sinusoidale amortie de la forme :  $e = Ee^{-\alpha t} \cos \omega t$ .

Ce cas se présente par exemple dans l'étude de la réception des ondes amorties. L'équation régissant l'état électrique du circuit est alors :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = Ee^{-\alpha t} \cos \omega t.$$

La solution générale de cette équation est toujours égale à la somme de la solution générale de l'équation sans second membre et d'une solution particulière de l'équation avec second membre. Cela veut dire que le courant qui prend naissance dans le circuit est la résultante :

— d'un courant oscillant dû aux oscillations propres du circuit, c'est-à-dire de la forme :

$$i_0 = A_0 e^{-\alpha_0 t} \sin(\omega_0 t - \varphi_0).$$

La période et l'amortissement sont la période propre et l'amortissement propre du circuit.

— d'un courant oscillant forcé auquel la f. e. m. agissante impose sa période et son amortissement :

$$i_1 = A_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t - \varphi_1).$$

Les constantes d'intégration  $A_0, A_1, \varphi_0, \varphi_1$  sont déterminées par les conditions initiales :  $i_0 = 0, v_0 = 0$ , par exemple.

L'oscillation forcée et l'oscillation propre coexistent dans le circuit.

La plus amortie disparaît la première.

Comme dans le cas d'une f. e. m. sinusoidale, on observe des phénomènes de résonance.

### § 3. Les oscillations auto-entretenues du circuit.

Enfin les circuits peuvent être dans certaines conditions le siège d'oscillations entretenues d'une origine particulière qu'on désigne sous le nom d'oscillations auto-entretenues. Ce cas se présente par exemple dans les postes à arc et dans les postes à lampes.

Aucune f. e. m. alternative n'agit sur le circuit, mais seulement une source à tension continue. Le circuit oscille avec sa période propre. La source n'intervient que pour lui restituer périodiquement l'énergie perdue. Tout se passe comme si à chaque instant l'énergie dissipée  $Ri^2dt$  était exactement compensée par l'apport d'une énergie équivalente  $eidt$ , ou en d'autres termes comme si la résistance apparente du circuit était nulle. Il n'y a plus d'amortissement : les oscillations sont entretenues.

On peut aussi obtenir des oscillations analogues dans les postes à étincelle pour un réglage convenable de l'étincelle.



Fig. 29.

Les trains d'oscillations se soudent alors les uns aux autres formant ainsi une succession continue d'oscillations.

Il existe une analogie remarquable entre l'entretien des oscillations électriques d'un circuit et celui des oscillations d'une pendule d'horloge auquel à chaque oscillation le ressort moteur restitue l'énergie perdue sous la forme d'une impulsion de sens convenable.

Les oscillations auto-entretenues des circuits sont semblables aux oscillations entretenues forcées, imposées par une source alternative, un alternateur par exemple.

### § 4. Applications du circuit oscillant.

Comme il a déjà été dit, le circuit oscillant est d'un emploi tout à fait général en radiotélégraphie.

— A l'émission il intervient comme source d'oscillations de haute

fréquence soit que l'on mette en jeu les oscillations naturelles de ce circuit comme dans les systèmes à étincelles, soit qu'on lui impose des oscillations forcées en l'alimentant par une source alternative de fréquence donnée, un alternateur par exemple, soit que l'on provoque dans le circuit des oscillations auto-entretenuës. (Postes à arc et postes à lampes). Dans le premier cas, on obtient des oscillations amorties, dans les deux autres des oscillations entretenues. Nous verrons toutefois que sous la forme schématique que nous lui avons donnée, ce circuit est peu propre au rayonnement d'énergie qui est à la base de toute transmission radioélectrique, et qu'il est nécessaire d'en modifier la forme pour en faire un circuit ouvert, une antenne.

— Les propriétés du circuit ouvert sont assez différentes de celles du circuit fermé. Toutefois, l'étude des circuits fermés nous facilitera beaucoup l'étude des antennes.

— *A la réception.* — Le circuit fermé s'emploie concurremment avec l'antenne. C'est le cadre de réception collecteur d'ondes. Ce sont les différents circuits résonants.

Étant donné l'importance primordiale que prennent aujourd'hui les transmissions à ondes entretenues, la propriété essentielle du circuit à condensateur n'est pas tant d'être un générateur d'oscillations amorties qu'un résonateur. Les phénomènes de résonance dominent toute la technique de la télégraphie sans fil.

La résonance d'un circuit oscillant peut être mise à profit de deux manières, soit pour renforcer une oscillation de fréquence déterminée, soit au contraire pour l'affaiblir. Dans le premier cas, le circuit se comporte comme un résonateur dans le second cas, on dit que c'est un circuit-bouchon. Nous allons en donner deux exemples.

a. *Circuit résonnant.*

Considérons un circuit  $\ominus$  sans condensateur, comportant une résistance R et une self-induction L et supposons qu'il soit soumis à l'action simultanée d'un grand nombre de f. e. m. sinusoïdales, de même amplitude, mais de pulsations différentes.

A chacune de ces f. e. m. correspond un courant d'amplitude :

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}$$

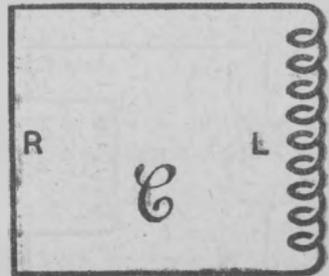


Fig. 30.

La courbe ci-dessous en traits ponctués montre la variation de  $I$  quand varie  $\omega$ .

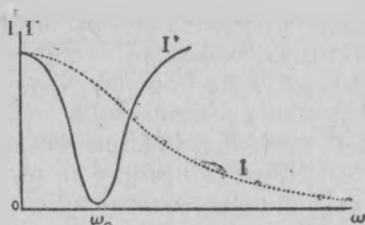


Fig. 31.

Les courants sont d'autant plus faibles que leur pulsation est plus grande.

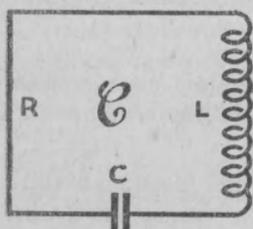


Fig. 32.

Intercalons dans le circuit en série avec la bobine  $L$ , un condensateur de capacité  $C$ .

L'amplitude du courant devient :

$$I' = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

La courbe en trait plein donne la variation de  $I'$  en fonction de  $\omega$ . C'est une courbe de résonance qui montre que grâce à l'introduction de la capacité, le courant engendré par la f. e. m. de pulsation  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  est beaucoup plus grand que tous les autres.

Les courants de pulsation  $\omega_0$  ou de pulsation voisine sont par rapport aux autres considérablement renforcés. Le circuit à condensateur fait en quelque sorte un choix parmi les f. e. m. auxquelles il est soumis. Il élimine partiellement toutes celles dont la fréquence diffère de sa fréquence propre. Il se comporte vis-à-vis des fréquences électriques comme le résonateur acoustique d'Helmholz vis-à-vis des fréquences sonores. On dit qu'il est *sélectif*.

b. *Circuit-bouchon.*

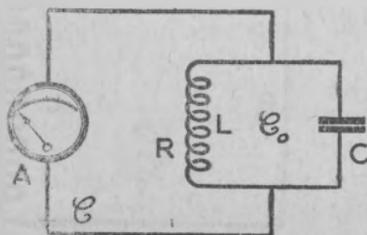


Fig. 33.

Reprenons le circuit précédent  $\mathcal{E}$  et disposons le condensateur  $C$  en parallèle avec la self-induction  $L$ . Nous formons ainsi un deuxième circuit  $\mathcal{E}_0$ .

En supposant, la résistance du circuit  $\mathcal{E}$  localisée dans la bobine de self-induction, on

trouve aisément que l'amplitude du courant dû à la f. e. m.  $F$  de pulsation  $\omega$  a pour expression :

$$I' = E \sqrt{\frac{(1 - LC\omega^2)^2 + R^2C^2\omega^2}{R^2 + L^2\omega^2}}. \quad (1)$$

Cette amplitude est considérablement réduite pour la pulsation

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  correspondant à l'accord

du circuit  $\mathcal{E}_0$ . Les courbes ci-après montrent les variations de  $I$  en fonction de  $\omega$  avant et après l'adjonction de la capacité.

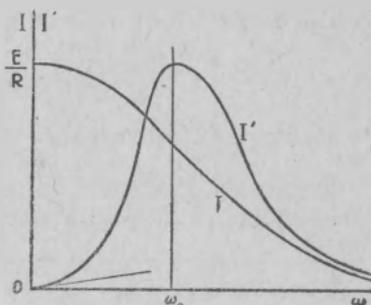


Fig. 34.

Cette fois encore, le circuit  $\mathcal{E}_0$  embroché dans le circuit donné manifeste une certaine sélectivité, mais à l'inverse du cas précédent, c'est aux dépens de la pulsation  $\omega_0$  et non à son avantage, en ce qui concerne le circuit donné. L'oscillation correspondante ne passe pas dans ce circuit, elle se localise dans le circuit  $\mathcal{E}_0$ .

La tension aux bornes du condensateur peut atteindre de grandes valeurs.

À la résonance, en négligeant  $R^2$  devant  $L^2\omega^2$ , l'impédance du circuit  $\mathcal{E}$  se réduit à :

$$Z = \frac{L^2\omega^2}{R}$$

Elle est d'autant plus grande que la résistance est plus petite. Elle serait infinie pour un circuit sans résistance.

On dit que le circuit  $\mathcal{E}_0$  constitue un *circuit-bouchon* pour la pulsation  $\omega_0$ .

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE II.

### Étude du circuit oscillant.

Dans tous les systèmes d'émission, quelle que soit la nature des ondes que l'on veuille produire, et dans tous les systèmes de récep-

(1) On a en effet :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R + jL\omega} + jC\omega = \frac{(1 - LC\omega^2 + jRC\omega)}{R + jL\omega}$$

tion, l'élément constitutif essentiel est le circuit oscillant. Le circuit oscillant est un circuit comprenant une capacité C, une self-induction L et une résistance très faible.

Ces grandeurs que l'on nomme constantes caractéristiques du circuit expriment la propriété que possède le circuit d'emmagasiner de l'énergie sous forme électrique ou magnétique et de dissiper cette énergie sous forme de chaleur.

OSCILLATIONS NATURELLES.

Décharge du condensateur.

Supposons par exemple que le condensateur C soit chargé par une source à tension continue, une batterie d'accumulateurs.

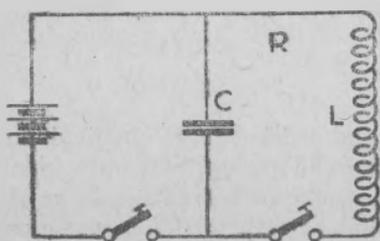


Fig. 35.

Une certaine énergie électrique s'accumule entre les armatures et tant que le circuit reste ouvert, y reste emmagasinée à l'état potentiel

$$(W_0 = \frac{1}{2} CV_0^2).$$

Si nous fermons le circuit, le condensateur se décharge, et deux nouvelles formes d'énergie apparaissent avec le courant. L'énergie magnétique ( $W_m = \frac{1}{2} Li^2$ ) et l'énergie calorifique ( $W_j = Ri^2 dt$ ). La décharge du condensateur peut revêtir deux aspects différents selon la valeur de la résistance du circuit.

— Si la résistance est grande ( $R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ ) le courant part d'une valeur nulle, croît, passe par un maximum puis décroît et s'annule d'autant plus rapidement que la résistance est plus grande. La différence de potentiel aux bornes du condensateur décroît constamment de la valeur initiale  $V_0$  jusqu'à zéro.

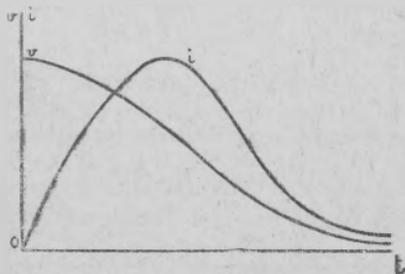


Fig. 36.

La décharge est dite apériodique.

— Si la résistance est faible ( $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ ) le courant de décharge part d'une valeur nulle et change périodiquement de sens en s'affaiblissant graduellement.

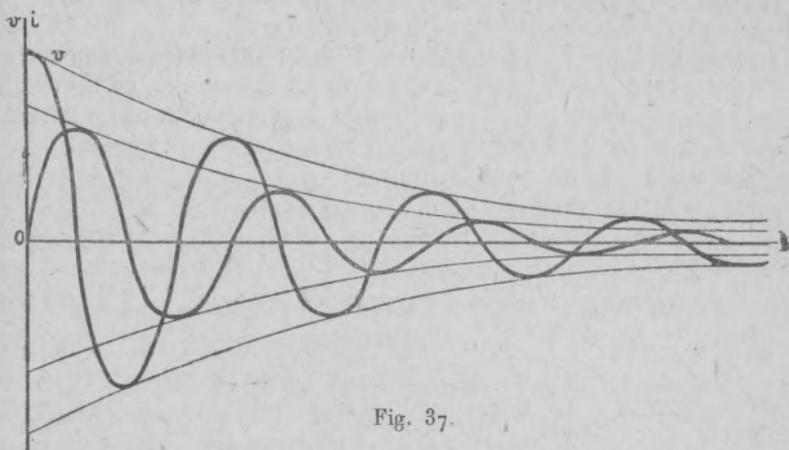


Fig. 37.

La différence de potentiel aux bornes du condensateur oscille d'une manière analogue. Les amplitudes maxima du courant et du potentiel décroissent rapidement. Leur ensemble constitue un train d'oscillations.

La décharge est dite *oscillante* ou périodique amortie ou pseudo-périodique.

La pseudo-période des oscillations pour des circuits à faible résistance est donnée par la formule de Thomson :

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

On l'appelle aussi la *période propre du circuit*.

On dit que ce circuit est le siège d'*oscillations libres ou naturelles*, ou encore qu'il oscille librement.

Pour des valeurs convenables de la self-induction et de la capacité, il est possible d'obtenir des oscillations de période extrêmement courte, de l'ordre de celle qu'il est nécessaire de mettre en jeu pour les transmissions radioélectriques. Ce sont des oscillations de haute fréquence.

Le rapport  $\delta = \frac{RT}{2L} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$  est le *décroissement logarithmique* des oscillations, ou le *décroissement propre du circuit*.

Le rapport  $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  est la *pulsation* des oscillations ou la *pulsation propre du circuit*.

Le *décroissement logarithmique* est égal au logarithme Népérien du rapport des amplitudes de deux oscillations consécutives. Il

est d'autant plus grand et par suite les oscillations sont d'autant plus amorties que la résistance et la capacité du circuit sont plus grandes et que la self est plus petite.

### Charge du condensateur.

Les oscillations naturelles du circuit se manifestent également lorsque celui-ci est soumis à une f. e. m. constante. Si l'on suppose par exemple que l'on intercale brusquement une batterie d'accumulateurs dans le circuit, le condensateur se charge et la tension entre les armatures  $v$  devient égale à la f. e. m. de la batterie  $E$ , mais ce phénomène n'est pas instantané.

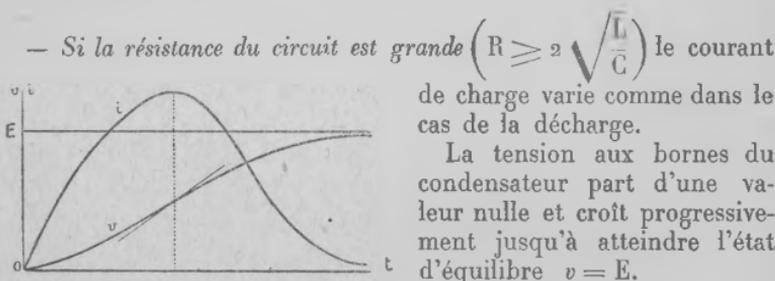


Fig. 38.

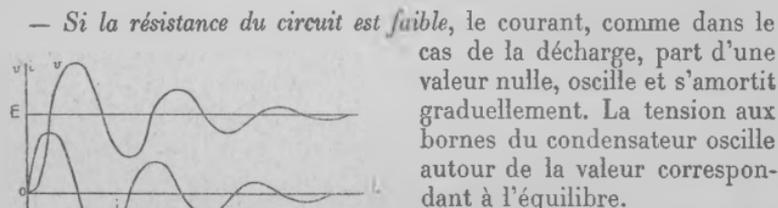


Fig. 39.

de la période, et du décrement que celles qui se manifestent pendant la décharge.

### Oscillations par choc.

Enfin les oscillations libres du circuit peuvent être provoquées par l'action d'une f. e. m. brutale, c'est-à-dire de faible durée, mais de grande amplitude, agissant à la manière d'un choc. Sous l'effet de ce choc, une certaine quantité d'énergie s'emmagasine sous forme magnétique dans le circuit et se dissipe ensuite librement. Si la résistance est grande, la décharge est apériodique. Si la résistance est faible, la décharge est oscillante. La période des oscillations est égale à la période propre du circuit, le décrement des oscillations est égal à son décrement propre.

OSCILLATIONS FORCÉES.

— Si l'on applique au circuit oscillant de faible résistance une f. e. m. alternative sinusoïdale telle qu'en peut fournir un alternateur par exemple, après un régime transitoire pendant lequel se manifestent les oscillations libres du circuit, et dont la durée est extrêmement courte, le circuit devient le siège d'un courant alternatif non amorti de même période que celle de la source. Les tensions aux bornes de la bobine ou aux bornes du condensateur sont également alternatives et de même période. Le circuit est le siège d'oscillations forcées.

L'amplitude du courant alternatif atteint sa plus grande valeur lorsque la période de la f. e. m. imposée est égale à la période propre du circuit. On dit alors qu'il y a *résonance*.

À la résonance, l'intensité du courant est en phase avec la f. e. m. L'énergie mise en jeu est maximum.

— Si la f. e. m. appliquée au lieu d'être sinusoïdale est amortie, elle impose au circuit sa période et son amortissement. Celui-ci est alors le siège d'une oscillation forcée ayant la période et l'amortissement de la f. e. m. appliquée, et à laquelle se superposent à chaque train d'oscillations, les oscillations naturelles du circuit. Lorsque les périodes des oscillations libres et des oscillations forcées sont égales, on observe également des phénomènes de résonance.

OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.

En utilisant des dispositifs spéciaux, on peut réaliser des oscillations naturelles aussi peu amorties qu'on le veut, et même annuler complètement l'amortissement. On obtient alors des oscillations qui sont intermédiaires entre les oscillations libres et les oscillations forcées. Leur période est égale à la période propre du circuit, mais elles conservent indéfiniment la même amplitude. Ce sont des oscillations auto-entretenues.

**Analogies mécaniques.**

Les phénomènes électriques présentent parfois des analogies frappantes avec certains phénomènes mécaniques, et ceux-ci peuvent aider à mieux comprendre ceux-là parce qu'ils tombent directement sous nos sens et parce qu'ils nous sont plus familiers.

C'est ainsi que les phénomènes oscillatoires électriques peuvent être comparés à de nombreux phénomènes vibratoires bien connus :

— Les oscillations du circuit telles qu'elles se manifestent lors de la décharge du condensateur sont tout à fait comparables à celles d'un pendule oscillant dans un milieu résistant. Dans sa position d'équilibre ce pendule est vertical. En l'écartant, à la main, et en levant a masse pesante d'une certaine hauteur, nous donnons

au pendule une énergie potentielle, et si nous l'abandonnons à lui-même cette énergie va se dissiper en se transformant en énergie cinétique et en chaleur. Le mouvement du pendule peut présenter deux aspects différents :

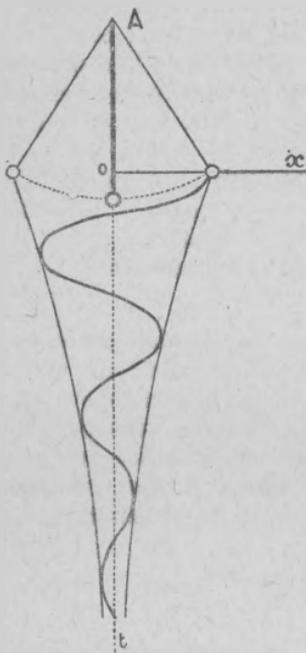


Fig. 40.

— Si la résistance qu'oppose le milieu au mouvement de la masse est grande (cas d'un milieu très visqueux) le pendule revient lentement à sa position d'équilibre, sans la dépasser.

— Si cette résistance est faible (cas d'un milieu très fluide), la masse descend, prend de la vitesse, dépasse la position d'équilibre, et remonte de l'autre côté jusqu'à une certaine hauteur, moindre que la hauteur initiale puis redescend, et ainsi de suite. L'élongation du pendule c'est-à-dire la distance de la masse mobile à la verticale passant par l'axe de suspension, varie avec le temps tout comme la tension aux bornes du condensateur du circuit oscillant. La vitesse du mobile varie comme l'intensité du courant d décharge. Ce sont des fonctions pseudopériodiques du temps. Elles définissent les oscillations naturelles du pendule.

— Supposons maintenant que le pendule étant dans sa position d'équilibre nous lui donnions un léger choc. Le pendule prend alors une certaine vitesse, et si la résistance du milieu est faible, il oscille librement.

Le choc mécanique entraîne les oscillations naturelles du pendule de même que le choc électrique causé par une f. e. m. instantanée fait osciller librement le circuit.

— Appliquons au pendule une force mécanique alternative (poussées et tractions successives), de période  $T$ ; par l'intermédiaire d'un ressort  $r$ , afin de laisser au pendule une certaine latitude de mouvement.

Au début du mouvement, le pendule déplacé de sa position d'équilibre tend à osciller librement. Il se produit donc, pendant un temps assez court, un régime transitoire pendant lequel se superposent les oscillations libres ayant la période  $T_0$  et l'amortissement du pendule, et les oscillations forcées non amorties, qu'impose la force alternative de période  $T_0$ . A cause de leur amortissement,

les oscillations libres disparaissent vite et il ne subsiste plus qu'un régime permanent d'oscillations forcées de période.

Si les périodes  $T$  et  $T_0$  sont égales, l'amplitude atteinte par l'élongation du pendule, prend une grande valeur, ainsi que la vitesse du pendule au passage à la verticale. Il y a résonance.

A la résonance la vitesse du pendule est en phase avec la force appliquée. L'énergie mise en jeu est maximum.

— Enfin nous savons qu'il est possible d'entretenir les oscillations du pendule d'une horloge. Chaque fois que le pendule passe par la position verticale, une impulsion lui est communiquée, dans le sens de son mouvement, par le ressort ou par l'action du poids moteur, libéré par l'échappement, et cette impulsion lui restitue l'énergie qu'il a perdue au cours de l'oscillation précédente du fait de la résistance du milieu.

C'est par un mécanisme analogue que l'on peut entretenir les oscillations électriques du circuit. Cette analogie sera précisée ultérieurement.

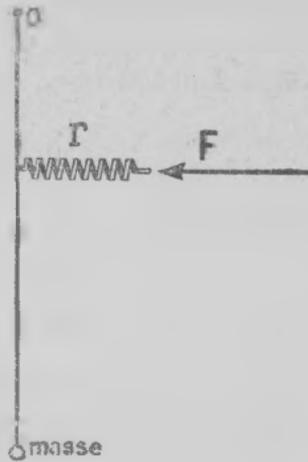


Fig. 41.

#### APPLICATIONS DU CIRCUIT OSCILLANT.

— En résumé, le circuit oscillant peut osciller de trois manières différentes, et chacune d'elles correspond à l'un des systèmes essentiels d'émission d'ondes électromagnétiques.

— *Les oscillations libres* qui sont mises à profit dans les postes d'émission à ondes amorties, à étincelles, soit par la décharge d'un condensateur soit par impulsion.

— *Les oscillations forcées* qui sont utilisées dans les postes d'émission à ondes entretenues à alternateurs de haute fréquence.

— *Les oscillations auto-entretenues* qui sont caractéristiques des postes à arc, et des postes à lampes à trois électrodes.

Le circuit oscillant se retrouve également dans tous les postes de réception où il peut jouer un double rôle.

— Comme *résonateur*, il sélectionne les oscillations dont la période est égale à sa période propre ou très voisines de celle-ci.

— Comme *circuit-bouchon*, placé dans un circuit donné, il s'oppose au passage dans ce circuit des oscillations dont la période est égale à sa période propre, ou très voisine. Ces oscillations se localisent dans le circuit-bouchon.

FORMULES À RETENIR :

*Oscillations naturelles.*

Condition pour qu'un circuit soit oscillant  $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ .

Facteur d'amortissement :  $\alpha = \frac{R}{2L}$ .

Décément logarithmique :  $\delta = \frac{RT}{2L} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$ .

Période d'oscillation d'un circuit peu amorti : T.

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (\text{Formule de Thomson}).$$

Longueur d'onde :  $\lambda = VT = 2\pi V \sqrt{LC}$ .

*Oscillations forcées.*

Impédance d'un circuit :  $Z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$ .

Intensité du courant :  $I = \frac{E}{Z}$ .

Condition de résonance :  $LC\omega^2 = 1$ .

Facteur de surtension :  $s = \frac{L\omega}{R}$ .

Impédance d'un circuit-bouchon :  $Z = \frac{L^2\omega^2}{R}$ .

---

### CHAPITRE III.

#### ÉTUDE DES CIRCUITS COUPLÉS.

---

GÉNÉRALITÉS. — Différentes sortes de couplage.

##### § 1. LES OSCILLATIONS NATURELLES.

A. *Décharge du condensateur primaire :*

1° *Couplage magnétique de deux circuits oscillants*  
(Tesla) :

a) *Couplage serré ;*

b) *Couplage très lâche.*

2° *Couplage magnétique d'un circuit oscillant et d'un*  
*circuit apériodique ;*

3° *Couplage par self-induction ;*

4° *Couplage électrique ;*

5° *Couplage magnétique de trois circuits oscillants.*

B. *Charge du condensateur primaire par une f. e. m. con-*  
*stante.*

C. *Les oscillations par choc.*

##### § 2. LES OSCILLATIONS FORCÉES.

1° *Couplage magnétique de deux circuits oscillants :*

a) *Couplage serré ;*

b) *Couplage très lâche.*

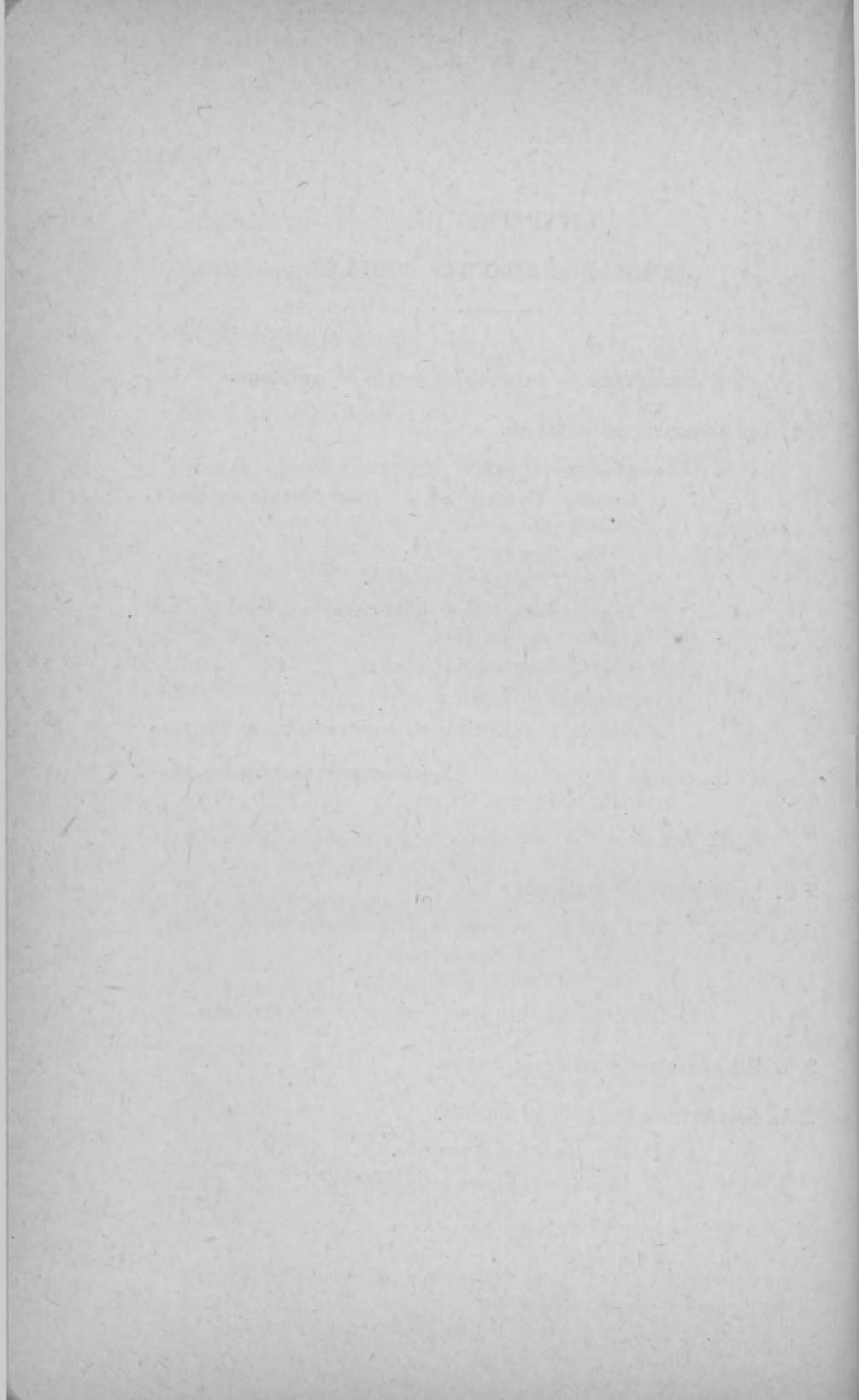
2° *Couplage électrique de deux circuits oscillants.*

##### § 3. LES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.

##### § 4. APPLICATIONS DES CIRCUITS COUPLÉS.

1° *Les circuits différentiels.*

2° *Les filtres (lignes artificielles).*



### CHAPITRE III.

## ÉTUDE DES CIRCUITS COUPLÉS.

---

### GÉNÉRALITÉS.

L'emploi d'un circuit oscillant unique, tant à l'émission qu'à la réception n'est généralement pas assez souple pour les besoins de la technique. Il est le plus souvent nécessaire pour satisfaire aux meilleurs conditions d'utilisation de transformer l'énergie fournie ou captée par ce circuit. La combinaison de deux ou plusieurs circuits donne une solution du problème; elle permet de donner à l'énergie la forme la plus favorable à chaque cas particulier.

### DÉFINITION.

Deux circuits sont dits couplés lorsqu'ils sont disposés de telle sorte que des oscillations produites dans l'un d'eux appelé primaire fassent naître à leur tour des oscillations dans le second circuit appelé secondaire.

Le circuit secondaire réagit d'ailleurs sur le circuit primaire en lui restituant une partie de l'énergie reçue, de telle sorte que l'énergie primitivement localisée dans le circuit primaire passe alternativement, en se transformant, de l'un à l'autre circuit.

L'importance de ces actions mutuelles dépend des constantes caractéristiques des circuits et de leur position relative. Elle est définie numériquement par une certaine grandeur, fonction de ces données, que l'on appelle le *coefficient de couplage* (c'est un nombre compris entre 0 et 1).

### DEGRÉ D'ACCOUPLLEMENT DES CIRCUITS.

Lorsque le circuit secondaire réagit très peu sur le circuit primaire, c'est-à-dire lorsqu'il lui restitue une quantité d'énergie négligeable on dit que le couplage est *très lâche*. (Le coefficient de couplage est très faible).

Dans le cas contraire on dit que le couplage est *serré*. (Le coefficient de couplage est voisin de l'unité).

MODES DE COUPLAGE.

Deux circuits présentant résistance, self-induction et capacité peuvent être reliés l'un à l'autre :

- Par une résistance commune. — Couplage galvanique.
- Par une self-induction commune. — Couplage par self-induction.
- Par une induction mutuelle. — Couplage magnétique.
- Par une capacité. — Couplage électrique.
- Par une combinaison des quatre couplages précédents.

Le couplage électrique est parfois appelé couplage électrostatique. Le couplage par self-induction comporte toujours pratiquement un couplage par résistance.

Dans le cas du couplage mixte le plus général, les deux circuits peuvent avoir en commun une ou plusieurs résistances self-inductions, inductions mutuelles et capacités.

Les figures ci-dessous donnent les schémas de ces diverses catégories de couplage :

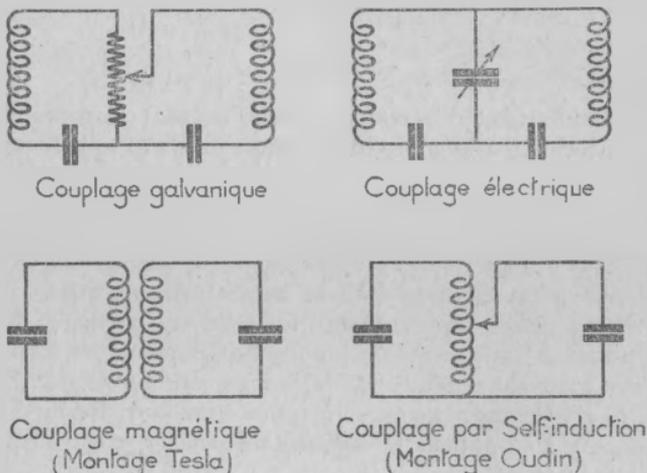


Fig. 42.

On donne ordinairement le nom de *Montage Tesla* au montage de deux circuits couplés par induction mutuelle (couplage magnétique) et le nom de *Montage Oudin* au montage de deux circuits couplés par une bobine de self-induction commune, c'est-à-dire couplés à la fois par une self-induction et une résistance.

Le montage Oudin s'appelle aussi *Montage en dérivation*.

MOYENS DE FAIRE VARIER LE COUPLAGE.

Dans le cas du couplage magnétique (Montage Tesla), le coefficient de couplage est défini par la relation :

$$k = \sqrt{\frac{M}{L_1 L_2}}$$

où  $M$  est le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits  $L_1$  et  $L_2$  les coefficients de self-induction de chacun d'eux.

Pour faire varier le couplage on peut donc agir sur  $M$ , sur  $L_1$  ou sur  $L_2$ .

Pour faire varier  $M$  il suffit de déplacer l'un des circuits par rapport à l'autre, soit en le rapprochant plus ou moins, soit en faisant varier l'angle des axes des bobines.

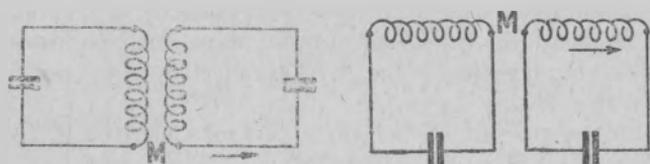


Fig. 43.

Il est commode de placer l'une des bobines à l'intérieur de l'autre, leurs centres de symétrie coïncidant et de la faire tourner autour d'un axe situé dans le plan médian de la première. Lorsque leurs axes sont perpendiculaires le coefficient d'induction mutuelle est sensiblement nul. Il est maximum lorsque les axes coïncident, positif dans une position, négatif dans l'autre.

Dans le cas du couplage par dérivation (montage Oudin), une partie de la self-induction est commune aux deux circuits, soit  $L_2$ .

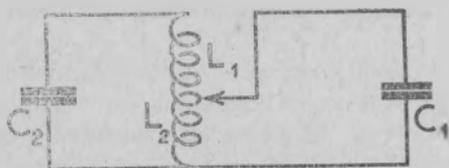


Fig. 44.

La théorie conduit à prendre pour coefficient de couplage dans ce cas le rapport  $k = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ , c'est-à-dire que tout se passe comme si le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits avait pour valeur la plus petite des self-inductions communes, soit  $L_2$ .

On a bien en effet :

$$k = \frac{L_2}{\sqrt{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

Il suffit donc de faire varier  $L_2$  depuis zéro jusqu'à  $L_1$  pour faire varier  $k$  de zéro à 1.

LES OSCILLATIONS DES CIRCUITS COUPLÉS.

Nous avons vu que le circuit unique pouvait être le siège de diverses espèces d'oscillations dont le caractère est déterminé par les constantes du circuit et s'il y a lieu par les f. e. m. appliquées. Nous allons retrouver dans l'étude des circuits couplés les mêmes oscillations, à savoir :

— *Les oscillations naturelles* qui résultent soit de la dissipation d'une énergie préalablement emmagasinée dans l'un des circuits, soit de l'action d'une f. e. m. constante chargeant un condensateur, soit de l'action de choc d'une f. e. m. très grande et instantanée.

— *Les oscillations forcées* qui résultent de l'action sur l'un d'eux d'une f. e. m. périodique ou périodique amortie.

— *Les oscillations auto-entretenuës* qui résultent de l'action d'une f. e. m. constante et qui se produisent dans des conditions particulières de couplage (couplage par l'arc électrique ou par la lampe à trois électrodes).

Dans tout ce qui suit, nous ferons pour tous les circuits, les mêmes hypothèses que celles qui ont servi de base à l'étude des oscillations du circuit unique, à savoir :

1° Les grandeurs caractéristiques des circuits sont rigoureusement invariables.

2° Ces grandeurs sont localisées dans le circuit et non réparties.

3° En tous les points du circuit l'intensité du courant a la même valeur à chaque instant.

§ 1. Les oscillations naturelles.

A. Décharge du condensateur primaire.

Comme dans le cas du circuit unique nous étudierons tout d'abord les oscillations libres d'un système de circuits couplés en supposant qu'une certaine énergie est emmagasinée dans le condensateur du circuit primaire. Si l'on ferme ce circuit, le condensateur se décharge. Un courant d'intensité  $i_1$  s'établit dans le circuit primaire et induit une f. e. m. dans le circuit secondaire. Celui-ci devient à son tour le siège d'un courant qui réagit sur le circuit primaire. L'ensemble des deux circuits couplés oscille librement mais les oscillations naturelles ainsi développées peuvent être très différentes des oscillations propres de chacun des circuits isolés l'un de l'autre.

1° Couplage magnétique (Tesla).

a. Couplage serré.

Considérons deux circuits oscillants dont les grandeurs caractéristiques que nous supposons rigoureusement invariables sont respectivement :  $R_1 L_1 C_1, R_2 L_2 C_2$ .

Soit  $M$  le coefficient d'induction mutuelle entre les circuits.

Les équations générales des circuits peuvent s'écrire en appliquant le principe de la conservation de l'énergie ou la deuxième loi de Kirchof.

Ce sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + M \frac{di_2}{dt} = 0 \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0 \end{array} \right.$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1 = C_1 \frac{dv_1}{dt} \\ i_2 = C_2 \frac{dv_2}{dt} \end{array} \right.$$

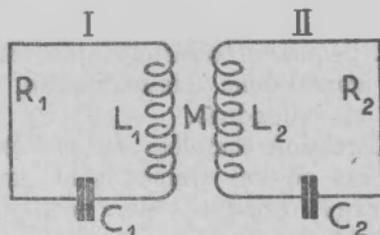


Fig. 45.

En remplaçant  $i_1$  et  $i_2$  par ces valeurs, on peut former également les équations différentielles en  $v_1$  et  $v_2$  les tensions aux bornes des condensateurs.

En posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = \frac{R_1}{2L_1} \\ \alpha_2 = \frac{R_2}{2L_2} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \\ \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \end{array} \right.$$

Ces équations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 v_1}{dt^2} + 2\alpha_1 \frac{dv_1}{dt} + \omega_1^2 v_1 + MC_2 \omega_1^2 \frac{d^2 v_2}{dt^2} = 0 \\ \frac{d^2 v_2}{dt^2} + 2\alpha_2 \frac{dv_2}{dt} + \omega_2^2 v_2 + MC_1 \omega_2^2 \frac{d^2 v_1}{dt^2} = 0 \end{array} \right.$$

Pour résoudre ces équations, on cherche une solution de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1 = A_1 e^{rt} \\ v_2 = A_2 e^{rt} \end{array} \right.$$

En substituant ces expressions dans les deux équations, on trouve que  $r$  doit satisfaire au système d'équations linéaires :

$$\begin{cases} A_1(r^2 + 2\alpha_1 r + \omega_1^2) + A_2 M C_2 \omega_1^2 r^2 = 0, \\ A_2(r^2 + 2\alpha_2 r + \omega_2^2) + A_1 M C_1 \omega_2^2 r^2 = 0. \end{cases}$$

1. Ou, en éliminant  $A_1$  et  $A_2$  et posant :

$$M^2 C_1 C_2 \omega_1^2 \omega_2^2 = \frac{M^2}{L_1 L_2} = k^2, \quad k = \frac{1}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

$$\begin{aligned} \Delta = (1 - k^2)r^4 + 2(\alpha_1 + \alpha_2)r^3 + (\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\alpha_1\alpha_2)r^2 \\ + 2(\alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2)r + \omega_1^2\omega_2^2 = 0. \end{aligned}$$

C'est l'équation caractéristique. Elle est du quatrième degré.

Elle admet donc quatre racines, réelles ou imaginaires, distinctes ou confondues.

La discussion complète du problème conduit à ne considérer que le cas où ces racines sont imaginaires, à parties réelles négatives (1) Elles sont alors conjuguées deux à deux, c'est-à-dire de la forme :

$$\begin{cases} r_1 = -\alpha + j\omega, & \begin{cases} r'_1 = -\alpha' + j\omega', \\ r'_2 = -\alpha' + j\omega'. \end{cases} \\ r_2 = -\alpha + j\omega, & \end{cases}$$

En groupant ensemble les racines conjuguées on peut écrire l'équation caractéristique sous forme d'un produit de deux trinômes du second degré admettant respectivement pour racines :  $(r_1, r_2)$  et  $(r'_1, r'_2)$ .

$$\Delta = (r^2 + 2\alpha r + \omega^2)(r^2 + 2\alpha' r + \omega'^2) = 0.$$

En identifiant avec l'équation ci-dessus, on obtient les relations :

$$\begin{cases} (1 - k^2)(\alpha + \alpha') = \alpha_1 + \alpha_2, \\ (1 - k^2)(\omega^2 + \omega'^2 + 4\alpha\alpha') = \omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\alpha_1\alpha_2, \\ (1 - k^2)(\alpha\omega'^2 + \alpha'\omega^2) = \alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2, \\ (1 - k^2)\omega^2\omega'^2 = \omega_1^2\omega_2^2. \end{cases}$$

La solution des équations différentielles est alors :

$$\begin{cases} v_1 = V_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi_1) + V'_1 e^{-\alpha' t} \sin(\omega' t + \varphi'_1), \\ v_2 = V_2 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi_2) + V'_2 e^{-\alpha' t} \sin(\omega' t + \varphi'_2). \end{cases}$$

(1) C'est le seul cas où peuvent naître des oscillations naturelles dans les circuits.

Les constantes arbitraires  $V_1, V'_1, V_2, V'_2, \varphi_1, \varphi'_1, \varphi_2, \varphi'_2$  introduites par l'intégration se déterminent par les conditions initiales qui dans le cas considéré sont :

$$\text{pour } t = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} i_1 = 0, \\ i_2 = 0. \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} v_1 = V_0, \\ v_2 = 0. \end{array} \right.$$

Et l'on voit que dans le cas le plus général, chacun des circuits est le siège de deux oscillations qui se superposent, l'une d'amortissement  $\alpha$  et de pulsation  $\omega$ , l'autre d'amortissement  $\alpha'$  et de pulsation  $\omega'$ .

$\alpha$  et  $\alpha'$  sont en général différents de  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .

$\omega$  et  $\omega'$  sont aussi différents de  $\omega_1$  et  $\omega_2$ .

On leur donne le nom d'*oscillations de couplage*.

Ce sont les oscillations naturelles du système de circuits couplés.

#### CIRCUITS ACCORDÉS.

Nous allons déterminer les valeurs des amortissements  $\alpha, \alpha'$  et des pulsations  $\omega, \omega'$  dans le cas particulier où les deux circuits supposés isolés, c'est-à-dire considérés indépendamment l'un de l'autre, sont accordés.

On a alors :

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_0.$$

Par analogie avec ce que nous avons vu en étudiant le circuit seul, nous supposons que les carrés des amortissements sont négligeables devant les carrés des pulsations.

Nous négligerons donc les termes  $4\alpha\alpha'$  et  $4\alpha_1\alpha_2$  dans les équations établies plus haut qui deviennent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} (1 - k^2)(\alpha + \alpha') = \alpha_1 + \alpha_2, \\ (1 - k^2)(\omega^2 + \omega'^2) = \omega_1^2\omega_2^2, \\ (1 - k^2)(\alpha\omega'^2 + \alpha'\omega^2) = \alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2, \\ (1 - k^2)\omega^2\omega'^2 = \omega_1^2\omega_2^2. \end{array} \right.$$

La deuxième et la quatrième donnent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega^2 + \omega'^2 = \frac{2\omega_0^2}{1 - k^2}, \\ \omega^2\omega'^2 = \frac{\omega_0^4}{1 - k^2}. \end{array} \right.$$

d'où l'on tire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}}, \\ \omega' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}}, \end{array} \right. \quad \text{d'où} \quad \left\{ \begin{array}{l} T = \frac{2\pi}{\omega} = T_0 \sqrt{1-k}, \\ T' = \frac{2\pi}{\omega'} = T_0 \sqrt{1+k}, \end{array} \right. \quad \left( T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \right).$$

En tenant compte de ces valeurs, la première et la troisième donnent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \frac{1}{1-k}, \\ \alpha' = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \frac{1}{1+k}, \end{array} \right. \quad \text{d'où} \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{1}{\sqrt{1-k}}, \\ \delta' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{1}{\sqrt{1+k}}. \end{array} \right.$$

— *En résumé :*

L'une des pulsations est supérieure à la pulsation commune :  $\omega > \omega_0$ .

L'autre est inférieure à la pulsation commune :  $\omega' < \omega_0$ .

La période  $T$  est inférieure à la période commune :  $T < T_0$ .

La période  $T'$  est supérieure à la période commune :  $T' > T_0$ .

L'oscillation qui a la plus grande pulsation, c'est-à-dire la plus petite période est la plus amortie.

— Les périodes propres du système de circuits couplés diffèrent d'autant plus de la période commune  $T_0$  des circuits que  $k$  est plus grand c'est-à-dire que le couplage est plus serré.

Lorsque l'un des circuits est susceptible de rayonner, à chacune des périodes  $T, T'$  correspond une longueur d'onde  $\lambda, \lambda'$  et si l'on désigne par  $\lambda_0$  la longueur d'onde correspondant à la période  $T_0$ , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda = \lambda_0 \sqrt{1-k}, \\ \lambda' = \lambda_0 \sqrt{1+k}. \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda}, \\ \delta' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda'}. \end{array} \right.$$

L'onde la plus longue est la moins amortie.

— Dans l'ensemble des deux circuits les courants correspondant à une même oscillation (à  $\omega$  par exemple) atteignent leur maximum sensiblement au même moment. Si l'on choisit le sens positif des circuits de telle sorte que les courants de même pulsation  $\omega$  soient presque en phase, les courants qui correspondent à l'autre pulsation  $\omega'$  sont presque en opposition.

PHÉNOMÈNE DES BATTEMENTS.

L'existence simultanée dans chaque circuit de deux oscillations de pulsations  $\omega$  et  $\omega'$  entraîne la production de battements, dont la pulsation est égale à la différence des pulsations propres  $\Omega = |\omega - \omega'|$  et dont l'amplitude va en décroissant par suite de l'amortissement.

L'énergie passe alternativement d'un circuit dans l'autre en se transformant progressivement en chaleur. La figure ci-dessous représente l'état électrique de chacun des circuits.

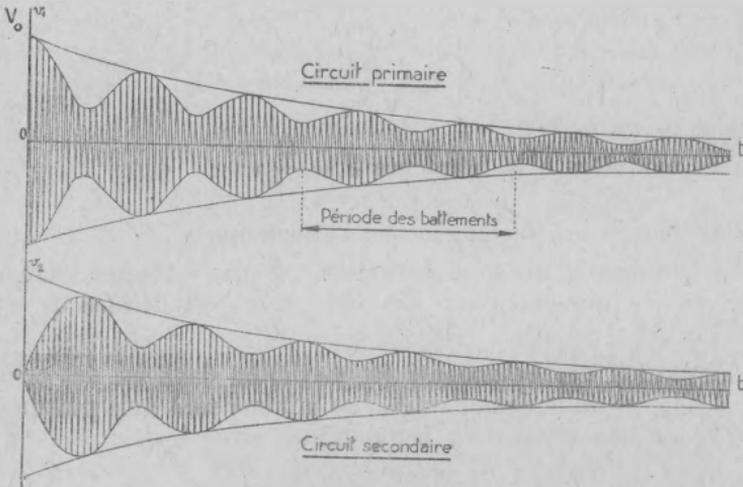


Fig. 46.

Dans le cas particulier où l'on suppose négligeables les amortissements, la détermination des constantes conduit aux relations suivantes :

— Dans le premier circuit :  $v_1 = \frac{V_0}{2} (\cos \omega t + \cos \omega' t)$ .

— Dans le deuxième circuit :  $v_2 = \frac{V_0}{2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} (\cos \omega t - \cos \omega' t)$ .

Dans ce cas les courants qui correspondent à l'oscillation de pulsation  $\omega$  sont rigoureusement en phase, et ceux qui correspondent à l'oscillation de pulsation  $\omega'$  sont rigoureusement en opposition.

Ces équations peuvent s'écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1 = V_0 \cos \Omega t \cos \frac{\omega + \omega'}{2} t, \\ v_2 = V_0 \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} \sin \Omega t \sin \frac{\omega + \omega'}{2} t. \end{array} \right.$$

en posant :

$$\Omega = \frac{\omega' - \omega}{2},$$

$v_1, v_2$  peuvent être considérées comme des tensions de pulsation  $\frac{\omega + \omega'}{2}$ ,

dont les amplitudes :

$$V_1 = V_0 \cos \Omega t$$

et

$$V_2 = V_0 \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} \sin \Omega t$$

seraient modulées à la fréquence  $\mathcal{F} = \frac{\Omega}{2\pi}$ .

C'est bien là un phénomène de battements.

Ces battements ne sont naturellement pas en phase dans les deux circuits puisque l'une des oscillations est décalée de  $180^\circ$  dans l'un des circuits.

L'amplitude des battements est maximum dans un des circuits quand elle est nulle dans l'autre. Les minima sont nuls puisque les amplitudes des oscillations composantes sont égales.

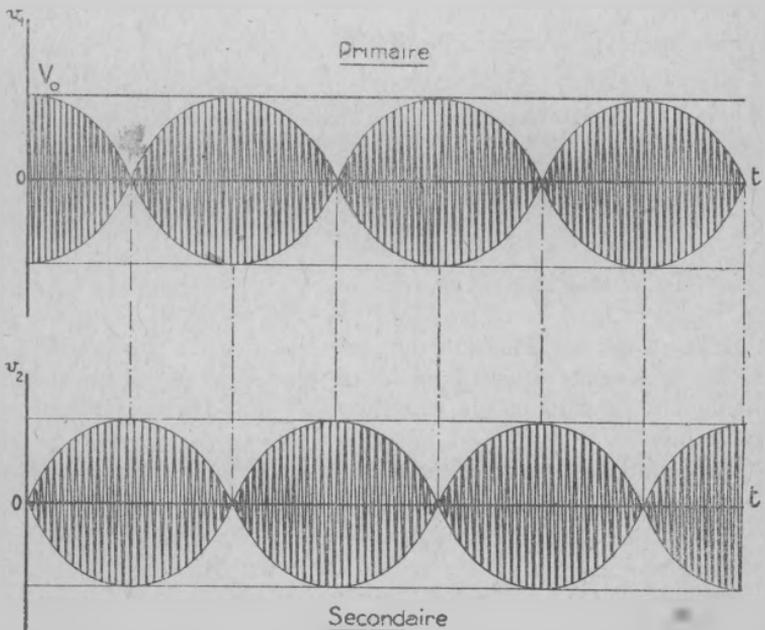


Fig. 47.

CIRCUITS NON ACCORDÉS.

Le cas où les circuits ne sont pas accordés donne lieu à des calculs plus difficiles qui conduisent à des résultats analogues aux précédents.

Chacun des circuits est le siège de deux oscillations dont les périodes  $T$  et  $T'$  sont l'une inférieure à la plus petite des périodes  $T_1$ ,  $T_2$ , l'autre supérieure à la plus grande.

On a par exemple :  $T' < T_1 < T_2 < T$ .

b. Couplage très lâche.

Si le couplage est très lâche c'est-à-dire le coefficient  $k$  très petit, l'action du circuit primaire sur le circuit secondaire est très faible. La réaction du circuit secondaire sur le primaire est négligeable.

Le terme  $M \frac{di_2}{dt}$  disparaît de l'équation relative au circuit primaire.

On a :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt = 0, \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt = -M \frac{di_1}{dt} = e. \end{array} \right.$$

La première équation n'est autre que l'équation de décharge du condensateur. Elle a pour solution :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1 = V_0 e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t, \\ i_1 = -C V_0 \omega_1 e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t = I_1 e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t. \end{array} \right.$$

Le circuit primaire oscille comme s'il était seul, ce qui est bien évident puisque le circuit secondaire est sans action sur lui.

Quant au circuit secondaire, il est soumis aux oscillations forcées de la f. e. m. :

$$e = -M \frac{di_1}{dt} = -M I_1 \omega_1 e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t = E e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t.$$

Nous savons qu'il est alors le siège d'un courant qui est la résultante :

- 1° D'une oscillation forcée de pulsation  $\omega_1$  et d'amortissement  $\alpha_1$ .
- 2° D'une oscillation libre de pulsation  $\omega_2$  et d'amortissement  $\alpha_2$ .

On a donc :

$$i_2 = I_2 e^{-\alpha_2 t} \sin(\omega_2 t + \varphi) + I_2' e^{-\alpha_1 t} \sin(\omega_1 t + \varphi').$$

$I_2$  et  $\varphi$  sont des constantes provenant de l'intégration de l'équation sans second membre. Elles sont déterminées par les conditions

initiales (pour  $t = 0$ ,  $i_2 = 0$ ,  $r_2 = 0$ ).  $I_2$  et  $\varphi'$  sont déterminées par la condition que le deuxième terme soit une solution particulière de l'équation avec second membre.

A la résonance on trouve pour  $i_2$  l'expression :

$$i_2 = \frac{M\omega_0 I_1}{2L_2(\alpha_1 - \alpha_2)} (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t}) \cos \omega_0 t \quad (\omega_0 = \omega_1 = \omega_2).$$

Pour tracer la courbe représentant les variations de  $i_2$ , il suffit de construire les deux courbes exponentielles représentant les variations d'amplitude de l'oscillation libre et de l'oscillation forcée et d'en prendre la différence des ordonnées.

Ces deux courbes partent nécessairement d'un même point, puisque  $i_2 = 0$  à l'instant initial.

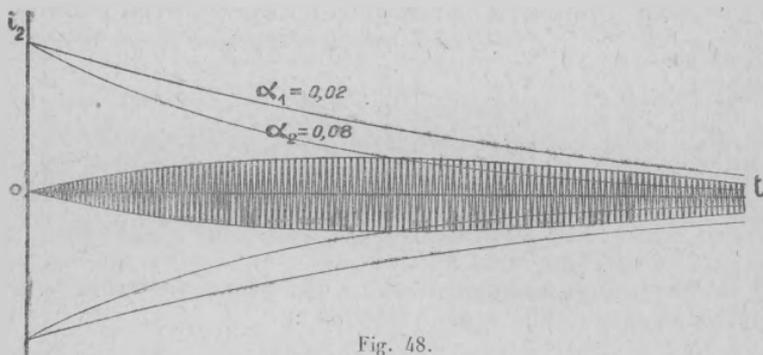


Fig. 48.

— Si les circuits ont non seulement même période  $T_0$  mais même amortissement  $\alpha_0$  l'équation de la courbe enveloppe devient (1) :

$$I = Ate^{-\alpha_0 t}$$

La courbe suivante a été tracée dans ces conditions :

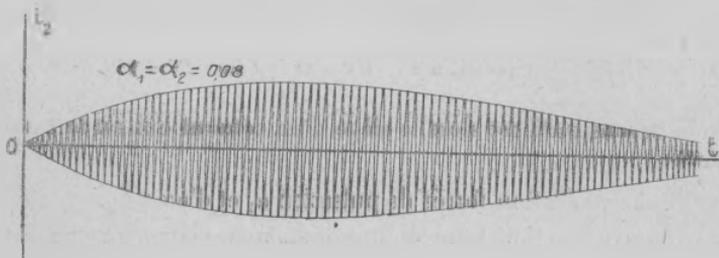


Fig. 49.

(1) Pour le voir il suffit de remarquer que si  $\alpha_2$  tend vers  $\alpha_1 = \alpha_0$  :

$$\limite \frac{e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t}}{\alpha_1 - \alpha_2} = \frac{d}{d\alpha} (e^{-\alpha_0 t}) = -te^{-\alpha_0 t}.$$

— Dans le cas général où les amortissements sont différents on voit aisément que l'amortissement de l'oscillation résultante dans le circuit secondaire dépend d'abord de l'oscillation la plus amortie, mais l'amortissement de la fin de l'oscillation résultante est réglé par l'oscillation la moins amortie.

Si les amortissements sont très différents, la courbe est définie au bout de peu de temps par l'oscillation la moins amortie.

Si le circuit secondaire est notablement plus amorti que le primaire (cas d'une antenne en couplage lâche avec un circuit oscillant), l'oscillation propre de ce secondaire est rapidement amortie et les oscillations forcées induites par le primaire subsistent seules ensuite.

On peut remarquer en outre que l'expression de  $i_2$  ne change pas quand on permute  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ . Si donc un primaire très amorti induit dans un secondaire peu amorti ou inversement, si un primaire peu amorti induit dans un secondaire très amorti, les oscillations du secondaire, au point de vue de l'amortissement sont les mêmes dans les deux cas.

— Si l'amortissement du circuit primaire est nul, les oscillations primaires ne sont pas amorties, l'amortissement final des oscillations secondaires est également nul. On trouve d'abord une période d'établissement du courant dont la durée dépend de l'amortissement du secondaire, puis un régime permanent d'oscillations non amorties.

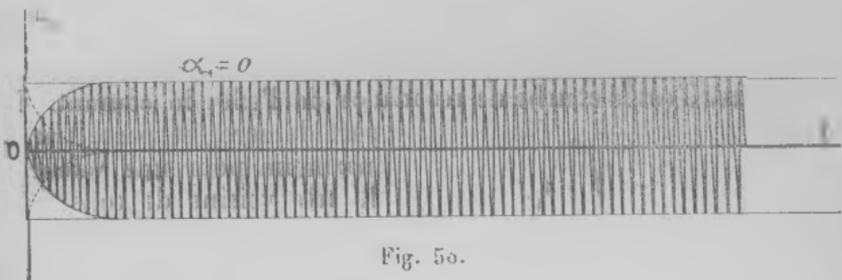


Fig. 50.

On retombe ainsi sur le cas déjà étudié de l'action d'une f. e. m. sinusoïdale sur un circuit : régime variable d'établissement du courant suivi d'un régime permanent sinusoïdal.

COURBES DE RÉSONANCE DE L'EFFET DE COURANT SECONDAIRE.

Considérons deux circuits en couplage très lâche et supposons que l'on fasse varier la période propre du circuit secondaire  $T_2$ , en agissant par exemple sur la capacité  $C_2$  supposée variable, tous les autres éléments des circuits ainsi que le couplage restant les mêmes. Plaçons un ampèremètre thermique dans

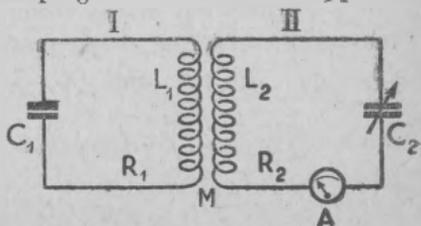


Fig. 51.

le circuit secondaire et observons les indications de cet appareil lorsque varie la période  $T_2$ .

Ces indications sont proportionnelles à l'intensité efficace du courant secondaire qui a pour expression :

$$I_e^2 = \mathcal{F} \int_0^{\infty} i_2^2 dt \cdot$$

$\mathcal{F}$  étant le nombre de décharges du circuit primaire par seconde. Le calcul de cette intégrale conduit à la formule suivante :

$$I_e^2 = \frac{\mathcal{F} E^2}{16 L_2^2} \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2} \frac{1}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2} \quad (E = M \omega_1 I_1).$$

C'est la formule de Bjerkness.

Elle suppose l'accouplement infiniment lâche, les amortissements faibles, et les pulsations très voisines.

En remplaçant  $\omega_1, \omega_2, \alpha_1, \alpha_2$  par leurs expressions en fonctions de  $T$  :  $\omega_1 = \frac{\pi}{T_1}, \omega_2 = \frac{2\pi}{T_2}, \alpha_1 = \frac{\delta_1}{T_1}, \alpha_2 = \frac{\delta_2}{T_2}$  on peut tracer la courbe  $I_e^2 = f(T_2)$  qui donne les variations de l'effet de courant dans le circuit secondaire en fonction de la période propre de ce circuit.

La courbe représentée par cette équation est une courbe de résonance. C'est la courbe de résonance de l'effet de courant. Elle

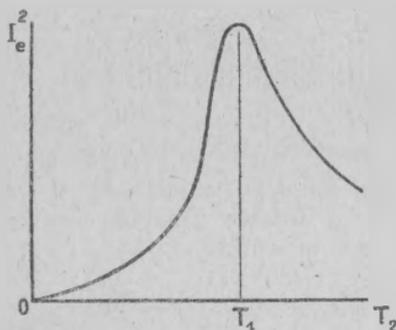


Fig. 59.

part de zéro, et passe par un maximum pour une valeur de  $T_2$  très voisine de celle de la période du primaire  $T_1$ .

La courbe n'a pas d'axe de symétrie.

En fait, il faut observer que seule la région de cette courbe voisine du maximum est à retenir puisque l'équation qui la représente a été obtenue en supposant  $T_1$  voisin de  $T_2$ .

— Pratiquement il est commode de lui substituer une courbe plus simple obtenue de la manière suivante.

Posons :

$$y = \frac{I_e^2}{I_{e,max}^2} \cdot$$

$I_{e,max}$  désignant la valeur maximum de  $I_e$ .

Il vient :

$$y = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{\alpha_1 + \alpha_2}\right)^2}$$

Mais :

$$\omega_1 = 2\pi F_1, \quad \omega_2 = 2\pi F_2, \quad \alpha_1 = \delta_1 F_1, \quad \alpha_2 = \delta_2 F_2 = \delta_2 F_1$$

car  $F_1 \equiv F_2$ .

Donc :

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{2\pi F_1 - F_2}{F_1 \delta_1 + \delta_2} = \frac{1 - \frac{F_2}{F_1}}{\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}}$$

Posons  $1 - \frac{F_2}{F_1} = x$ ,  $x$  s'appelle la *dissonance*.

Il vient enfin :

$$y = \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}\right)^2 x^2}$$

La courbe représentée par cette équation est symétrique par rapport à l'axe  $oy$  et présente ce caractère remarquable de ne dépendre que d'un seul paramètre,

$\delta_0 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$  dont elle permet de déterminer aisément la valeur.

Elle a en outre l'avantage de permettre une comparaison facile des différentes courbes obtenues pour des valeurs différentes du paramètre. Toutes ces courbes passent par le point correspondant au maximum ( $x = 0, y = 1$ ).

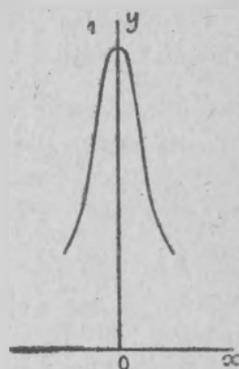


Fig. 53.

ACUITÉ DE LA RÉSONANCE.

Lorsque  $y$  atteint sa valeur maximum, la quantité d'énergie absorbée par le circuit secondaire est maximum. Cela a lieu pour  $x = 0$  c'est-à-dire lorsque  $T_1 = T_2$ . Lorsque cette condition est réalisée on dit que les deux circuits sont *accordés* ou en *résonance*.

Cette résonance est d'autant plus nette que la pente de la courbe varie plus rapidement au voisinage du maximum, c'est-à-dire que la courbe est plus pointue. On dit que la résonance est plus ou moins aiguë, suivant que cette variation est plus ou moins rapide.

On peut caractériser l'acuité de la résonance par la courbure de la courbe en son maximum, c'est-à-dire l'inverse du rayon de courbure. On trouve que celle-ci a pour valeur :  $\frac{2\pi^2}{\delta_0^2}$  (1).

Donc l'acuité est d'autant plus grande que la moyenne des décrets  $\delta_0 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$  est plus faible.

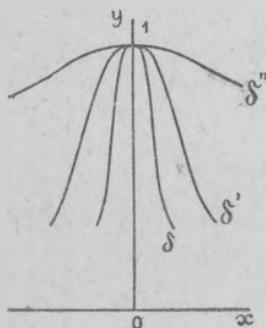


Fig. 54.

La figure ci-contre montre comment se déforment les courbes de résonance lorsque la moyenne des décrets va en croissant.

Il ne faut pas perdre de vue qu'au delà d'une certaine limite, lorsque  $\delta_0$  est trop grand la courbe ne peut plus être utilisée, les conditions nécessaires à l'établissement de la formule de Bjerkness n'étant plus satisfaites.

#### INFLUENCE DE L'ACCOUPLLEMENT.

L'étude expérimentale des courbes de résonance  $l_c^2 = f(T)$  permet de se rendre compte de la manière dont se déforment ces courbes lorsqu'on fait varier le couplage.

L'expérience montre que lorsque le couplage croît à partir de valeurs très faibles, le maximum augmente d'abord très rapidement

(1) En effet : la courbure a pour expression :

$$C = \frac{y''}{(1 + y'^2)^{3/2}}$$

avec :

$$y' = -2 \left(\frac{\pi}{\delta_0}\right)^2 \frac{x}{\left[1 + \left(\frac{\pi}{\delta_0}\right)^2 x^2\right]^2} \quad y'_0 = 0$$

$$y'' = -2 \left(\frac{\pi}{\delta_0}\right)^2 \frac{1 - 3 \left(\frac{\pi}{\delta_0}\right)^2 x^2}{\left[1 + \left(\frac{\pi}{\delta_0}\right)^2 x^2\right]^3} \quad y''_0 = -2 \frac{\pi^2}{\delta_0^2}$$

donc :

$$C = \frac{2\pi^2}{\delta_0^2}$$

[courbe (1) à courbe (2)] sans que l'acuité de la résonance se trouve sensiblement modifiée:

Le maximum augmente encore quand on passe à la courbe (3), mais la courbe de résonance s'élargit sensiblement. Enfin quand on passe à la courbe (4) la résonance devient tout à fait floue, et l'effet dans le secondaire cesse de croître. On voit donc qu'au delà d'une certaine limite, l'augmentation du couplage n'entraîne plus un accroissement de l'intensité du courant dans le secondaire et cela à partir de valeurs de couplage d'autant plus faibles que le décrement moyen  $\delta_0$  est plus petit.

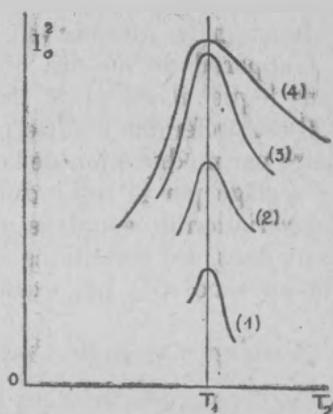


Fig. 55.

— En résumé il faut retenir que les courbes de résonance d'effet de courant sont d'autant plus pointues, c'est-à-dire que l'acuité de la résonance est d'autant plus grande que :

- 1° La moyenne des décrets des circuits primaire et secondaire  $\delta_0 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$  est plus faible.
- 2° Le couplage des deux circuits est plus lâche.

APPLICATION À LA MESURE DES PÉRIODES PROPRES. — ONDEMÈTRE.

De l'étude qui précède nous pouvons déduire un moyen de déterminer expérimentalement la période propre d'un circuit oscillant. Il suffit d'accoupler lâchement avec ce circuit un second circuit formé d'une self-induction et d'une capacité variables et comprenant un appareil de mesure, par exemple un ampèremètre thermique.

Si faisant varier la période du second circuit, on trace une courbe de résonance, le maximum de cette courbe correspondra à une période propre de ce circuit très sensiblement égale à celle de l'oscillation à mesurer.

Cette égalité est d'autant plus approchée que la courbe de résonance est plus aiguë. Il y a donc intérêt à augmenter l'acuité de la résonance en diminuant l'amortissement du circuit de mesure : on rend d'ailleurs plus facile l'appréciation du maximum de déviation à l'ampèremètre.

On augmente encore l'acuité de la résonance en diminuant autant que possible le couplage entre les deux circuits, mais cette opération entraîne généralement une diminution de l'intensité efficace du courant, et par suite l'emploi d'un ampèremètre plus sensible.

Le circuit de mesure dont nous venons d'indiquer le rôle constitue un *ondemètre* il permet de mesurer la période d'oscillation d'un circuit si l'on connaît la période propre du circuit de mesure en fonction des diverses valeurs de sa self-induction et de sa capacité.

L'appareil de mesure doit être sensible et le circuit oscillant, dans lequel il est placé, aussi peu amorti que possible.

Il est préférable d'autre part de faire varier la période de l'ondemètre par modification de la capacité plutôt que de la self-induction. Le réglage par la self-induction entraîne en effet le plus souvent une variation du couplage : les mesures sont alors faites successivement dans des conditions différentes et les courbes de résonance obtenues ne sont pas exactes.

### 3° Couplage magnétique d'un circuit oscillant et d'un circuit apériodique.

Un cas particulièrement simple est celui où le circuit oscillant primaire est couplé avec un circuit secondaire apériodique, c'est-à-dire sans condensateur. Ce cas se présente fréquemment en pratique pour la mesure des intensités des courants oscillants.

Il y a avantage en effet à ne pas insérer l'appareil de mesure dans le circuit dont on veut mesurer l'intensité du courant, afin de ne pas augmenter son amortissement. Il est préférable de le coupler avec un circuit apériodique dans lequel on place l'instrument de mesure, un ampèremètre thermique par exemple. Le couplage étant très lâche le circuit secondaire ne réagit pas sur le primaire. Celui-ci oscille comme s'il était seul. Le circuit secondaire est alors soumis à une f. e. m. d'induction :

$$e = -M \frac{di_1}{dt} = M\omega_1 I_1 e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t = E e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t.$$

L'équation relative à ce circuit est donc :

$$R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} = E e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t.$$

La solution générale de cette équation s'obtient en ajoutant à la solution générale de l'équation sans second membre une solution particulière de l'équation avec second membre.

On vérifie aisément, qu'il existe une telle solution particulière de la forme :

$$\frac{E}{\sqrt{R_2^2 + L_2^2 \omega_1^2}} e^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t + \varphi); \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{L_2 \omega_1}{R_2}.$$

D'autre part l'intégrale générale de l'équation sans second membre est :

$$A e^{-\alpha_2 t}; \quad \text{avec} \quad \alpha_2 = \frac{R_2}{2L_2}.$$

On a donc :

$$i_2 = A e^{-2\alpha_2 t} + \frac{E}{\sqrt{R_2^2 + L_2^2 \omega_1^2}} e^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t + \varphi).$$

La constante A est déterminée par la condition qu'à l'instant  $t = 0$  le courant soit nul, c'est-à-dire :

$$A + \frac{E}{\sqrt{R_2^2 + L_2^2 \omega_1^2}} \cos \varphi = 0.$$

D'où la solution :

$$i_2 = \frac{E}{\sqrt{R_2^2 + L_2^2 \omega_1^2}} \left[ e^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t + \varphi) - e^{-2\alpha_2 t} \cos \varphi \right].$$

Le courant dans le circuit secondaire est donc la résultante d'un courant oscillant ayant l'amortissement  $\alpha_1$  et la pulsation  $\omega_1$  du circuit primaire et d'un courant amorti. Dans le cas envisagé où le circuit secondaire comporte un instrument de mesure toujours d'assez grande résistance, ce dernier courant est très faible et très amorti.

Enfin si  $R_2^2$  est très faible devant  $L_2^2 \omega_1^2$  ce qui est réalisé en général, on voit que le courant dans le circuit secondaire se réduit à :

$$i_2 = \frac{E}{L_2 \omega_1} e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t.$$

ou, puisque :

$$E = M \omega_1 I_1.$$

$$i_2 = \frac{M}{L_2} I_1 e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t$$

$$I_2 = \frac{M}{L_2} I_1$$

Donc : si le circuit de mesure est couplé lâchement avec circuit oscillant et si la résistance de celui-ci est faible devant la réactance, l'intensité du courant dans le circuit de mesure est indépendante de la fréquence et proportionnelle à l'intensité du courant dans le circuit oscillant.

La quantité de chaleur dégagée par seconde dans le circuit secondaire, dans le cas où le primaire est le siège d'oscillations amorties rythmées à la fréquence  $\bar{f}$  est :

$$Q = \bar{f} \int_0^{\infty} R_2 i_2^2 dt = \frac{\bar{f}^2 M^2}{L_2^2} \frac{R_2}{4\alpha_1} I_1^2.$$

3° Couplage par self-induction (Oudin).

Dans le cas de deux circuits couplés par une self-induction commune  $L$  et par suite également par une résistance commune  $R$ , les équations qui régissent l'état électrique du système sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} (R + R_1)i_1 + (L + L_1) \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + L \frac{di_2}{dt} + Ri_2 = 0; \\ (R + R_2)i_2 + (L + L_2) \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + L \frac{di_1}{dt} + Ri_1 = 0. \end{array} \right.$$

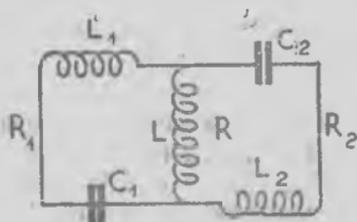


Fig. 56.

Dans le cas particulier où  $R$  est négligeable, elles s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + (L + L_1) \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + L \frac{di_2}{dt} = 0; \\ R_2 i_2 + (L + L_2) \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + L \frac{di_1}{dt} = 0. \end{array} \right.$$

Ce sont les équations rencontrées plus haut dans le cas du couplage magnétique dans lesquelles  $M$  est remplacé par  $L$ ,  $L_1$  par  $L + L_1$ ,  $L_2$  par  $L + L_2$ .

En posant :

$$k = \frac{L}{\sqrt{(L + L_1)(L + L_2)}}.$$

on retombe sur les mêmes équations.

Comme dans le cas précédent, on observe encore deux oscillations de couplage en couplage serré, dont les périodes ont pour expression, lorsque les circuits sont en résonance :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_0 \sqrt{1 - k}; \\ T = T_0 \sqrt{1 + k}. \end{array} \right.$$

4° Couplage électrique.

Dans le cas de deux circuits couplés par une capacité commune les équations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \left( \frac{1}{C} + \frac{1}{C_1} \right) \int_0^t i_1 dt + \frac{1}{C} \int_0^t i_2 dt = 0 ; \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \left( \frac{1}{C} + \frac{1}{C_2} \right) \int_0^t i_2 dt + \frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt = 0 \end{array} \right.$$

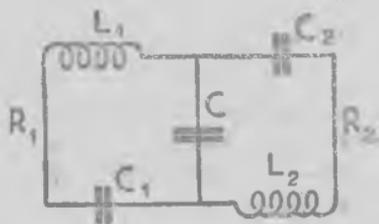


Fig. 57.

Les équations relatives aux tensions sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_1 C_1 \frac{d^2 v_1}{dt^2} + R_1 C_1 \frac{dv_1}{dt} + \left( 1 + \frac{C_1}{C} \right) v_1 + \frac{C_2}{C} v_2 = 0 ; \\ L_2 C_2 \frac{d^2 v_2}{dt^2} + R_2 C_2 \frac{dv_2}{dt} + \left( 1 + \frac{C_2}{C} \right) v_2 + \frac{C_1}{C} v_1 = 0 . \end{array} \right.$$

Posons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = \frac{R_1}{2L_1} ; \\ \alpha_2 = \frac{R_2}{2L_2} . \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega_1 = \frac{1}{L_1} \left( \frac{1}{C} + \frac{1}{C_1} \right) ; \\ \omega_2 = \frac{1}{L_2} \left( \frac{1}{C} + \frac{1}{C_2} \right) . \end{array} \right.$$

Il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 v_1}{dt^2} + 2\alpha_1 \frac{dv_1}{dt} + \omega_1^2 v_1 + \frac{C_2}{L_1 C_1 C} v_2 = 0 ; \\ \frac{d^2 v_2}{dt^2} + 2\alpha_2 \frac{dv_2}{dt} + \omega_2^2 v_2 + \frac{C_1}{L_2 C_2 C} v_1 = 0 . \end{array} \right.$$

Cherchons une solution de la forme :

$$\begin{cases} v_1 = A_1 e^{rt}; \\ v_2 = A_2 e^{rt}. \end{cases}$$

En portant ces valeurs dans les équations différentielles et en éliminant  $A_1, A_2$  qui y entrent d'une manière homogène on trouve que  $r$  doit être racine de l'équation caractéristique :

$$\Delta = (r^2 + 2\alpha_1 r + \omega_1^2)(r^2 + 2\alpha_2 r + \omega_2^2) - k^2 \omega_1^2 \omega_2^2 = 0.$$

En posant :

$$k^2 = \frac{C_1 C_2}{(C + C_1)(C + C_2)}; \quad k = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{C}{C_1}\right)\left(1 + \frac{C}{C_2}\right)}}.$$

$k$  est le coefficient de couplage.

L'équation caractéristique est du quatrième degré. Elle admet donc quatre racines que nous supposons imaginaires, conjuguées deux à deux à parties réelles négatives, c'est-à-dire de la forme :

$$\begin{cases} r_1 = -\alpha + j\omega; & \begin{cases} r'_1 = -\alpha' + j\omega'; \\ r'_2 = -\alpha' - j\omega'. \end{cases} \\ r_2 = -\alpha - j\omega; & \end{cases}$$

En groupant les racines conjuguées, on écrira :

$$\Delta = (r^2 + 2\alpha r + \omega^2)(r^2 + 2\alpha' r + \omega'^2) = 0.$$

Et par identification avec l'équation ci-dessus, on aura :

$$\begin{cases} \alpha_1 + \alpha_2 = \alpha + \alpha'; \\ \omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\alpha_1 \alpha_2 = \omega^2 + \omega'^2 + 4\alpha \alpha'; \\ \alpha_1 \omega_2^2 + \alpha_2 \omega_1^2 = \alpha \omega'^2 + \alpha' \omega^2; \\ \omega_1^2 \omega_2^2 (1 - k^2) = \omega^2 \omega'^2. \end{cases}$$

La solution des équations différentielles est alors :

$$\begin{cases} v_1 = V_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi_1) + V'_1 e^{-\alpha' t} \sin(\omega' t + \varphi'_1); \\ v_2 = V_2 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi_2) + V'_2 e^{-\alpha' t} \sin(\omega' t + \varphi'_2). \end{cases}$$

Les constantes arbitraires  $V_1, V'_1, V_2, V'_2, \varphi_1, \varphi'_1, \varphi_2, \varphi'_2$  introduits par l'intégration sont déterminées par les conditions initiales :

$$\text{Pour } t = 0, \quad i_1 = 0, \quad i_2 = 0, \quad v_1 = V_0, \quad v_2 = 0.$$

Comme dans le cas du couplage par induction, on voit que chacun des circuits est le siège de deux oscillations l'une d'amortissement  $\alpha$  et de pulsation  $\omega$ , l'autre d'amortissement  $\alpha'$  et de pulsation  $\omega'$ .

Ce sont les oscillations de couplage, oscillations naturelles du système de circuits couplés.

— Circuits accordés.

Déterminons les valeurs des amortissements  $\alpha$ ,  $\alpha'$  et des pulsations  $\omega$ ,  $\omega'$  dans le cas particulier où les circuits sont accordés c'est-à-dire quand on a :

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_0.$$

Supposons comme précédemment que les carrés des amortissements sont négligeables vis-à-vis des carrés des pulsations.

Les équations ci-dessus deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha + \alpha' = \alpha_1 + \alpha_2; \\ \omega^2 + \omega'^2 = \omega_1^2 + \omega_2^2 = 2\omega_0^2; \\ \alpha\omega'^2 + \alpha'\omega^2 = \alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2 = \omega_0^2(\alpha_1 + \alpha_2); \\ \omega^2\omega'^2 = \omega_1^2\omega_2^2(1 - k^2) = \omega_0^4(1 - k^2). \end{array} \right.$$

La deuxième et la quatrième équations montrent que  $\omega^2$  et  $\omega'^2$  sont racines de l'équation du deuxième degré :

$$\omega^4 - 2\omega_0^2\omega^2 + \omega_0^4(1 - k^2) = 0.$$

D'où l'on tire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \omega_0 \sqrt{1 + k}; \\ \omega' = \omega_0 \sqrt{1 - k}. \end{array} \right. \quad \text{d'où} \quad \left\{ \begin{array}{l} T = \frac{T_0}{\sqrt{1 + k}}, \\ T' = \frac{T_0}{\sqrt{1 - k}}, \end{array} \right. \quad T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}.$$

En tenant compte de ces valeurs la troisième équation devient :

$$\alpha(1 - k) + \alpha'(1 + k) = \alpha_1 + \alpha_2,$$

ou :

$$(\alpha + \alpha') + k(\alpha' - \alpha) = \alpha_1 + \alpha_2.$$

La première équation montre alors que :

$$\alpha = \alpha' = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2},$$

d'où :

$$\delta = \delta'' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}.$$

Les amortissements des deux oscillations de couplage sont égaux à l'amortissement moyen des circuits.

Les périodes  $T$   $T'$  encadrent la période commune :

$$T < T_0 < T'.$$

### 5° Couplage magnétique de trois circuits oscillants.

Le couplage de deux circuits oscillants peut modifier profondément, comme nous l'avons vu leurs conditions d'oscillations. Chacun d'eux au lieu d'osciller librement comme s'il était seul est le siège de deux oscillations dont les amortissements et les pulsations sont en général différents des amortissements et des pulsations propres.

La présence d'un troisième circuit complique évidemment les phénomènes. Sans entreprendre l'étude complète nous remarquerons simplement que dans le cas où chacun des circuits réagit sur les deux autres, chacune des équations différentielles comprend les trois inconnues  $v_1, v_2, v_3$ , par exemple, et cela quel que soit le mode de couplage. L'équation caractéristique qui s'en déduit est du sixième degré et dans le cas que nous avons toujours considéré où ses racines sont imaginaires à parties réelles négatives, chacun des couples de racines conjuguées correspond à une oscillation amortie.

Chacun des circuits est donc le siège de trois oscillations amorties, dont les amortissements  $\alpha, \alpha', \alpha''$  et les pulsations  $\omega, \omega', \omega''$  sont en général différents des amortissements propres et des pulsations propres des circuits.

On a par exemple pour les tensions  $v_1, v_2, v_3$  des expressions de la forme :

$$v = V e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) + V' e^{-\alpha' t} \sin(\omega' t + \varphi') + V'' e^{-\alpha'' t} \sin(\omega'' t + \varphi'').$$

D'une façon générale, si l'on considérait  $n$  circuits en couplage serré, réagissant tous les uns sur les autres, on verrait que chacun d'eux pourrait être le siège de  $n$  oscillations.

### CAS D'UN CIRCUIT TERTIAIRE EN COUPLAGE TRÈS LÂCHE

Considérons le cas particulier de deux circuits oscillants en couplage serré, l'un d'eux agissant en couplage lâche sur un troisième circuit, de telle sorte que celui-ci ne réagisse pas sur les deux autres.

Le système des deux circuits primaire et secondaire oscille alors librement.

Chacun des circuits est le siège de deux oscillations de couplage et chacune d'elles agit sur le circuit tertiaire qui est ainsi soumis à des oscillations forcées.

Ces oscillations forcées ont mêmes amortissements  $\alpha, \alpha'$  et mêmes pulsations  $\omega, \omega'$  que les oscillations de couplage. A

ces oscillations forcées se superpose l'oscillation libre du troisième circuit d'amortissement  $\alpha_3 = \frac{R_3}{2L_3}$  et de pulsation  $\omega_3 = \frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}}$ .

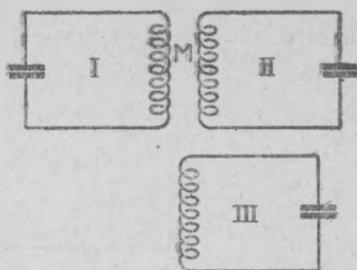


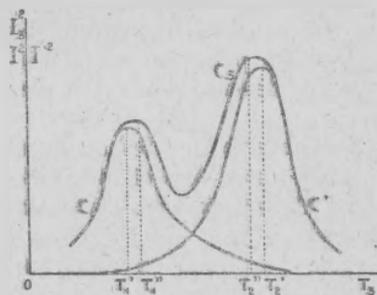
Fig. 58.

*Résonance.* — Si le circuit tertiaire est accordé sur l'une des oscillations de couplage, il y a résonance. Intercalons dans ce circuit un ampèremètre thermique et faisons varier sa période propre d'une manière continue (ce circuit joue le rôle d'un ondemètre). Traçons la courbe  $I_3^2 = f(T_3)$ ,  $I_3$  désignant l'intensité efficace, c'est-à-dire la somme des intensités efficaces correspondant à chacune des oscillations puisque leurs effets thermiques se superposent.

Les ordonnées de la courbe  $C_3$  sont donc égales à la somme des ordonnées des deux courbes de résonance C et C' que l'on obtiendrait si l'on remplaçait l'ensemble des circuits primaire et secondaire par un circuit fictif unique ayant la période et l'amortissement, soit de l'une, soit de l'autre des oscillations de couplage.

Les maxima de ces deux courbes considérées séparément auraient lieu pour des périodes  $T_1$  et  $T_2$  du circuit tertiaire sensiblement égales à celles des deux oscillations considérées.

Mais l'observation d'un appareil de mesure ne peut nous donner que l'effet total résultant des deux oscillations.



. Fig. 59.

On obtient une courbe de résonance ayant la forme  $C_3$  et qui présente en général deux maxima pour des périodes  $T_1$  et  $T_2$  de l'ondemètre.

Ces deux maxima ne correspondent pas exactement aux deux périodes des oscillations d'accouplement.

Il est bien entendu que l'on ne peut observer une telle courbe de résonance à deux maxima que dans un circuit accouplé lâchement avec l'ensemble des circuits couplés 1 et 2.

Pour un couplage très serré des deux circuits 1 et 2 réalisé par exemple en Oudin, on obtient avec le circuit 3 des courbes de résonance dont la forme est indiquée ci-dessous; les deux maxima sont nettement séparés et les périodes correspondantes coïncident sensiblement avec celles des oscillations de couplage.

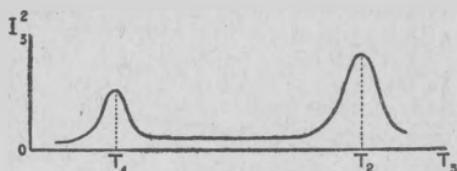


Fig. 60.

Si le couplage est moins serré, les maxima se rapprochent et les courbes de résonance prennent les formes ci-dessous.

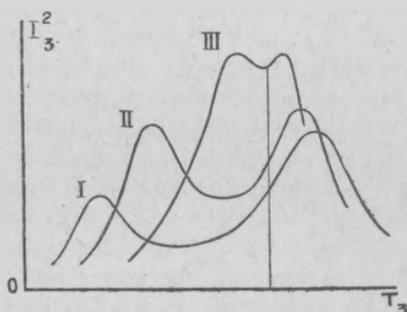


Fig. 61.

Quand le couplage entre les circuits 1 et 2 devient très faible, les maxima sont très voisins (courbe III).

Mais les périodes auxquelles ils correspondent ne sont pas en général identiques aux périodes des deux oscillations d'accouplement.

On observe que les amplitudes des maxima sont souvent très inégales entre elles et différentes des amplitudes des deux oscillations d'accouplement. Parfois, même, un des maxima est difficile à déceler.

Cela s'explique en remarquant que le circuit 3 étant couplé avec 1 et 2 est soumis à l'action des oscillations de ces deux circuits. Soient :

$P_1$  et  $D_1$  les oscillations dans le circuit 1.

$P_2$  et  $D_2$  les oscillations dans le circuit 2.

$P_1$  et  $P_2$  ont même période et même phase.

$D_1$  et  $D_2$  ont même période, mais sont déphasées de  $180^\circ$ .

Si, dans le circuit 3 les effets des oscillations en phase  $P_1$  et  $P_2$  s'ajoutent, les effets de  $D_1$  et  $D_2$ , déphasés de  $180^\circ$ , se retranchent.

MESURE EXACTE DES PÉRIODES D'OSCILLATION.

On peut mettre à profit cette circonstance pour déterminer avec précision les périodes de chacun des deux systèmes d'oscillations  $P_1$ ,  $P_2$  et  $D_1$ ,  $D_2$ ; il suffit en effet d'éliminer à tour de rôle l'action de l'un d'eux sur le circuit de mesure. Le dispositif est représenté schématiquement ci-dessous :

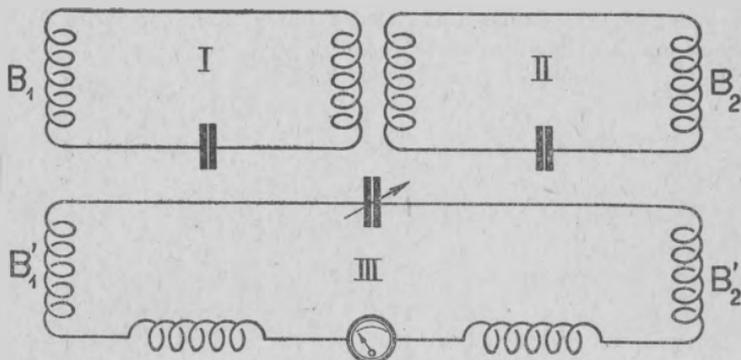


Fig. 6a.

Deux bobines  $B_1$  et  $B_2$  sont intercalées dans chacun des circuits 1 et 2 et sont séparément couplées avec deux autres bobines  $B'_1$  et  $B'_2$  qui font partie du circuit de l'ondemètre.

En réglant convenablement les coefficients d'induction mutuelle entre  $B_1$  et  $B'_1$  d'une part, entre  $B_2$  et  $B'_2$ , d'autre part, on peut faire en sorte que les effets de l'un des systèmes d'oscillations  $P_1$ ,  $P_2$  par exemple sur le circuit de l'ondemètre s'ajoutent et que les effets de l'autre  $D_1$ ,  $D_2$  s'annulent.

Si dans ces conditions on relève la courbe de résonance, on n'enregistre que les oscillations  $P_1$ ,  $P_2$  dont les effets s'ajoutent et l'on en déduit leur période commune. Si l'on veut maintenant supprimer l'action des oscillations  $P_1$ ,  $P_2$  et faire agir exclusivement les oscillations  $D_1$ ,  $D_2$ , il suffit de faire tourner de  $180^\circ$  une des bobines  $B'_1$  ou  $B'_2$ ; on change alors le signe de l'un des coefficients d'induction mutuelle. Si l'on construit la nouvelle courbe de résonance les effets de  $D_1$ ,  $D_2$  qui se retranchaient précédemment, s'ajoutent cette fois et ceux de  $P_1$  et  $P_2$  s'annulent.

Pour faire une mesure, on peut procéder comme suit :

On commence par relever une courbe de résonance qui, en général, présente deux maxima. On fait ensuite varier le couplage entre  $B_1$  et  $B'_1$  (ou entre  $B_2$  et  $B'_2$ ) jusqu'à ce qu'il ne subsiste qu'un seul maximum dans la courbe de résonance et que toute trace du second ait disparu.

La courbe de résonance est alors la courbe de résonance normale de l'une des oscillations. On fait ensuite tourner  $B'_1$  de  $180^\circ$ , le maximum précédent n'apparaît plus que très affaibli; on le fait complètement disparaître en réglant la distance entre  $B_1$  et  $B'_1$ .

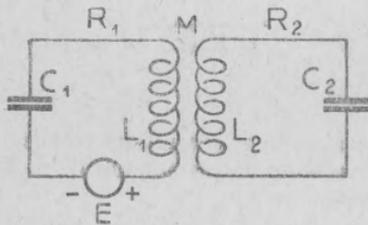
(ou entre  $B_2$  et  $B'_2$ ) ; la courbe de résonance obtenue est alors la courbe de résonance de la deuxième oscillation.

De ces deux courbes de résonance on déduit les périodes  $T_1''$  et  $T_2''$  des deux oscillations de couplage (1).

**B. Charge du condensateur primaire par une f. e. m. constante.**

Reprenons le cas de deux circuits couplés par induction, dont le primaire est soumis à l'action d'une f. e. m. constante  $E$ . Les équations des circuits sont alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + M \frac{di_2}{dt} = E ; \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0 . \end{array} \right.$$



avec  $\left\{ \begin{array}{l} i_1 = C_1 \frac{dv_1}{dt} ; \\ i_2 = C_2 \frac{dv_2}{dt} . \end{array} \right.$

Fig. 63.

En remplaçant  $i_1$  et  $i_2$  par ces valeurs, on forme les équations relatives aux tensions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 v_1}{dt^2} + 2\alpha_1 \frac{dv_1}{dt} + \omega_1^2 v_1 + M C_2 \omega_1^2 v_2 = \omega_1^2 E ; \\ \frac{d^2 v_2}{dt^2} + 2\alpha_2 \frac{dv_2}{dt} + \omega_2^2 v_2 + M C_1 \omega_2^2 v_1 = 0 . \end{array} \right.$$

Sans reprendre tous les calculs, nous observerons que la solution générale de ces équations est la somme de la solution générale des

(1) La connaissance des périodes  $T_1''$  et  $T_2''$  permet de calculer le coefficient de couplage entre les circuits 1 et 2.

En effet :

$$T_1'' = T_0 \sqrt{1+k}$$

et

$$T_2'' = T_0 \sqrt{1-k} .$$

On en déduit :

$$k = \frac{T_1''^2 - T_2''^2}{T_1''^2 + T_2''^2}$$

équations sans second membre et d'une solution particulière de la première équation avec second membre.

Une telle solution particulière est évidente. C'est :

$$\begin{cases} v_1 = E; \\ v_2 = 0. \end{cases}$$

Quant à la solution générale des équations sans second membre, ce n'est autre que l'ensemble des oscillations de couplage, oscillations naturelles des circuits.

On a donc :

$$\begin{cases} v_1 = E + V_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi_1) + V_2 e^{-\alpha t} \sin(\omega' t + \varphi_2); \\ v_2 = V_3 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi_3) + V_4 e^{-\alpha t} \sin(\omega' t + \varphi_4). \end{cases}$$

Les constantes d'intégration  $V_1, V_2, V_3, V_4, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$  sont déterminées par les conditions initiales :

$$\text{Pour } t = 0 \quad \begin{cases} i_1 = 0; & v_1 = 0; \\ i_2 = 0; & v_2 = 0. \end{cases}$$

### C. Oscillations par choc.

Nous avons étudié au chapitre II l'action d'une f. e. m. quasi instantanée agissant à la façon d'un choc sur un circuit oscillant. Nous avons vu qu'au bout d'un temps pratiquement négligeable, le circuit était le siège d'un courant d'intensité :

$$i_0 = \frac{1}{L} \int_0^{\theta} e dt.$$

et qu'à partir de cet instant, il oscillait librement.

On obtient des résultats analogues en considérant l'action d'une telle f. e. m. sur l'un des circuits d'un système de circuits couplés. L'ensemble des circuits déplacé de son état d'équilibre électrique par l'impulsion de cette f. e. m. oscille ensuite librement, c'est-à-dire avec ses oscillations de couplage. Ce cas se présente lorsqu'on étudie l'action de certaines perturbations électromagnétiques naturelles sur l'ensemble des circuits d'un poste de réception. [Étude des parasites (1).]

Il ne faut pas confondre le cas des oscillations par choc d'un système de circuits couplés, avec celui que nous allons étudier maintenant de l'excitation, par choc, de l'un des circuits par l'autre.

(1) Voir Annexe II.

L'EXCITATION DU CIRCUIT PAR CHOC.

Nous avons vu que si deux circuits oscillants accordés, sont couplés et si le couplage n'est pas très lâche, l'énergie passe alternativement d'un circuit dans l'autre en même temps qu'elle se transforme progressivement en chaleur. En particulier, l'énergie peut être à l'origine entièrement dans le primaire, puis passer peu à peu dans le secondaire et il arrive un moment où elle est nulle dans le primaire et tout entière dans le secondaire.

Supposons qu'à cet instant précis, par un moyen quelconque, on empêche les oscillations de se reproduire dans le circuit primaire, en le coupant par exemple. Alors il n'y a plus de courant primaire.

L'oscillation forcée dans le circuit secondaire due à ce courant, disparaît. Il ne reste plus dans le circuit secondaire que l'oscillation libre. Ce circuit continue à osciller, seul, avec sa période et son amortissement propres.

L'état vibratoire est représenté par la figure ci-dessous :

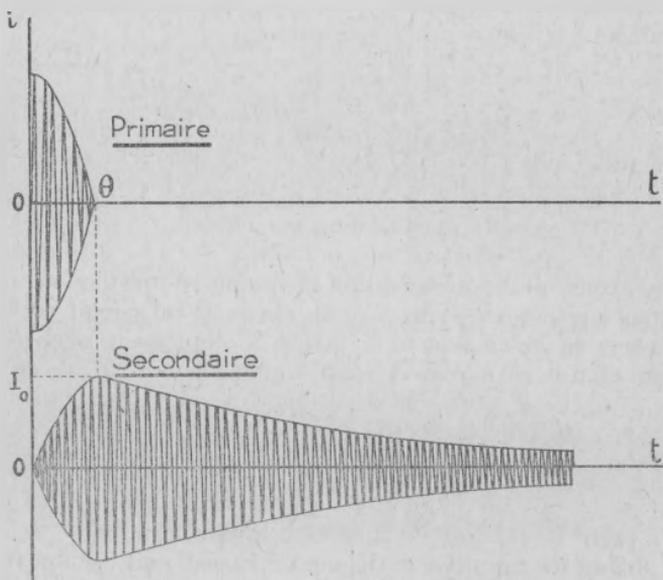


Fig. 64.

On voit que le circuit primaire n'est en somme intervenu que pour déplacer de son état d'équilibre électrique le circuit secondaire. A partir de l'instant  $\theta$  où cesse d'osciller le primaire, tout se passe comme si ce circuit n'existait pas et comme si le circuit secondaire recevait l'impulsion d'une f. e. m. instantanée qui engendrait dans ce circuit un courant  $I_0$  précisément égal à l'intensité du courant à l'instant  $\theta$ , résultant des oscillations de couplage.

Il s'agit donc bien dans ce phénomène des oscillations par choc d'un seul circuit, le circuit secondaire. Le circuit primaire intervient comme *circuit de choc*.

Ce cas se présente dans la plupart des postes d'émission à ondes amorties (Postes à impulsion à étincelles fractionnées) (1). Dans ces postes, l'antenne qui constitue le circuit d'émission est couplée en couplage serré avec un circuit oscillant dont on provoque les oscillations rythmées. Chaque train d'oscillations agit comme un choc sur l'antenne qui oscille alors librement. Malgré le couplage serré des circuits, on n'obtient bien qu'une seule oscillation. L'expérience montre que, dans certaines conditions, on peut réaliser le choc en couplage lâche, avec des étincelles longues.

On utilise également l'excitation par choc dans les ondemètres, pour provoquer les oscillations libres du circuit étalonné.

#### CIRCUITS COMPRENANT UNE ÉTINCELLE.

La théorie qui précède a été faite en supposant que les grandeurs caractéristiques des circuits restaient rigoureusement invariables. Nous savons qu'il n'en est plus ainsi lorsque l'un des circuits contient une étincelle, aussi les résultats de cette étude ne peuvent être appliqués qu'avec circonspection à des systèmes de circuits couplés comprenant une étincelle. Ils peuvent être parfois tout à fait inexacts. C'est ainsi que dans les cas de deux circuits ayant même période propre, couplés par induction, contrairement à ce que nous avons trouvé pour des circuits à résistance invariable, c'est ordinairement l'oscillation dont la période est la plus grande qui est la plus amortie.

Nous avons trouvé en outre que, du point de vue de la résonance secondaire, l'énergie maximum que l'on pouvait y recueillir croissait d'abord rapidement avec le couplage et qu'au delà d'une certaine valeur, l'augmentation n'entraînait plus un accroissement de l'intensité du courant secondaire. Dans les circuits à étincelles, il n'en est pas ainsi en général. L'expérience montre que l'on peut avoir un ou plusieurs couplages optima.

Les divergences entre la théorie élémentaire et les résultats de la pratique sont surtout accentuées dans le cas de certaines étincelles extrêmement courtes, telles que celles qu'on utilise dans l'excitation par choc.

Dans le cas de l'étincelle fractionnée, l'expérience montre que le choc est bien meilleur pour certaines valeurs déterminées du couplage, l'une de ces valeurs correspondant à un couplage assez serré donne des résultats remarquablement nets. Si l'on relève les courbes de résonance de l'effet de courant, on observe pour ce couplage deux maxima. Diminuant le couplage, on voit apparaître une troisième oscillation intermédiaire entre les deux précédentes. C'est l'oscillation de choc. Elle subsiste seule pour le couplage optimum.

Il n'est même pas nécessaire que les deux circuits soient accordés. Dans tous les cas, on trouve une valeur optimum du couplage

---

(1) Voir chapitre VII.

pour laquelle les oscillations propres du secondaire ont la plus grande amplitude.

## § 2. Oscillations forcées des circuits couplés.

### 1° Couplage magnétique de deux circuits oscillants.

#### a. Couplage serré.

Considérons deux circuits couplés par induction, et supposons que l'un d'eux, le circuit primaire, soit soumis à l'action d'une f. e. m. sinusoïdale :

$$e = E \sin \omega t.$$

Ce cas se présente dans l'étude des postes à alternateurs de haute fréquence dans lesquels l'antenne, circuit d'émission, est couplée par induction avec un circuit alimenté par l'alternateur (montage indirect), et aussi dans l'étude de la réception des ondes entretenues.

Les équations régissant l'état électrique des circuits sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + M \frac{di_2}{dt} = E \sin \omega t; \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0. \end{array} \right.$$

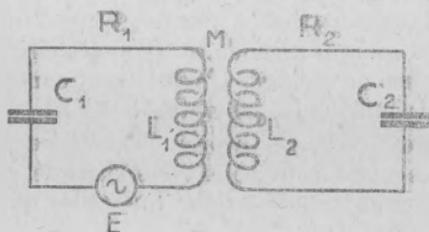


Fig. 65.

La solution générale de ce système d'équations différentielles s'obtient en ajoutant à l'intégrale générale des équations sans second membre une intégrale particulière des équations avec second membre.

La première correspond aux oscillations naturelles des deux circuits couplés.

La seconde est une solution sinusoïdale, de pulsation  $\omega$ , qui correspond à l'oscillation forcée. Les oscillations naturelles disparaissent d'ailleurs très rapidement et au bout d'un temps très court, il ne subsiste plus que l'oscillation forcée. C'est ce qu'on appelle l'état de régime du circuit, ou régime permanent.

ÉTUDE DU RÉGIME PERMANENT.

L'étude du régime permanent est particulièrement simple, si l'on fait usage de la notation vectorielle, c'est-à-dire de la méthode des imaginaires. Désignons par  $I_1$ ,  $I_2$  les vecteurs représentant les intensités des courants dans le circuit primaire et dans le circuit secondaire par  $E$ , le vecteur représentant la f. e. m. appliquée au circuit primaire. Nous prendrons pour origine des phases celles de  $E$ .

On a alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{di_1}{dt} = j\omega I_1; \\ \frac{di_2}{dt} = j\omega I_2; \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \int i_1 dt = -j \frac{I_1}{\omega}; \\ \int i_2 dt = -j \frac{I_2}{\omega}. \end{array} \right.$$

Et les équations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} (R_1 + jS_1)I_1 + jM\omega I_2 = E; \\ (R_2 + jS_2)I_2 + jM\omega I_1 = 0. \end{array} \right.$$

$S_1$  et  $S_2$  désignant les réactances :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_1 = L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega}; \\ S_2 = L_2\omega - \frac{1}{C_2\omega}; \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{tg } \varphi_1 = \frac{S_1}{R_1}; \\ \text{tg } \varphi_2 = \frac{S_2}{R_2}. \end{array} \right.$$

Les impédances imaginaires des circuits sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_1 = R_1 + jS_1; \\ Z_2 = R_2 + jS_2. \end{array} \right.$$

Ce sont des vecteurs ayant :

$$\text{pour modules } \left\{ \begin{array}{l} Z_1 = \sqrt{R_1^2 + S_1^2}; \\ Z_2 = \sqrt{R_2^2 + S_2^2}; \end{array} \right. \quad \text{et pour arguments } \left\{ \begin{array}{l} \varphi_1, \\ \varphi_2. \end{array} \right.$$

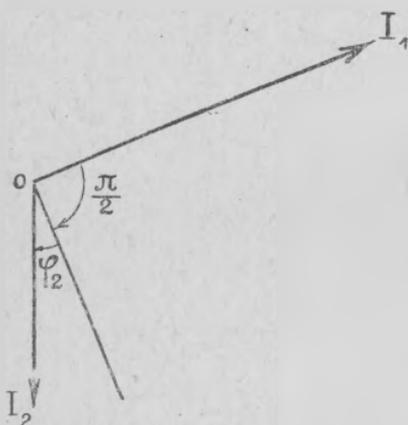
Les équations vectorielles où ne figure plus le temps peuvent se résoudre aisément.

La deuxième équation donne :

$$I_2 = -\frac{jM\omega I_1}{R_2 + jS_2}$$

$$= \frac{M\omega I_1}{R_2^2 + S_2^2} e^{-j\left(\frac{\pi}{2} + \varphi_2\right)}$$

Cette relation exprime que l'intensité du courant secondaire est décalée en arrière du courant primaire d'un angle  $\left(\frac{\pi}{2} + \varphi_2\right)$  et est égale en valeur absolue à  $KI_1$ , qu'elle en posant :



$$K = \frac{M\omega}{\sqrt{R_2^2 + S_2^2}}$$

$K$  s'appelle le rapport de transformation.

Ce rapport est indépendant des constantes caractéristiques du circuit primaire.

Il en est de même du décalage des courants :

$$\left(\frac{\pi}{2} + \varphi_2\right).$$

Fig. 66.

— En portant l'expression de  $I_2$  dans la première équation, celle-ci devient :

$$[(R_1 + jS_1) + K^2(R_2 - jS_2)] I_1 = E.$$

ou :

$$Z_1 I_1 = E.$$

en posant :

$$Z_1 = (R_1 + K^2 R_2) + j(S_1 - K^2 S_2)$$

$$= \mathcal{R} + j\mathcal{S}.$$

$Z_1$  s'appelle l'impédance apparente du circuit primaire.

C'est un vecteur de module :  $\sqrt{(R_1 + K^2 R_2)^2 + (S_1 - K^2 S_2)^2}$  et d'argument :  $\varphi_1$ .

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\mathcal{S}}{\mathcal{R}} = \frac{S_1 - K^2 S_2}{R_1 + K^2 R_2}.$$

Ainsi tout se passe dans le circuit primaire comme si l'on avait remplacé l'ensemble des deux circuits couplés par un circuit fictif, équivalent, de résistance  $\mathcal{R} = R_1 + K^2R_2$  et de réactance  $S = S_1 - K^2S_2$  sur lequel agirait la f. e. m. E.

L'effet du circuit secondaire est donc d'ajouter à la résistance propre  $R_1$  du circuit primaire une résistance supplémentaire  $K^2R_2$  et de retrancher à la réactance propre du circuit primaire une réactance  $K^2S_2$ .

De ce qui précède, on déduit aisément les expressions réelles des courants.

$I_1$  est en effet décalé en arrière de la f. e. m. E d'un angle  $\varphi'_1$  ;  
 $I_2$  est donc décalé en arrière de la f. e. m. E d'un angle  $\left(\varphi'_1 + \varphi_2 + \frac{\pi}{2}\right)$ .

Et l'on a :

$$\left\{ \begin{aligned} i_1 &= \frac{E \sin(\omega t - \varphi'_1)}{\sqrt{(R_1 + K^2R_2)^2 + (S_1 - K^2S_2)^2}} ; \\ i_2 &= \frac{E \sin\left(\omega t - \varphi'_1 - \varphi_2 - \frac{\pi}{2}\right)}{\sqrt{\left(\frac{R_1}{K} + KR_2\right)^2 + \left(\frac{S_1}{K} - KS_2\right)^2}} . \end{aligned} \right.$$

RÉSONANCE SECONDAIRE.

On déduit facilement des relations ci-dessus les variations de  $I_1$  et de  $I_2$  en fonction de  $S_1$ ,  $S_2$ , K ou  $\omega$  en supposant que les résistances restent invariables.  $S_1$  et  $S_2$  varient lorsque l'on fait varier les selfs ou les capacités, K varie lorsque l'on fait varier la self ou la capacité secondaires, ou le couplage.

Il est particulièrement intéressant d'étudier les variations de l'amplitude du courant secondaire en fonction des réactances propres des circuits  $S_1$  et  $S_2$ , ou du couplage. On peut ainsi mettre en évidence plusieurs sortes de résonances.

VARIATION DE LA RÉACTANCE PRIMAIRE.

Faisons varier la réactance primaire  $S_1$  et cherchons dans quelles conditions l'amplitude du courant secondaire  $I_2$  peut passer par un maximum. Il en est ainsi lorsque l'impédance apparente du circuit secondaire passe par un minimum.

Cette impédance a pour expression :

$$Z'_1 = \sqrt{\left(\frac{R_1}{K} + KR_2\right)^2 + \left(\frac{S_1}{K} - KS_2\right)^2}$$

avec :

$$K = \frac{M\omega}{\sqrt{R_1^2 + S_1^2}}$$

Elle est minimum lorsque :

$$\frac{S_1}{S_2} = K^2.$$

Cette relation détermine la valeur de la réactance primaire. La valeur correspondante du courant est :

$$I_m = \frac{E}{\frac{R_1}{K} + KR_2}$$

VARIATION DE LA RÉACTANCE SECONDAIRE.

Faisons varier  $S_2$ . L'impédance apparente du circuit secondaire peut aussi s'écrire :

$$Z_2 = \sqrt{\left(\frac{R_2}{K'} + K'R_1\right)^2 + \left(\frac{S_2}{K'} - K'S_1\right)^2}$$

avec

$$K' = \frac{M\omega}{\sqrt{R_1^2 + S_1^2}}$$

Sous cette forme on voit qu'elle est minimum lorsque :

$$\frac{S_2}{S_1} = K'^2.$$

Cette relation détermine la valeur de la réactance secondaire. La valeur correspondante du courant est :

$$I_m = \frac{E}{\frac{R_2}{K'} + K'R_1}$$

On vérifie aisément qu'elle a la même valeur que ci-dessus.

VARIATION DU COUPLAGE.

Laissant invariables les réactances propres des circuits, faisons varier le couplage, c'est-à-dire le coefficient d'induction mutuelle. En remarquant que l'impédance apparente du circuit secondaire peut s'écrire :

$$Z_2 = \sqrt{\left(\frac{Z_1^2 Z_2^2}{M^2 \omega^2} + M^2 \omega^2\right) + 2(R_1 R_2 - S_1 S_2)}$$

on voit immédiatement que le produit des deux termes variables étant constant et égal à  $Z_1^2 Z_2^2$ , leur somme et par suite aussi  $Z'_2$  est minimum lorsque ces deux termes sont égaux.

Nous observerons donc une résonance lorsque sera réalisée la condition :

$$M^2 \omega^2 = \frac{Z_1^2 Z_2^2}{M^2 \omega^2}$$

c'est-à-dire :

$$M^2 \omega^2 = Z_1 Z_2$$

C'est la condition de couplage optimum.

Elle détermine le coefficient d'induction mutuelle.

La valeur correspondante du courant est :

$$I_m = \frac{E}{\sqrt{2(Z_1 Z_2 + R_1 R_2 - S_1 S_2)}}$$

— Remarque. — La condition de couplage optimum n'est pas toujours réalisable.

M est en effet au plus égal à  $L_1 L_2$ .

$Z_1 Z_2$  est toujours au moins égal à  $R_1 R_2$ .

On doit donc avoir :

$$L_1 L_2 \omega^2 \geq M^2 \omega^2 \geq R_1 R_2,$$

ou :

$$1 \geq k^2 \geq \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega^2},$$

où  $k$  est le coefficient de couplage :

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

Pratiquement, étant donné un système de circuits couplés, le coefficient de couplage est toujours inférieur à l'unité, car il y a toujours des pertes magnétiques. Si  $k_0$  est la plus grande valeur que l'on peut donner à  $k$ , on voit qu'il ne sera possible d'atteindre la résonance par variation du couplage que pour des pulsations supérieures à la valeur limite :

$$\omega_0 = \frac{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{k_0},$$

c'est-à-dire pour des fréquences supérieures à la fréquence limite :

$$F_0 = \frac{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\pi k_0}.$$

RÉSONANCE ABSOLUE.

Supposons que, sans toucher au couplage on réalise une résonance en agissant sur l'une des réactances. Le courant maximum a pour valeur :

$$I_m = \frac{E}{\frac{R_1}{K} + KR_2} \quad \text{ou} \quad \frac{E}{\frac{R_2}{K'} + K'R_1}$$

En réglant alors le couplage et en agissant en même temps sur les réactances de façon à satisfaire toujours à la condition de résonance  $S_1 = K^2 S_2$  ou  $S_2 = K'^2 S_1$ , on voit qu'on observera une plus grande résonance lorsque l'expression  $\left(\frac{R_1}{K} + KR_2\right)$  ou  $\left(\frac{R_2}{K'} + K'R_1\right)$  sera minimum. Comme le produit des deux termes qui la compose est constant, ce minimum aura lieu lorsque ces deux termes seront égaux, c'est-à-dire lorsque qu'on aura simultanément :

$$\begin{cases} S_1 = K^2 S_2; \\ R_1 = K^2 R_2; \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} S_2 = K'^2 S_1; \\ R_2 = K'^2 R_1. \end{cases}$$

Dans l'un ou l'autre cas on aura donc :

$$\frac{S_1}{R_1} = \frac{S_2}{R_2}$$

c'est-à-dire :

$$\text{tg } \varphi_1 = \text{tg } \varphi_2$$

ou :

$$\varphi_1 = \varphi_2.$$

La valeur du courant correspondante sera :

$$I_m = \frac{E}{2KR_1} = \frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}}$$

En résumé, si en agissant sur le couplage et sur l'un ou l'autre circuit, on satisfait simultanément aux conditions :

$$M^2 \omega^2 = Z_1 Z_2$$

$$\varphi_1 = \varphi_2$$

on observera un maximum maximorum du courant secondaire.

On dit qu'il y a *résonance absolue*, et l'on désigne sur le nom de *résonances relatives* celles qu'on obtient en agissant seulement, soit sur le couplage, soit sur l'une des réactances.

La valeur de  $I_M$  est indépendante des réactances propres des circuits.

On voit que lorsque la condition de couplage optimum peut être réalisée, la résonance secondaire peut être obtenue d'une infinité de façons, même sans que les circuits soient individuellement accordés sur la fréquence de la f. e. m.

Il convient de remarquer toutefois que c'est à l'accord des circuits sur cette fréquence que le coefficient d'induction mutuelle a la plus petite valeur.

On a en effet dans ce cas :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_1 = S_2 = 0, \\ M^2 \omega^2 = R_1 R_2. \end{array} \right.$$

Nous verrons, lors de l'étude de la réception qu'il y a intérêt du point de vue de la protection contre les brouillages dus aux émissions étrangères à adopter pour  $M$  une valeur aussi petite que possible, et par suite à accorder chacun des deux circuits couplés de réception (antenne et secondaire) sur les oscillations reçues.

*Remarque.* — Il convient de remarquer que  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  ne représentent nullement les décalages des courants primaire et secondaire. L'égalité :  $\varphi_1 = \varphi_2$  ne signifie pas que ces courants sont en phase. Au moment de la résonance absolue, le courant primaire est en phase avec la f. e. m.  $E$ ; et le courant secondaire est décalé en arrière d'un angle :  $\left( \varphi_2 + \frac{\pi}{2} \right)$ .

#### PUISSANCE ABSORBÉE PAR LE SECONDAIRE.

La puissance maximum que peut absorber le secondaire est :

$$W_M = R_2 I_M^2 = \frac{E^2}{4R_1}.$$

Elle ne dépend que de la résistance du circuit primaire.

Elle est la même que la puissance maximum que pourrait consommer une résistance additionnelle convenablement choisie insérée dans le circuit primaire supposé seul. Si l'on suppose en effet que l'on introduise dans ce circuit une résistance  $r$ , le courant de résonance serait égal à  $\frac{E}{R_1 + r}$  et la puissance absorbée par la résistance  $r$  serait :

$$rI^2 = r \frac{E^2}{(R_1 + r)^2} = \frac{E^2}{\left( \frac{R_1^2}{r} + r \right) + 2R_1}.$$

Cette puissance serait maximum lorsque  $r = R_1$  et égale à  $\frac{E^2}{4R_1}$ .

Nous ne perdons donc pas d'énergie si au lieu d'insérer  $r$  dans le circuit donné, nous plaçons cette résistance dans un circuit secondaire dont la résistance propre est négligeable et en faisant cela, nous ne sommes plus astreints à régler  $R_1$  ou  $r$ ; il nous suffit d'agir sur le couplage et sur les réactances des circuits.

b. *Couplage très lâche.*

Lorsque les deux circuits oscillants sont couplés très lâchement, le courant secondaire étant très faible ne réagit pas sur le circuit primaire et l'on peut dans l'équation relative à ce circuit, négliger le terme  $jM\omega I_2$ .

Le primaire se comporte alors comme s'il était seul.

Dans le circuit secondaire, tout se passe comme si ce circuit était soumis à une f. e. m. sinusoïdale d'amplitude  $E_2 = M\omega I_1$ .

Il est, par suite, le siège d'un courant sinusoïdal de même pulsation  $\omega$ .

2° *Couplage électrique de deux circuits oscillants.*

Lorsque les deux circuits sont couplés par une capacité commune  $c$  les équations différentielles deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C} \right) \int_0^{i_1} i_1 dt + \frac{1}{C} \int_0^{i_2} i_2 dt = E \sin \omega t ; \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C} \right) \int_0^{i_2} i_2 dt + \frac{1}{C} \int_0^{i_1} i_1 dt = 0 . \end{array} \right.$$

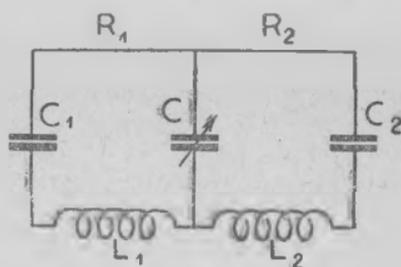


Fig. 67.

Comme dans le cas du couplage magnétique, à la solution des équations sans second membre correspondent les oscillations de couplage des circuits, oscillations naturelles, amorties qui s'évanouissent rapidement. Au bout d'un temps très court ne subsistent plus que les oscillations imposées par la f. e. m., oscillations sinusoïdales de pulsations  $\omega$ . On trouve également que l'on peut observer des résonances relatives du courant secondaire en agissant, soit sur le couplage seul  $C$  soit sur les réactances propres des circuits,

et une résonance absolue, dont la valeur est comme dans le cas du couplage par induction, donnée par l'expression :

$$I_m = \frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}}$$

### § 3. Les oscillations auto-entretenues.

#### EXTENSION DE LA NOTION DE COUPLAGE.

Nous n'avons considéré jusqu'ici que des circuits couplés par résistance, par self ou par capacité. Nous verrons en étudiant l'arc électrique et la lampe à trois électrodes, que l'on peut réaliser certains couplages dans lesquels tout se passe comme si une résistance négative était introduite dans l'un des circuits. Ce n'est évidemment qu'une manière de parler. En fait, on constate que dans certaines conditions, le circuit considéré est le siège d'une f. e. m. additionnelle  $e$  qui vient compenser en permanence l'énergie perdue ( $eidt = Ri^2dt$ ), et l'on exprime cela en disant qu'une résistance négative  $-R'$  précisément égale à  $R$  en valeur absolue est apparue dans le circuit. Cette f. e. m. additionnelle prend naissance du fait du couplage, en l'absence de toute f. e. m. sinusoïdale appliquée.

On conçoit que lorsqu'il en est ainsi, si le circuit est déplacé de son état d'équilibre électrique, par une impulsion quelconque, étant dès lors sans résistance, il oscille sans amortissement. Il devient le siège d'oscillations auto-entretenues.

Les oscillations auto-entretenues des circuits sont semblables aux oscillations entretenues forcées imposées par une source alternative, un alternateur par exemple. Elles en diffèrent toutefois en ce que leur période au lieu d'être rigoureusement fixe est en fait déterminée, non seulement par les grandeurs caractéristiques du circuit oscillant considéré, mais aussi par la réaction des circuits voisins.

Considérons maintenant, deux circuits couplés par induction, et supposons que les conditions indiquées ci-dessus soient réalisées en ce qui concerne le primaire, c'est-à-dire que la résistance de ce circuit comporte un terme négatif introduit par un arc ou par un tube à vide.

Nous aurons ainsi :

$$R_1 = R - R'$$

$R$  : Résistance propre du circuit primaire supposé isolé ;

$-R'$  : Résistance négative introduite dans ce circuit par la lampe ou l'arc.

Résistance que nous supposons constante.

Et les équations des circuits seront :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + M \frac{di_2}{dt} = 0 ; \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0 . \end{array} \right.$$

Nous allons voir, conformément à l'expérience, que pour des valeurs convenables de la résistance négative  $-R'$ , le système peut être le siège d'une oscillation sinusoïdale. Par analogie avec le cas du circuit unique il est naturel d'admettre que cette oscillation n'est autre que l'une des oscillations naturelles du système de circuits couplés dont l'amortissement est nul.

Cherchons la condition pour qu'il en soit ainsi.

Nous avons vu que les amortissements  $\alpha\alpha'$  et les pulsations  $\omega\omega'$  des oscillations libres de deux circuits couplés par induction sont donnés par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} (1 - k^2)(\alpha + \alpha') = \alpha_1 + \alpha_2 ; \\ (1 - k^2)(\omega^2 + \omega'^2 + 4\alpha\alpha') = \omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\alpha_1\alpha_2 ; \\ (1 - k^2)(\alpha\omega'^2 + \alpha'\omega^2) = \alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2 ; \\ (1 - k^2)\omega^2\omega'^2 = \omega_1^2\omega_2^2 . \end{array} \right. \quad (1)$$

Supposons par exemple que l'oscillation de pulsation  $\omega$  s'entretienne (1).

Nous poserons :

$$\alpha = 0 .$$

La première et les deux dernières relations ci-dessus donnent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha' = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 - k^2} ; \\ \omega'^2 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{1 - k^2} \frac{\omega_1^2\omega_2^2}{\alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2} ; \\ \omega^2 = \frac{\alpha_1\omega_2^2 + \alpha_2\omega_1^2}{\alpha_1 + \alpha_2} . \end{array} \right.$$

(1) Les relations étant symétriques en  $\omega$ ,  $\omega'$  et  $\alpha$ , on peut raisonner indifféremment sur l'une ou l'autre des oscillations.

En portant ces valeurs dans la deuxième relation, il vient l'équation de condition :

$$(1 - k^2) \frac{\alpha_1 \omega_2^2 + \alpha_2 \omega_1^2}{\alpha_1 + \alpha_2} + \omega_1^2 \omega_2^2 \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \omega_2^2 + \alpha_2 \omega_1^2} = \omega_1^2 + \omega_2^2 + 4 \alpha_1 \alpha_2.$$

C'est une équation du 3<sup>e</sup> degré en  $\alpha$ , qui détermine les valeurs de la résistance négative pour lesquelles il y a entretien de l'oscillation considérée.

A chacune des racines de cette équation correspond d'après la dernière des relations ci-dessus une valeur de la pulsation  $\omega$  de l'oscillation entretenue.

On peut obtenir directement l'équation du 3<sup>e</sup> ordre  $\omega^2$  qui donne ces valeurs en éliminant  $\alpha$ , entre l'équation de condition et l'expression de  $\omega^2$ .

On trouve :

$$(1 - k^2) \omega^2 + \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega^2} = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4 \alpha_1 \alpha_2}{\omega^2} \frac{\omega_1^2 - \omega^2}{\omega^2 - \omega_2^2}.$$

On aurait pu obtenir directement cette équation en raisonnant de la manière suivante :

L'expérience montre que dans certaines conditions le système des circuits est le siège d'une oscillation entretenue sinusoïdale. Nous pouvons donc écrire en notation vectorielle :

$$\begin{cases} (R_1 + jS_1)I_1 + jM\omega I_2 = 0; \\ (R_2 + jS_2)I_2 + jM\omega I_1 = 0. \end{cases}$$

Pour que ces équations homogènes en  $I_1 I_2$  admettent une solution non nulle, il faut avoir :

$$(R_1 + jS_1)(R_2 + jS_2) + M^2 \omega^2 = 0.$$

Cela s'écrit :

$$(R_1 + K^2 R_2) + j(S_1 - K^2 S_2) = 0.$$

en désignant par  $K$  le rapport de transformation

$$K = \frac{M\omega}{\sqrt{R_2^2 + S_2^2}}.$$

L'expression du premier membre n'est autre que l'impédance apparente du circuit primaire en oscillations forcées.

Pour que cette impédance soit nulle il faut avoir à la fois :

$$\begin{cases} R_1 + K^2 R_2 = 0; \\ S_1 - K^2 S_2 = 0. \end{cases}$$

L'équation  $S_1 - K^2 S_2 = 0$  est sous une autre forme l'équation du 3<sup>e</sup> ordre en  $\omega^2$  obtenue plus haut. Elle détermine la pulsation de celle des oscillations libres du système qui est entretenue.

L'étude de cette équation montre qu'elle peut avoir une ou trois racines réelles selon la valeur du couplage et les valeurs relatives des pulsations propres des circuits.

En étudiant par exemple les variations du rapport  $\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2$  en fonction du rapport  $\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2$  on obtient les courbes ci-après :

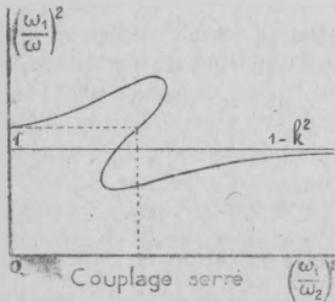


Fig. 68.

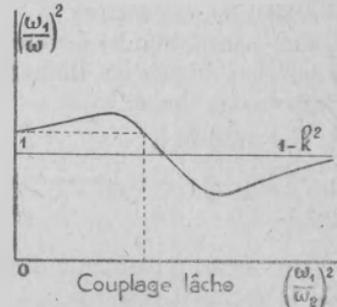


Fig. 69.

On conçoit que pour un couplage lâche la réaction du secondaire étant négligeable, l'oscillation qui s'entretient doit être très voisine de l'oscillation propre du circuit primaire.

Il en est de même pour un couplage serré, si les deux circuits sont très désaccordés ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ) car le courant induit par le primaire dans le secondaire désaccordé est faible, et plus faible encore la réaction du secondaire.

Au voisinage de l'accord des circuits, pour un fort couplage l'oscillation entretenue peut avoir trois valeurs différentes selon la valeur de la résistance négative introduite dans le circuit primaire. Cela ne veut pas dire que trois oscillations puissent exister simultanément dans le système, puisque nous avons vu plus haut que l'une seulement des deux oscillations libres des circuits s'entretient.

On peut voir aisément d'ailleurs que dans le cas général où les circuits ne sont pas accordés les deux oscillations libres ne peuvent pas s'entretenir simultanément.

Si l'on fait en effet :  $\omega = \alpha' = 0$  dans les équations la troisième s'écrit en tenant compte de la première :

$$\alpha_2 (\omega_1^2 - \omega_2^2) = 0,$$

Elle ne peut être satisfaite que si les circuits sont accordés.

Donc si les circuits ne sont pas accordés il est impossible que les deux oscillations naturelles du système s'entretiennent simultanément.

ment. Si les circuits sont accordés les relations (1) sont compatibles, En négligeant le terme  $4 \alpha_1 \alpha_2$  devant les deux autres termes dans le second membre de la nouvelle équation on trouve pour  $\omega$  et  $\omega'$  les valeurs bien connues des pulsations des oscillations de couplage. Il semble donc qu'à l'accord des circuits on puisse observer l'entretien simultané de ces deux oscillations. Toutefois nous verrons plus loin qu'elles ne sont pas stables.

En dehors de ce cas particulier une seule oscillation peut donc s'entretenir.

La solution du système différentiel proposé est de la forme :

$$i = I_0 e^{-\alpha' t} \sin(\omega' t + \varphi') + I_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

L'équation  $R_1 + K^2 R_2 = 0$  dans laquelle on remplace  $K^2$  par sa valeur en fonction de la pulsation entretenue  $\omega$  tirée de l'équation  $S_1 - K^2 S_2 = 0$  détermine la valeur de la résistance négative correspondante. Elle exprime que la résistance apparente du circuit équivalent au circuit primaire est nulle pour la pulsation d'entretien. L'élimination de  $\omega$  conduit évidemment à l'équation du 3<sup>e</sup> ordre en  $\alpha_1$  trouvée plus haut.

#### STABILITÉ DES OSCILLATIONS.

La stabilité des oscillations qui prennent naissance dans chacun des circuits est liée au signe de  $\alpha'$ .

Si  $\alpha' > 0$  l'oscillation libre non entretenue est amortie. Elle disparaît rapidement et il ne reste plus que l'oscillation entretenue de pulsation  $\omega$ .

Si  $\alpha' < 0$  l'amplitude de l'oscillation correspondante de pulsation  $\omega'$  croît jusqu'à atteindre une certaine limite imposée par le dispositif d'entretien dont l'énergie est nécessairement finie. La résistance négative que nous avons jusqu'ici supposée constante est en réalité fonction de l'amplitude des oscillations. Sa valeur se modifie de telle sorte que  $\alpha'$  tend vers zéro en même temps que  $\alpha$  devient positif. C'est alors l'oscillation de pulsation  $\omega'$  qui s'entretient et l'oscillation de pulsation  $\omega$  qui s'amortit :

$$i = I_0 \sin(\omega' t + \varphi') + I_0 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi).$$

On peut aisément repérer sur la courbe tracée plus haut les régions d'instabilité.

Dans ces régions on doit avoir :  $\alpha' < 0$ ,

Ou puisque :  $1 - k^2 > 0$        $\alpha_1 + \alpha_2 < 0$ .

D'autre part la relation :

$$R_1 + K^2 R_2 < 0,$$

s'écrit en remplaçant  $K^2$  par  $\frac{S_2}{S_1}$ ;

$$\alpha_1 + \alpha_2 \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_2^2} = 0.$$

Posons : 
$$\frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_2^2} = p;$$

On en tire : 
$$\alpha_1 = -\alpha_2 p;$$

Et l'inégalité ci-dessus devient :

$$\alpha_2(1 - p) < 0,$$

c'est-à-dire : 
$$p > 1.$$

Il en est ainsi lorsque l'on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega^2 < \omega_2^2 < \omega_1^2; \\ \text{ou} \quad \omega_1^2 < \omega_2^2 < \omega^2. \end{array} \right.$$

Cela étant, reportons-nous à la courbe tracée plus haut, correspondant au couplage serré. Cette courbe passe par le point

$\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 = 1$   $\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = 1$ . Menons par ce point M la droite parallèle à l'axe des ordonnées.

Cette droite rencontre la courbe en deux autres points  $M_1$  et  $M_2$ .

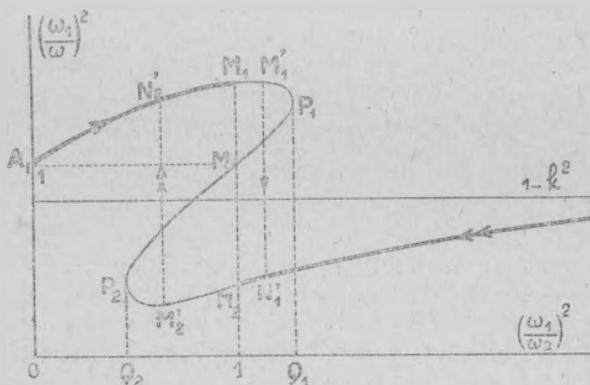


Fig. 70.

Tous les points situés sur la boucle  $M_1 P_1 M$  satisfont à la première inégalité.

Tous les points situés sur la boucle  $M_2 P_2 M$  satisfont à la deuxième inégalité.

Tous les points de la boucle  $M_1 P_1 M P_2 M_2$  correspondent à un régime instable.

Il faut entendre par là que si l'on se donne des valeurs  $\omega_1$  et  $\omega_2$  des pulsations propres des circuits telles que le point d'abscisse  $\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2$  tombe entre les points  $Q_1$  et  $Q_2$  l'oscillation qui s'entretient est celle qui correspond au point situé sur les portions de courbes tracées en trait fort.

Dans le cas où les deux circuits sont accordés, les seuls points de fonctionnement impliquant un régime stable sont les points  $M_1$  et  $M_2$ . Nous avons vu plus haut que ces points correspondent aux oscillations de couplage des circuits. Mais nous voyons qu'ils sont tous deux à la limite des zones de stabilité. Toute variation accidentelle de  $\omega$  a pour effet de déplacer le point de fonctionnement  $M_1$  (ou  $M_2$ ) soit dans la région de stabilité sur la courbe  $A_1M_1$  (ou  $A_2M_2$ ) et dans ce cas l'autre oscillation ne peut être observée, soit dans la région d'instabilité sur la courbe  $M_1P_1$  (ou  $M_2P_2$ ) et dans ce cas c'est l'autre oscillation de couplage qui seule s'entretient dans les circuits. L'expérience confirme ce résultat : à l'accord des circuits, on observe des variations brusques de la pulsation  $\omega$ , le point de fonctionnement sautant brusquement de l'une des courbes à l'autre.

Si maintenant, l'on fait varier la pulsation propre du circuit secondaire en partant d'un point  $A_1$  (ou  $A_2$ ) situé dans une région stable, en arrivant au point  $M_1$  (ou  $M_2$ ) l'oscillation de pulsation  $\omega$  jusque-là entretenue cesse brusquement de l'être. Elle s'amortit et c'est l'autre oscillation naturelle du système qui s'entretient. Le point de fonctionnement passe brusquement de  $M_1$  en  $M_2$  (ou de  $M_2$  en  $M_1$ ).

En fait l'expérience montre dans ce cas, que le décrochage ne se produit pas exactement en  $M_1$  (ou  $M_2$ ) mais en un point voisin  $M'_1$  (ou  $M'_2$ ) sur la courbe  $M_1P_1$  (ou  $M_2P_2$ ) dans la région d'instabilité; de telle sorte que par variation continue de  $\omega_2$ , le point de fonctionnement décrit la courbe  $A_1M_1M'_1N_1A_2$  (ou  $A_2M_2M'_2A_1$ ). C'est ce qu'on appelle le *phénomène de trainage*.

*Remarque.* — Les résultats de l'étude précédente concernant les oscillations auto-entretenuës des circuits sont fort importants, car la technique actuelle fait un large emploi de ces oscillations. Il ressort de cette étude, ce fait essentiel que la pulsation et par suite aussi, la période des oscillations qui s'entretiennent dépendent des constantes caractéristiques des circuits en présence et du couplage. Toute variation de l'une de ces grandeurs entraîne la variation de la période des oscillations.

#### § 4. Applications des circuits couplés.

Les applications des circuits couplés sont des plus variées.

On se propose en général d'atteindre l'un des trois buts suivants :

1° Adapter au mieux des générateurs d'énergie donnés à des circuits d'utilisation donnés.

2° Faire des mesures précises sans altérer sensiblement l'allure et l'intensité des phénomènes.

3° Amoindrir l'effet absolu ou relatif d'oscillations perturbatrices.

— Nous verrons, en étudiant l'émission par excitation indirecte comment l'emploi des circuits couplés permet d'adapter par exemple le circuit d'émission à l'alternateur de haute fréquence de façon à obtenir le plus grand rendement en utilisant la machine à son maximum de puissance. Nous verrons comment à la réception on peut, par ce procédé, adapter le circuit collecteur au dispositif de détection, en s'affranchissant de réglages délicats et avec le minimum de pertes d'énergie.

— Nous indiquerons au chapitre XV différentes applications des circuits couplés aux mesures (mesures des longueurs d'onde, des décrets, des intensités, etc...)

— Nous étudierons seulement dans ce chapitre comment on peut amoindrir l'effet absolu ou relatif d'oscillations perturbatrices par l'emploi de plusieurs circuits, et en particulier les circuits différentiels et les filtres.

1° Les circuits différentiels.

Considérons les trois circuits indiqués ci-dessous :

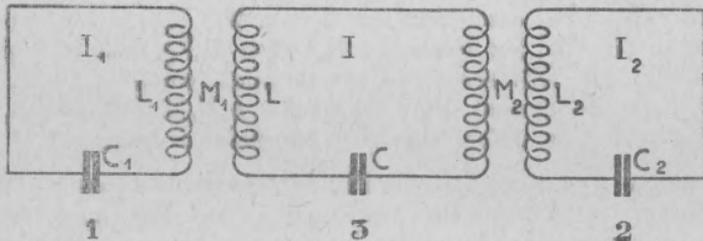


Fig. 71.

Supposons qu'une f. e. m. sinusoïdale  $e = E \sin \omega t$  agisse simultanément sur les circuits (1) et (2), couplés par induction avec un circuit (3), et sans action directe l'un sur l'autre.

Nous pouvons écrire, en adoptant la notation imaginaire :

$$\begin{cases}
 (1) & Z_1 I_1 + j M_1 \omega I = E; \\
 (2) & Z_2 I_2 + j M_2 \omega I = E; \\
 (3) & Z I + j \omega (M_1 I_1 + M_2 I_2) = 0.
 \end{cases}$$

En multipliant la première équation par  $j\omega \frac{M_1}{Z_1}$  la deuxième équation par  $j\omega \frac{M_2}{Z_2}$  en faisant la somme et en retranchant de la troisième équation, il vient :

$$\left[ Z - \left( \frac{M_1^2}{Z_1} + \frac{M_2^2}{Z_2} \right) \omega^2 \right] I = j\omega E \left( \frac{M_1}{Z_1} + \frac{M_2}{Z_2} \right).$$

D'où il résulte que si nous voulons annuler dans le circuit (3), le courant résultant  $I$  dû à l'action des circuits (1) et (2), il suffit de satisfaire à la condition :

$$\frac{M_1}{Z_1} + \frac{M_2}{Z_2} = 0.$$

Puisque :

$$\begin{cases} Z_1 = R_1 + jS_1; \\ Z_2 = R_2 + jS_2. \end{cases}$$

cette condition vectorielle équivaut aux deux conditions

$$\begin{cases} M_1 R_2 + M_2 R_1 = 0; \\ M_1 S_2 + M_2 S_1 = 0. \end{cases}$$

La première donne :

$$\boxed{\frac{M_1}{M_2} = -\frac{R_1}{R_2}}$$

Elle détermine la grandeur du couplage si l'on suppose donnée les résistances des circuits.

La deuxième donne en tenant compte de la première :

$$\frac{S_1}{R_1} = \frac{S_2}{R_2},$$

ou :

$$\boxed{\varphi_1 = \varphi_2}$$

Elle définit le réglage des deux circuits, qui peut se faire par exemple par le réglage de la capacité.

Il est donc possible, en faisant agir une f. e. m. donnée sur deux circuits couplés à un troisième, d'annuler dans ce troisième circuit leurs effets d'induction.

L'ensemble de ces trois circuits constitue un système de circuits différentiels. Nous en verrons une application quand nous étudierons à la réception, la protection contre les brouillages.

Le principe des circuits différentiels est à la base des méthodes de mesures dites méthodes de zéro.

### 2° Les filtres.

Nous avons vu que le circuit oscillant unique constitué schématiquement par une bobine d'induction et un condensateur est un système sélectif qui, selon la modalité du montage, laisse passer ou absorbe les oscillations d'une fréquence déterminée, ou de fréquences voisines. C'est un filtre électrique élémentaire.

L'emploi d'une chaîne de circuits couplés permet d'accroître cette sélectivité pour la fréquence considérée, ou de l'étendre à toute une gamme de fréquences déterminée.

Le premier cas se présente dans l'étude des transmissions à ondes entretenues pures ou à ondes entretenues modulées sur une fréquence audible déterminée. On cherche alors à éliminer toutes les émissions dont la fréquence est voisine de la fréquence choisie.

Le second problème se pose en radiotéléphonie (1) où l'on s'efforce d'éliminer toutes les fréquences en dehors d'une gamme de fréquence donnée.

L'idéal serait évidemment d'obtenir une courbe de résonance  $I(F)$  d'allure rectangulaire dont la largeur serait réduite à l'extrême pour une transmission en ondes entretenues pures (2), égale à  $2\mathcal{F}$  dans le cas d'une transmission sur une onde entretenue modulée à la fréquence  $\mathcal{F}$ , et beaucoup plus grande dans le cas de la radiophonie; s'il s'agit simplement d'une reproduction intelligible de la voix cette largeur peut être d'environ 2.500 kilocycles. Elle peut atteindre 8.000 et même 10.000 kilocycles, si l'on recherche une qualité artistique.

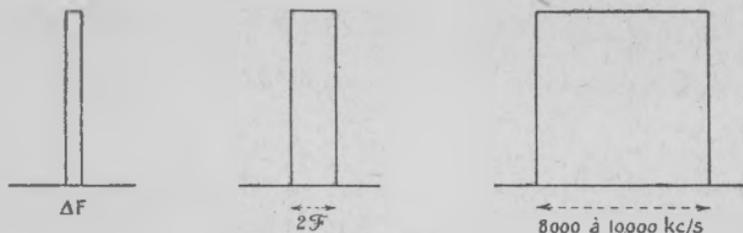


Fig. 72.

Dans tous les cas la multiplication des circuits a pour effet de déformer la courbe de résonance de telle sorte qu'elle s'aplatit

(1) Et d'une manière générale dans tous les systèmes d'émission utilisant des bandes de fréquences assez étendues (Télautographie, télévision, télémécanique).

(2) Dans le cas d'ondes très courtes il y a cependant intérêt à élargir un peu la bande de fréquences transmises pour remédier à l'instabilité de la fréquence à l'émission.

davantage dans sa partie inférieure en même temps que ses flancs deviennent plus abrupts.

Mais cette déformation n'est pas la seule. Selon le dispositif envisagé elle s'accompagne d'autres déformations plus ou moins avantageuses pour le problème particulier que l'on se pose.

Nous allons étudier sommairement deux de ces dispositifs : la chaîne de circuits couplés en couplage très lâche ou en couplage serré.

a. *Chaîne de circuits en couplage très lâche.*

L'emploi d'une chaîne de circuits en couplage très lâche, permet, en sacrifiant la puissance, d'obtenir une résonance très aiguë.

Considérons une telle chaîne formée de  $n$  circuits identiques, identiquement couplés, le premier étant soumis à une f.e.m. donnée due par exemple à une émission amortie ou entretenue de pulsation  $\omega_0$ .

Supposons tous les circuits accordés sur la pulsation  $\omega_0$ .

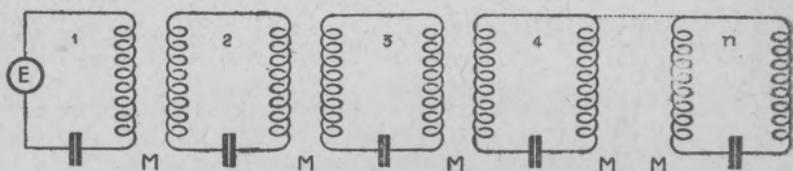


Fig. 73.

Considérons ce qui se passe pour une émission perturbatrice de même amplitude que l'émission à recevoir, dont la pulsation est voisine de  $\omega_0$ .

Le passage de ces deux émissions à travers le premier circuit produit un affaiblissement de la seconde par rapport à la première et cet affaiblissement peut être exprimé par la quantité  $y$ , quotient de l'énergie mise en jeu dans le circuit résonateur par chacune des émissions. Il en sera de même dans tous les circuits successifs; de sorte que l'affaiblissement relatif dû à toute la chaîne, sera sensiblement égal à  $y^n$ . Au fur et à mesure qu'on augmente le nombre des circuits la courbe de résonance  $y(x)$  se resserre de plus en plus, comme l'indique la figure ci-contre, et devient plus pointue. Du point de vue de l'affaiblissement relatif, l'ensemble des  $n$  circuits est équivalent à un circuit unique dont le décrement

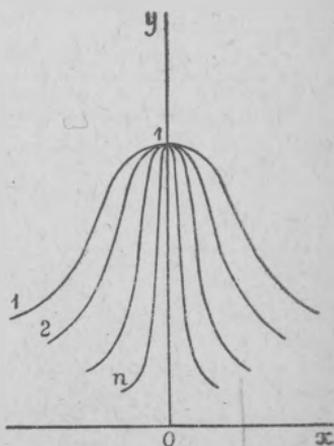


Fig. 74.

serait  $\frac{\delta}{\sqrt{n}}$ ,  $\delta$  désignant le décrement commun des circuits (1).

La résonance est beaucoup plus aigüe. Il est évident que l'émission avantagée de pulsation  $\omega_0$  est très affaiblie, mais on peut remédier à cet inconvénient par l'emploi d'amplificateurs.

**b. Ligne artificielle.**

La ligne artificielle est une chaîne de circuits en couplage serré. Elle est en général constituée par des circuits identiques, des *cellules*, formées par des combinaisons de bobines de self-induction et de condensateurs.

Cet ensemble laisse passer (c'est-à-dire affaiblit très peu) les courants dont la fréquence est comprise entre certaines limites et arrête les courants de fréquences différentes. C'est un *filtre passe-bande*. On lui donne le nom de *filtre passe-bas* lorsqu'il laisse passer toutes les fréquences inférieures à une fréquence donnée, et de *filtre passe-haut*, lorsqu'il laisse passer les fréquences supérieures.

Dans les filtres usuels, les cellules sont en forme de T ou en forme de  $\pi$ .

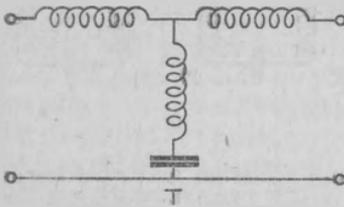


Fig. 75.

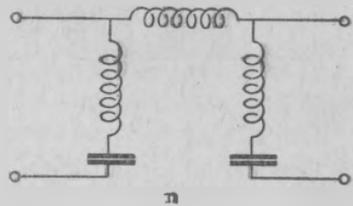


Fig. 76.

Si l'on porte en abscisses les fréquences et en ordonnées l'affaiblissement, c'est-à-dire le rapport de l'intensité du courant après

(1) On a en effet pour  $x$  très petit, dans le cas d'une émission sur onde entretenue :

$$y = \frac{1}{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}} \frac{n}{n} = \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}$$

d'où :

$$y^n = \left| 1 - n \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2} \right| = 1 - \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{2\pi\sqrt{n}}\right)^2} \frac{n}{n} = \frac{1}{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta}{2\pi\sqrt{n}}\right)^2}}$$

La courbure au sommet est  $n$  fois plus grande

filtrage à l'intensité du courant avant filtrage, on obtient des courbes semblables aux courbes ci-dessous :

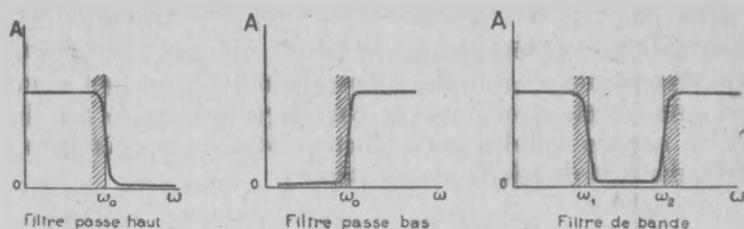


Fig. 77.

Dans un filtre bien établi, l'affaiblissement conserve une valeur sensiblement constante (très petite) dans la zone des fréquences passantes, pour prendre rapidement des valeurs très élevées à la sortie de cette zone.

### RÉSUMÉ DU CHAPITRE III.

#### Étude des circuits couplés.

Une installation radiotélégraphique comprend en général un certain nombre de circuits disposés de telle sorte que les oscillations produites dans l'un quelconque d'entre eux fassent naître des oscillations dans les autres. On dit que ces circuits sont couplés. Tout couplage entre deux circuits produit non seulement une action du primaire sur le secondaire, mais aussi une réaction du secondaire sur le primaire. Si cette réaction est assez faible pour ne pas modifier sensiblement les oscillations du primaire, on dit que le couplage est faible ou lâche.

Si la réaction est forte, le couplage est dit serré.

On distingue trois couplages élémentaires :

Le couplage galvanique ou par résistance.

Le couplage par self-induction.

Le couplage magnétique ou par induction.

Le couplage électrique ou par capacité.

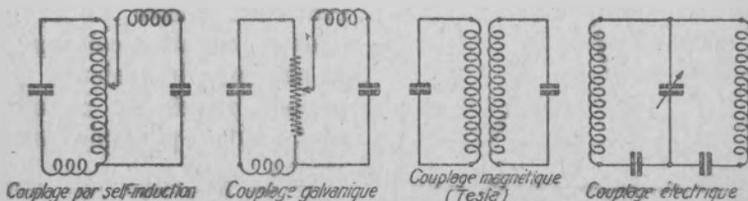


Fig. -8

Le montage Tesla correspond au couplage magnétique.

Le montage Oudin participe à la fois du couplage galvanique et du couplage par self-induction. On l'appelle encore montage en dérivation.

Les circuits couplés, comme le circuit unique, peuvent être le siège d'oscillations naturelles, d'oscillations forcées, ou d'oscillations auto-entretenues. Nous ne considérerons que le cas simple de deux circuits couplés par induction et nous supposerons que ces circuits sont de très faible résistance.

OSCILLATIONS NATURELLES.

Ces oscillations prennent naissance lorsqu'une certaine quantité d'énergie préalablement accumulée dans les circuits se dissipe ensuite librement. Cette énergie peut être par exemple emmagasinée dans l'un des condensateurs, sous forme électrique, ou dans la bobine sous forme magnétique.

La charge d'un condensateur par une source quelconque fait apparaître également les oscillations naturelles du système.

Deux cas sont à considérer selon l'importance du couplage.

— *En couplage très lâche*, le circuit primaire agit par induction sur le circuit secondaire. Le courant induit est très faible. La réaction du circuit secondaire sur le primaire est négligeable, et pour ce circuit primaire, tout se passe comme si le secondaire n'existait pas. Il oscille donc librement avec sa période et son amortissement propres. Quant au circuit secondaire, il est soumis à une f. e. m. d'induction dont la période et l'amortissement sont précisément ceux du circuit primaire. Cette f. e. m. engendre des oscillations forcées auxquelles se superposent les oscillations naturelles du circuit.

Si l'amortissement du circuit primaire est beaucoup plus grand que celui du secondaire, l'oscillation forcée disparaît la première et le secondaire oscille librement avec sa période propre et son amortissement propre. Tout se passe comme s'il était excité par choc.

Lorsque les deux circuits ont même période propre, l'effet thermique dans le circuit secondaire atteint sa valeur maximum.

Les deux circuits sont dits accordés ou en résonance.

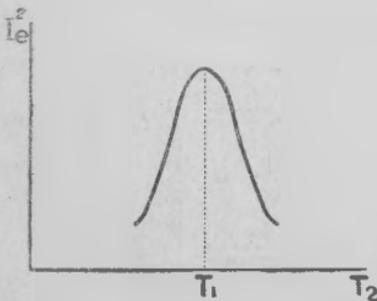


Fig. 79.

Les courbes de résonance obtenus en portant en ordonnées les valeurs du carré de l'intensité efficace du courant dans le circuit secondaire, et en abscisses les valeurs de la période propre de ce circuit sont d'autant plus aplaties que :

— La moyenne des décroissements propres des circuits est plus grande.

— Le couplage est moins lâche.

L'examen de ces courbes permet de déterminer les décrets et par suite aussi les amortissements propres des circuits.

— *En couplage serré* chacun des circuits est le siège de deux oscillations dites de couplage, dont les périodes et les décrets sont différents des périodes et des décrets propres de chacun des circuits. Si les deux circuits sont en résonance, c'est-à-dire réglés isolément sur une période commune  $T_0$  les périodes et les décrets des deux oscillations de couplage sont données par les formules :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_0 \sqrt{1 - k}, \\ T' = T_0 \sqrt{1 + k}, \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - k}}, \\ \delta' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + k}}, \end{array} \right.$$

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (\text{coefficient de couplage}).$$

$T$  et  $T'$  encadrent la période propre commune  $T_0$ .

Ce sont les périodes propres du système de circuits couplés.  $\delta$  et  $\delta'$  encadrent la valeur moyenne des décrets propres des circuits pris isolément.

$$\delta_0 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}.$$

Ce sont les décrets propres du système de circuits couplés.

Dans chacun des circuits la superposition des deux oscillations de périodes différentes produit des battements, c'est-à-dire des renforcements périodiques de l'amplitude résultante des oscillations, dont la fréquence est égale à la différence de leurs fréquences respectives.

#### OSCILLATIONS FORCÉES.

Si l'on applique à l'un des circuits une f. e. m. alternative sinusoïdale, après un régime transitoire de très courte durée pendant lequel se manifestent les oscillations naturelles du système, il s'établit un régime permanent de courants oscillants sinusoïdaux dont la période est égale à celle de la f. e. m. appliquée.

Du point de vue du courant primaire, tout se passe comme si le circuit secondaire était enlevé, et comme si la résistance primaire était augmentée, l'induction et la capacité diminuées.

L'intensité du courant dans le circuit secondaire est proportionnelle à l'intensité du courant primaire.

On peut mettre en évidence dans le circuit secondaire deux espèces de résonances. Si l'on ne fait varier que la réactance

propre du primaire ou du secondaire, ou bien le couplage entre les circuits, on observe un renforcement du courant dans le circuit secondaire. C'est une *résonance relative*. Mais en agissant à la fois sur l'une des réactances et sur le couplage, on peut obtenir un maximum  $m$  maximum du courant secondaire. C'est la *résonance absolue*.

Lorsque la résonance absolue est réalisée, le courant primaire est en phase avec la f.e.m. agissante. L'intensité du courant secondaire est maximum. La puissance absorbée par le secondaire ne dépend que de la résistance du circuit primaire.

Il n'est pas nécessaire que les deux circuits soient en résonance pour observer la résonance absolue. Toutefois, c'est à l'accord des circuits que le couplage correspondant est le plus faible.

#### OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.

Si le circuit dont on entretient les oscillations est couplé avec d'autres circuits oscillants, les oscillations qui s'entretiennent ne sont pas les oscillations naturelles du circuit considéré. Elles dépendent des grandeurs caractéristiques de tous les circuits et des constantes caractérisant le couplage. Toute variation de l'une ou l'autre de ces grandeurs entraîne la variation de la période des oscillations.

#### Analogies mécaniques.

On peut aisément constituer un système mécanique simple offrant une analogie remarquable avec les oscillations électriques des circuits couplés. Considérons deux pendules  $P_1, P_2$  suspendus en  $o_1, o_2$  à un fil horizontal fortement tendu  $A_1A_2$ .

— Déplaçons le pendule  $P_1$  et laissons-le retomber. L'énergie potentielle que nous lui avons communiquée en l'écartant de sa position d'équilibre dans le champ de la pesanteur, est l'image de l'énergie électrique emmagasinée dans le condensateur du circuit primaire. Cette énergie va se transformer en énergie cinétique, comme l'énergie électrique se transforme en énergie magnétique,

c'est-à-dire que le pendule va prendre une certaine vitesse. Cette vitesse est l'image de l'intensité du courant.

Mais le pendule n'est pas seul dans l'espace. Dans son mouvement, il exerce sur le fil  $A_1A_2$  un couple de torsion qui se transmet au point  $o_2$  et qui tend à faire osciller le second pendule. Les deux pendules sont couplés par le fil  $o_1, o_2$ , et le couplage est d'autant plus serré qu'ils sont plus rapprochés.

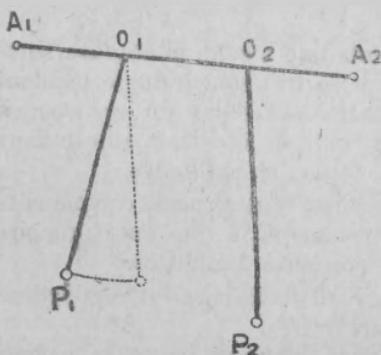


Fig. 80.

Le second pendule primitivement immobile se met en mouvement. Son énergie, mise en évidence par l'amplitude de ses oscillations, croît alors aux dépens de l'énergie du premier. Au bout d'un certain temps, les oscillations du premier pendule ont une amplitude très faible, toute l'énergie est dans le second qui devient à son tour, pendule moteur. Si le milieu ambiant est peu résistant, on peut observer des renforcements rythmés des amplitudes d'oscillations de chacun des pendules, c'est-à-dire des battements.

Nous avons ainsi l'image des oscillations naturelles de deux circuits couplés sous l'effet de la décharge du condensateur primaire.

— Nous pouvons obtenir aussi des oscillations par choc.

Supposons qu'à l'instant où le premier pendule a terminé sa première série d'oscillations, nous l'immobilisons tout à fait. Le second pendule a précisément atteint sa plus grande amplitude d'oscillation. Il oscille alors librement comme s'il était isolé jusqu'à épuisement de l'énergie totale que lui avait transmise par impulsion le premier pendule.

— On pourrait également soumettre l'un des pendules à des oscillations forcées sinusoïdales. L'autre pendule oscillerait également avec la même période que la force appliquée. En modifiant le couplage (la distance des pendules par exemple) et l'inertie de l'un ou l'autre des pendules, on mettrait en évidence des phénomènes de résonance tout comme dans le cas des oscillations électriques des circuits.

— Enfin, dans le cas du pendule entretenu, si on le couple comme il vient d'être dit à un autre pendule, celui-ci réagit sur le premier à chaque oscillation et l'échappement commandé par le premier pendule à l'instant où il passe par la verticale déclanche périodiquement le ressort ou le poids moteur avec une fréquence qui dépend de l'inertie et de la longueur des deux pendules.

#### APPLICATIONS DES CIRCUITS COUPLÉS.

L'emploi des circuits couplés permet d'améliorer le rendement d'une installation par des transformations convenables de l'énergie dont on dispose (c'est une généralisation du transformateur).

Ils permettent d'effectuer des mesures dans les meilleures conditions de sensibilité et de précision, en donnant la possibilité de soustraire l'appareil de mesure du circuit d'expérience, dont la résistance propre reste inchangée.

Enfin les circuits couplés nous permettent d'amplifier les propriétés sélectives d'un résonateur ou d'un dispositif formant bouchon. Par un choix judicieux du nombre de circuits, de leurs caractéristiques et du couplage, on peut donner à la courbe de résonance la forme la plus favorable selon que l'on désire réaliser une sélection limitée à une bande très étroite de fréquences (réception des ondes entretenues pures) ou d'une bande assez étendue (réception des ondes modulées par la parole et par la musique).

FORMULES À RETENIR :

*Oscillations naturelles de deux circuits couplés par induction.*

Coefficient de couplage :

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \cdot$$

Périodes propres d'oscillations et décrets du système de deux circuits accordés :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_0 \sqrt{1 - k}, \\ T' = T_0 \sqrt{1 + k}, \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{1}{1 - k}, \\ \delta' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \frac{1}{1 + k}. \end{array} \right.$$

Longueurs d'ondes de couplage :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - k} \\ \lambda' = \lambda_0 \sqrt{1 + k} \end{array} \right. \quad (\lambda_0 = VT_0).$$

Formule de Bjerkness :

$$I_{20} = A \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2} \frac{1}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2}.$$

Courbe de résonance :

$$y = \frac{1}{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}\right)^2}} \quad \left(x = 1 - \frac{F_2}{F_1}\right).$$

*Oscillations forcées.*

Rapport de transformation :

$$K = \frac{M\omega}{Z_2} \quad Z_2 = \sqrt{R_2^2 + \left(L_2\omega - \frac{1}{C_2\omega}\right)^2}.$$

Impédance apparente secondaire :

$$Z'_2 = \sqrt{\left(\frac{R_1}{K} + KR_2\right)^2 + \left(\frac{S_1}{K} - KS_2\right)^2}.$$

Condition optimum de couplage :

$$M^2\omega^2 = Z_1 Z_2.$$

Conditions de résonance absolue :

$$\left\{ \begin{array}{l} M^2\omega^2 = Z_1 Z_2, \\ \phi_1 = \phi_2. \end{array} \right.$$

Intensité du courant secondaire à la résonance absolue :

$$I_m = \frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}} \bullet$$

Puissance maximum absorbée par le circuit secondaire :

$$W_m = \frac{E^2}{4R_1} \bullet$$

---



## CHAPITRE IV.

### ÉTUDE DES ANTENNES.

---

#### INTRODUCTION.

##### § 1. LE RAYONNEMENT DE L'OSCILLATEUR ÉLÉMENTAIRE.

Champs au voisinage.  
Champs à grande distance.  
Énergie rayonnée.

##### § 2. LES VIBRATIONS DES ANTENNES.

###### A. *Oscillations naturelles.*

###### 1° *Décharge d'une antenne :*

- a) Fil isolé dans l'espace;
- b) Fil vertical mis à la terre;
- c) Fil vertical avec réactance à la base;
- d) Fil isolé terminé par un condensateur;
- e) Fil vertical mis à la terre, avec capacité terminale.

###### 2° *Oscillations par choc.*

###### B. *Oscillations forcées.*

Résonance.

###### C. *Oscillations auto-entretenues.*

##### § 3. CARACTÉRISTIQUES EFFECTIVES D'UNE ANTENNE.

##### § 4. RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE.

- A. Champs à grande distance. Hauteur effective.
- B. Énergie rayonnée. Résistance de rayonnement.

##### § 5. PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

- A. Propagation le long du sol.
- B. Propagation dans l'espace.
- C. Ondes courtes.
- D. Ondes très courtes.



## CHAPITRE IV. ÉTUDE DES ANTENNES.

### INTRODUCTION.

Nous avons indiqué au Chapitre premier la nature des ondes électromagnétiques. Nous avons vu qu'on peut les considérer comme dues à la coexistence d'un champ électrique et d'un champ magnétique variables qui s'entretiennent mutuellement et se propagent dans le milieu avec la vitesse de la lumière.

Ces champs, engendrés par les oscillations de haute fréquence des circuits d'émission, peuvent être déterminés en grandeur et en position, en chaque point de l'espace, si l'on connaît la loi de répartition du courant dans le circuit.

Un pareil circuit constitue un *oscillateur*.

La grandeur des champs en un point donné définit ce qu'on appelle le *rayonnement* de cet oscillateur en ce point.

Nous allons étudier tout d'abord le rayonnement d'un oscillateur élémentaire constitué par un élément infiniment petit du circuit d'émission, pour lequel l'amplitude de l'intensité du courant peut être considérée comme constante.

Le rayonnement d'un oscillateur quelconque s'en déduira par une intégration.

#### § 1. Rayonnement de l'oscillateur élémentaire (1).

Considérons un oscillateur constitué par un petit conducteur de longueur  $dx$  parcouru par un courant alternatif de haute fréquence. On l'appelle aussi un dipôle, ou un doublet électrique.

Cet oscillateur peut être considéré comme un centre de rayonnement d'ondes électromagnétiques.

Nous allons étudier le champ de ce dipôle, dans un milieu isolant, homogène et isotrope supposé indéfini, l'air par exemple.

#### CHAMP ÉLECTRIQUE STATIQUE.

Supposons que le sens du courant soit le sens indiqué par la flèche. Le point A se trouve à un instant donné à un potentiel supérieur à celui du point B et des lignes de force électriques dans

---

(1) Voir annexe I : Le rayonnement.

le milieu isolant partent des points dont le potentiel est le plus haut pour aboutir aux points dont le potentiel est le plus bas.

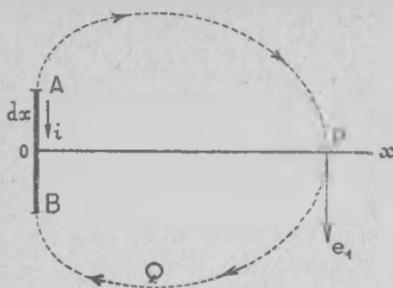


Fig. 81.

Donc, en un point P situé près de l'élément et dans le plan normal au milieu de cet élément  $o$ , passe une ligne de force PQ. le champ électrique au point P est représenté par le vecteur  $e_1$  normal à  $ox$  et parallèle à l'élément. C'est ce qu'on appelle le champ statique de l'oscillateur élémentaire. Il est proportionnel à la charge instantanée de l'oscillateur et inversement

proportionnel à la troisième puissance de la distance à l'oscillateur; il décroît donc très vite avec cette distance.

#### CHAMP MAGNÉTIQUE STATIQUE.

Le courant qui traverse l'élément crée autour de lui un champ magnétique; les lignes de force de ce champ sont des cercles, et au point P considéré, passe une ligne de force dont le centre est en  $o$ . Le champ magnétique en P est représenté par un vecteur  $h_1$  perpendiculaire au plan de l'élément et du point P.

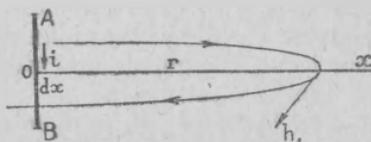


Fig. 82.

C'est ce qu'on appelle le champ magnétique statique. Il est proportionnel à l'intensité du courant et inversement proportionnel au carré de la distance.

#### CHAMPS MAGNÉTIQUE ET ÉLECTRIQUE SECONDAIRES.

Les champs électrique et magnétique statiques ne sont pas les seules composantes des champs réels au point P. En effet, ces champs sont variables, puisque la différence de potentiel et le courant qui les créent sont alternatifs. Or, nous savons que toute variation d'un champ magnétique fait apparaître un champ électrique d'induction.

— Ainsi la composante du champ magnétique statique  $h_1$  fait apparaître une composante nouvelle du champ électrique :  $e'_1$ . Ce champ  $e'_1$  est proportionnel à l'intensité du courant et inversement proportionnel au carré de la distance.

— De même, le champ électrique alternatif donne lieu à des courants de déplacement qui font apparaître une composante nouvelle du champ magnétique :  $h_2$ . Ce champ magnétique  $h_2$  est proportionnel à l'intensité du courant et à la pulsation c'est-à-dire à la fréquence. Il est inversement proportionnel à la distance.

— Enfin ce champ magnétique variable  $h_1$  fait apparaître par induction une troisième composante du champ électrique :  $e_3$ .

Ce champ électrique  $e_2$  est comme le champ magnétique proportionnel à l'intensité du courant et à la pulsation c'est-à-dire à la fréquence, et inversement proportionnel à la distance.

#### CHAMPS RÉSUŁTANTS.

D'après ce qui précède le champ électrique total  $e$  de l'oscillateur élémentaire est la résultante géométrique de trois champs composants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{— Un champ statique } e_1 \text{ proportionnel à } \frac{q}{r^2}; \\ \text{— Un champ } e'_1 \text{ proportionnel à } \frac{i}{r^2}; \\ \text{— Un champ } e_2 \text{ proportionnel à } \frac{1}{r} \frac{di}{dt}. \end{array} \right.$$

Le champ magnétique total  $h$  est la résultante géométrique de deux champs composants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{— Un champ } h_1 \text{ proportionnel à } \frac{i}{r^2}; \\ \text{— Un champ } h_2 \text{ proportionnel à } \frac{1}{r} \frac{di}{dt}. \end{array} \right.$$

Ces différentes composantes ne sont pas toutes en phase.

Si nous supposons par exemple que le dipole est le siège d'un courant alternatif de la forme :

$$i = I \sin \omega t.$$

Il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} q = \int_0^t i dt = -\frac{I}{\omega} \cos \omega t = \frac{I}{\omega} \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right); \\ \frac{di}{dt} = I \omega \cos \omega t = I \omega \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \end{array} \right.$$

Ces relations montrent que :

— Le champ  $e_1$  est décalé de  $\frac{\pi}{2}$  en arrière du champ  $e'_1$ .

— Le champ  $e_2$  est décalé de  $\frac{\pi}{2}$  en avant du champ  $e'_1$ .

Les champs  $e_1$  et  $e_2$  sont donc en opposition de phase.

— Les champs  $h_1$  et  $e'_1$  sont en phase.

— Les champs  $h_2$  et  $e_2$  sont en phase.

— Le champ  $h_2$  est décalé de  $\frac{\pi}{2}$  en avant du champ  $h_1$ .

En outre tous ces champs se propagent avec la même vitesse  $V$ ,

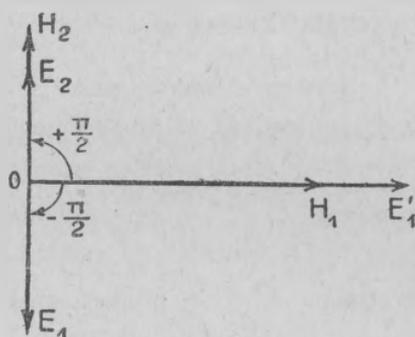


Fig. 83.

de telle sorte qu'à une distance  $r$  de l'origine, chacun d'eux est décalé par rapport à sa valeur à l'origine d'un angle :

$$\varphi = \frac{2\pi r}{T V} = \frac{2\pi r}{\lambda}.$$

#### CHAMPS AU VOISINAGE DE L'OSCILLATEUR ÉLÉMENTAIRE.

Au voisinage de l'oscillateur élémentaire  $r$  est très petit.

Les deux champs statiques  $e_1$  et  $h_1$  prédominent.

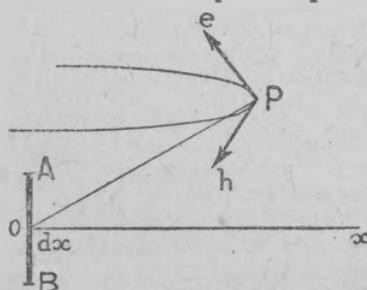


Fig. 84.

Le champ magnétique en un point  $P$  donné est normal à l'axe de l'oscillateur et à la droite  $OP$ .

Le champ électrique est dans le plan de l'oscillateur et du point  $P$ .

Il est perpendiculaire au champ magnétique.

Ces deux champs sont en quadrature.

CHAMPS À GRANDE DISTANCE DE L'OSCILLATEUR ÉLÉMENTAIRE.

Lorsqu'on s'éloigne de l'oscillateur, on traverse d'abord une zone dans laquelle les oscillations sont très complexes. Puis à grande distance, seuls subsistent les termes en  $\frac{1}{r}$  c'est-à-dire les champs  $e_2$  et  $h_2$ .

Ces deux champs ont même phase et sont décalés par rapport à leur valeur à l'origine d'un angle  $\varphi = \frac{2\pi r}{\lambda}$ .

Ce sont eux qui constituent l'onde électromagnétique.

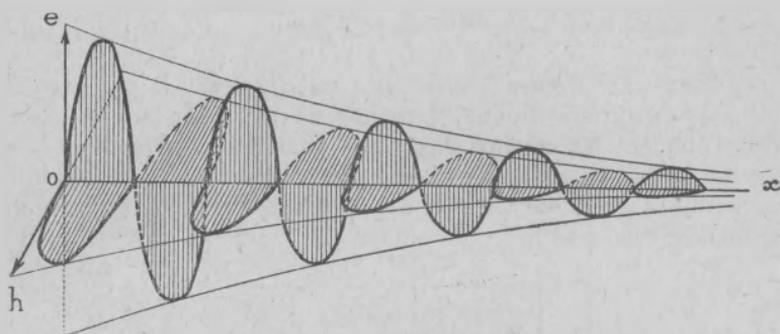


Fig. 85.

La surface d'onde est une sphère de centre O.

En un point P de cette sphère, le champ électrique est tangent au méridien A'PQ et le champ magnétique est tangent au parallèle.

Les sens relatifs de ces deux vecteurs sont donnés par la règle suivante : un observateur disposé de telle sorte que le champ électrique le traverse des pieds à la tête et regardant dans la direction du centre d'émission voit le champ magnétique se diriger vers sa gauche.

L'intensité du champ n'est pas la même en tous les points de la sphère d'onde.

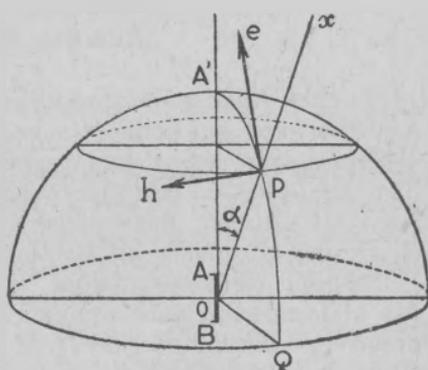


Fig. 86.

— Dans le plan normal au centre de l'élément AB, au point Q par exemple le champ électrique est parallèle à AB et le champ magnétique est perpendiculaire à AB. Les amplitudes de ces deux champs décroissent en raison inverse de la distance.

Si l'on convient d'exprimer le champ électrique en unités électrostatiques et le champ magnétique en unités électromagnétiques, ces amplitudes sont numériquement égales :

$$E = H = \frac{1}{V} \frac{I\omega}{r} dx,$$

ou :

$$E = H = \frac{2\pi I dx}{\lambda r}$$

puisque :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi V}{\lambda}.$$

— Dans une direction quelconque : en un point P par exemple, situé sur la surface d'onde, dans une direction Ox faisant angle  $\alpha$  avec l'élément les champs électrique et magnétique sont disposés comme nous l'avons vu, le champ électrique tangent au méridien, le champ magnétique tangent au parallèle. Ils sont encore numériquement égaux et ont pour valeur :

$$E = H = \frac{2\pi I dx}{\lambda r} \sin \alpha$$

Les amplitudes des champs décroissent quand l'angle  $\alpha$  diminue. Ces champs sont maxima dans le plan de l'équateur. Ils s'annulent pour  $\alpha = 0$  c'est-à-dire suivant l'axe de l'oscillateur, aux pôles de la sphère.

### Énergie rayonnée.

Les effets d'induction, proportionnels à la pulsation et par suite à la fréquence, qui donnent naissance à grande distance au champ électromagnétique, s'accompagnent d'une émission continue d'énergie. C'est en cela que consiste le rayonnement. Ce rayonnement est d'autant plus intense que la fréquence des oscillations électriques auxquelles on a recours est plus considérable.

L'énergie électromagnétique rayonnée par le doublet ne l'est pas uniformément dans toutes les directions. Cette énergie comprend en effet deux termes : L'énergie magnétique et l'énergie électrique respectivement proportionnelles aux carrés des intensités des champs magnétique et électrique. Or, l'amplitude de ces champs qui varie suivant une loi sinusoidale est maximum dans le plan normal au doublet, et nulle dans la direction de l'axe du doublet. L'énergie rayonnée est donc maximum dans la direction horizontale, et elle est nulle dans la direction verticale. On peut

calculer l'énergie totale rayonnée à grande distance par un doublet de hauteur  $dx$ , parcouru par un courant dont l'intensité efficace est  $I_e$ . Pour cela, il suffit d'appliquer le théorème de Poynting qui s'énonce ainsi :

La variation par unité de temps de l'énergie électromagnétique contenue dans un volume du diélectrique limité par une surface  $S$  est égale au flux à travers cette surface d'un vecteur  $P$  appelé vecteur radiant ou vecteur de Poynting. Ce vecteur est normal en chaque point au champ électrique et au champ magnétique. Il est proportionnel aux intensités de ces champs et au sinus de l'angle que forment leurs directions :

$$P = \frac{1}{4\pi} eh \sin \theta.$$

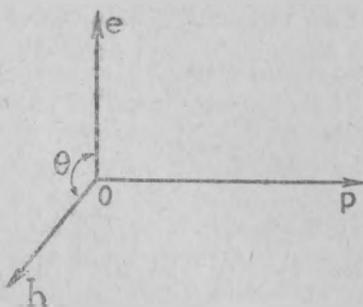


Fig. 87.

A grande distance, les champs  $e$  et  $h$  sont perpendiculaires

$$\sin \theta = 1, \quad P = \frac{eh}{4\pi}.$$

En appliquant ce théorème à une sphère de grand rayon, on trouve que l'énergie moyenne rayonnée par le doublet a pour expression (1) :

$$W_m = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 V}{\lambda^2} (I_e dx)^2$$

RAYONNEMENT D'UN OSCILLATEUR QUELCONQUE.

Connaissant la grandeur des champs rayonnés par un oscillateur élémentaire, on peut obtenir le rayonnement d'un oscillateur quelconque. Il suffit de le décomposer en parties élémentaires dont on détermine les champs, puis de former la résultante géométrique de tous ces champs élémentaires.

Cette méthode est applicable quelle que soit la forme du circuit considéré, qu'il soit fermé (cadre) ou qu'il soit ouvert (antenne).

Nous allons voir par un raisonnement simple l'avantage que nous pouvons retirer de l'emploi d'un circuit ouvert.

(1) Voir annexe I. Le rayonnement.

## Avantage d'un émetteur ouvert dans le rayonnement d'énergie.

### RAYONNEMENT D'UN OSCILLATEUR FERMÉ.

Considérons un circuit oscillant comprenant un condensateur et une self-induction constituée par une seule boucle. Pour trouver le rayonnement total d'un tel oscillateur, nous devons le décomposer en éléments de courant et chercher les actions de chacun de ces éléments sur un point très éloigné.

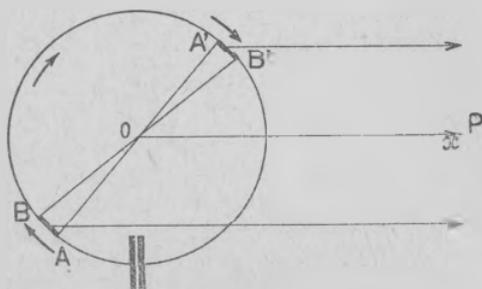


Fig. 88.

A chaque élément de courant  $AB$  correspond un autre élément diamétralement opposé  $A'B'$ , de même longueur et de même direction. Si les dimensions du circuit sont petites par rapport à la longueur d'onde d'émission, le courant  $a$ , dans ces deux éléments, sensiblement même amplitude et même phase, mais les actions à distance, suivant une direction  $ox$  par exemple, sont de sens inverse. Donc l'amplitude du champ résultant est égale à la différence des amplitudes des champs composants, c'est-à-dire à peu près nulle.

Il en est de même pour tous les éléments ainsi groupés deux à deux, et par suite le rayonnement doit être peu considérable; il est d'ailleurs d'autant plus faible que les dimensions du circuit sont plus petites vis-à-vis de la longueur d'onde. Expérimentalement, on vérifie que dans les circuits à condensateur la perte d'énergie par rayonnement est très petite par rapport à la perte d'énergie par effet Joule ou par étincelle.

Le résultat serait encore plus net si l'on étudiait un circuit fermé comprenant une self-induction en forme de bobine.

En résumé, un *oscillateur fermé* n'est généralement pas avantageux au point de vue du rayonnement; aussi emploie-t-on rarement un tel circuit d'émission pour établir une liaison par T. S. F. On préfère, dans la plupart des cas, avoir recours à des oscillateurs ouverts ou *antennes*.

### RAYONNEMENT D'UN OSCILLATEUR OUVERT.

L'expérience montre, qu'un ensemble de conducteurs isolés, ou réunis à la terre, peut être comme le circuit fermé le siège d'oscil-

lations de haute fréquence. On constate aussi que de tels oscillateurs rayonnent beaucoup plus d'énergie que les circuits oscillants fermés.

Nous verrons, en effet, que si une antenne rectiligne vibre avec sa période propre fondamentale, les éléments de courant ont tous la même direction et les courants partout la même phase.

En un point éloigné les champs de tous les éléments sont en concordance de phase; l'amplitude du champ résultant est donc égale à la somme des amplitudes des champs élémentaires composants, c'est-à-dire aussi grande que possible.

A l'énergie rayonnée par l'antenne, c'est-à-dire perdue par le circuit, on peut faire correspondre une *résistance de rayonnement* :  $R$  et par suite aussi un décrement de rayonnement. Ces grandeurs, tout à fait négligeables dans le cas du circuit fermé, prennent dans le cas des antennes des valeurs importantes.

Une autre différence essentielle entre le circuit fermé et l'antenne, c'est que dans un circuit fermé, on peut admettre dans la plupart des cas que l'intensité est la même en tous les points, tandis que dans l'antenne, cette intensité considérée à un instant donné varie tout le long du conducteur.

Pour déterminer le rayonnement d'une antenne par la composition des champs engendrés par tous les éléments du conducteur, il faut donc connaître à chaque instant la répartition du courant, c'est-à-dire *la vibration de l'antenne*.

## [ § 2. Vibrations des Antennes.

Comme le circuit fermé, le circuit ouvert peut vibrer de deux manières différentes, soit qu'une certaine quantité d'énergie préalablement accumulée dans le circuit sous forme électrique ou magnétique se dissipe graduellement, soit qu'une f. e. m. extérieure agisse sur le circuit. Dans le premier cas, on dit que l'antenne vibre librement, dans le second, qu'elle est soumise à des vibrations forcées.

— *Dans le cas des oscillations libres*, l'antenne est le siège d'un courant dont la fréquence est liée aux grandeurs caractéristiques du circuit.

— *Dans le cas des oscillations forcées*, il faut considérer deux modes d'excitation de l'antenne. Celle-ci peut être excitée en un point donné, c'est le cas d'une antenne d'émission, ou bien en tous ses points simultanément, c'est le cas de l'antenne de réception. Dans l'un et l'autre cas, on peut admettre que tout se passe comme si le circuit était soumis à une f. e. m. déterminée.

— Si cette f. e. m. est entretenue, elle impose à l'antenne sa propre période. A l'instant initial, l'antenne est le siège d'oscillations forcées ayant la période de la f. e. m., et d'oscillations libres. Ces dernières s'amortissent et s'évanouissent très rapidement.

Au bout d'un temps pratiquement négligeable, il ne subsiste plus que les oscillations forcées.

— Si la f. e. m. agissante est amortie, les oscillations libres et les oscillations forcées coexistent. Comme dans le cas du circuit fermé, on peut observer des phénomènes de résonance.

En résumé, le circuit ouvert comme le circuit fermé peut être le siège d'oscillations libres (ou naturelles) ou obéir aux oscillations que lui impose une f. e. m. extérieure.

Nous allons étudier successivement ces deux modes de vibrations.

### A. Oscillations naturelles.

Comme le circuit fermé, le circuit ouvert peut être le siège d'oscillations naturelles dans trois cas différents :

1<sup>er</sup> cas. — Aucune f. e. m. n'agit sur le circuit. Une certaine quantité d'énergie existe à l'état initial, sous forme magnétique ou sous forme électrique. Libérée, cette énergie se transforme en se dégradant progressivement en chaleur. C'est la décharge de l'antenne.

2<sup>e</sup> cas. — Sous l'action d'une f. e. m. constante (charge de l'antenne).

3<sup>e</sup> cas. — Sous l'action d'un choc électrique.

Nous allons étudier successivement dans le cas simple d'un fil de longueur donnée, le 1<sup>er</sup> et le 3<sup>e</sup> cas qui présentent le plus d'intérêt.

#### 1° Décharge de l'antenne.

Dans l'étude du circuit fermé nous avons obtenu l'équation différentielle qui régit l'état électrique du circuit, en appliquant le principe de la conservation de l'énergie, ou ce qui revient au même la deuxième loi de Kirchof. Nous avons pu former cette équation sans difficulté en supposant la self-induction et la capacité du circuit localisées dans une bobine et dans un condensateur. Pour étudier les vibrations du circuit ouvert, il nous faut examiner ce que deviennent la self-induction et la capacité.

Si l'on considère le circuit ouvert comme la limite d'un circuit fermé dont on ouvre les

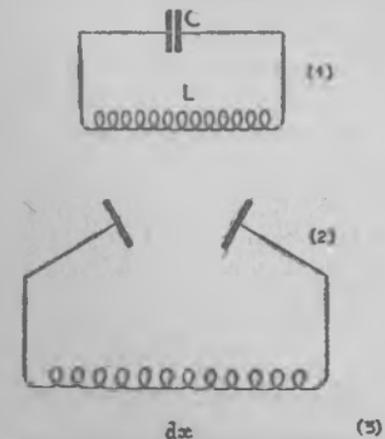


Fig. 89.

armatures du condensateur en étirant le fil de la bobine, on est amené à concevoir, non plus une localisation de la self-induction et de la capacité, mais une répartition continue le long du fil.

Nous ferons donc correspondre à chaque élément du fil conducteur une self-induction et une capacité que nous supposerons proportionnelles à la longueur de cet élément.

En appelant  $L_1$ ,  $C_1$  les valeurs correspondant à l'unité de longueur, nous poserons :

$$\left\{ \begin{array}{l} dL = L_1 dx, \\ dC = C_1 dx. \end{array} \right.$$

En admettant la même loi pour la résistance, nous poserons

$$dR = R_1 dx.$$

Les grandeurs  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$  s'appellent les *constantes unitaires* du conducteur.

Nous admettrons comme pour le circuit fermé l'existence de ces coefficients, nous réservant de les justifier en confrontant avec l'expérience les résultats théoriques que nous aurons obtenus.

Dans le cas le plus général les grandeurs  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$  varient tout le long du fil suivant une certaine loi.

Nous supposerons pour simplifier que ces grandeurs sont les mêmes, tout le long du circuit, quelles que soient sa longueur, sa forme et sa position dans l'espace.

Prenons pour origine des abscisses l'une des extrémités du fil A.

Désignons par  $i_x$  la valeur instantanée du courant au point P d'abscisse  $x$ ,

par  $v_x$  la valeur instantanée du potentiel en ce point.

Ce sera par exemple le potentiel du point P par rapport à la terre

Nous supposerons pour préciser la capacité  $C_1 dx$  de l'élément  $MM' = dx$  représentée schématiquement par un condensateur C

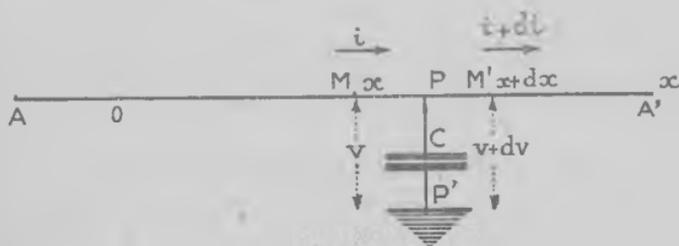


Fig. 90.

Au point M le courant et le potentiel ont pour valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_M = i_x, \\ v_M = v_x. \end{array} \right.$$

Au point M', ils ont pour valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_M = i_x + \frac{\partial i}{\partial x} dx, \\ v_M = v_x + \frac{\partial v}{\partial x} dx. \end{array} \right.$$

— La seconde loi de Kirchof (ou le principe de la conservation de l'énergie) appliquée à l'élément de conducteur donne :

$$(L_1 dx) \frac{\partial i}{\partial t} + (R_1 dx) i + (v_M - v_M) = 0.$$

mais :

$$v_M - v_M = \frac{\partial v}{\partial x} dx.$$

d'où la relation :

$$(1) \quad \boxed{-\frac{\partial v}{\partial x} = R_1 i + L_1 \frac{\partial i}{\partial t}}$$

— La première loi de Kirchof appliquée au point P montre que l'intensité du courant dans la dérivation PP' qui n'est autre que le courant de charge du condensateur C a pour expression (1) :

$$i_M - i_M = -\frac{\partial i}{\partial x} dx = (C_1 dx) \frac{\partial v}{\partial t};$$

d'où la relation :

$$(2) \quad \boxed{-\frac{\partial i}{\partial x} = C_1 \frac{\partial v}{\partial t}}$$

Les relations (1) et (2) sont les équations cherchées.

Il faut joindre à ces équations les conditions initiales et les conditions aux limites.

(1) Le terme  $(C_1 dx) \frac{\partial v}{\partial t}$  n'est autre que le courant de déplacement qui prolonge dans le diélectrique le courant de conduction qui passe dans le fil, de même que dans le circuit fermé le courant de déplacement entre les armatures du condensateur prolonge le courant de conduction. En tenant compte de ce courant de déplacement tous les circuits sont des circuits fermés.

— *Les conditions initiales* sont données par exemple sous la forme de fonctions représentant la répartition du courant et du potentiel le long du conducteur à l'instant  $t = 0$ .

$$\begin{cases} (i_x)_0 = I(x), \\ (v_x)_0 = V(x). \end{cases}$$

Cela revient à dire comme il a été dit plus haut qu'à l'instant initial, on suppose l'existence d'une énergie préalablement emmagasinée dans le circuit, sous forme magnétique ou sous forme électrique. Dans l'élément  $dx$  par exemple, on a :

$$dw_0 = \frac{1}{2} L_1 dx (i_x)_0^2 + \frac{1}{2} C_1 dx (v_x)_0^2.$$

C'est la transformation de cette énergie qui provoque la vibration de l'antenne absolument comme l'énergie accumulée dans le circuit fermé et libérée à l'instant initial provoque ses oscillations.

— *Les conditions aux limites* dépendent de la constitution du circuit à ses extrémités.

— Si le fil est isolé en A et en A', il est évident qu'en ces points, il ne peut pas y avoir de courant. On a constamment :

$$i_0 = 0, \quad i_1 = 0.$$

— Si l'une des extrémités du fil est connectée à la terre, en ce point le courant n'est pas nul, mais par contre le potentiel est nul  $V_0 = 0$  puisque l'on prend le potentiel du sol pour origine des potentiels.

— Si l'une des extrémités est reliée à l'armature d'un condensateur de capacité C, le courant en ce point n'est autre que le courant de charge du condensateur. Il existe donc une relation de condition entre l'intensité du courant et le potentiel en ce point. Ainsi suivant le mode de montage de l'antenne les conditions aux limites seront différentes. Nous serons donc conduits à examiner différents montages.

Toutefois, nous donnerons d'abord la solution générale du problème.

#### SOLUTION GÉNÉRALE.

Considérons les équations de propagation :

$$\begin{cases} -\frac{\partial v}{\partial x} = R_1 i + L_1 \frac{\partial i}{\partial t}, \\ -\frac{\partial i}{\partial x} = C_1 \frac{\partial v}{\partial t}. \end{cases}$$

Nous allons chercher les solutions périodiques de ces équations. Ce sont les seules qui nous intéressent puisque nous étudions les oscillations des antennes.

L'expérience montre, et le calcul va nous le confirmer que l'antenne peut être le siège d'oscillations de haute fréquence. Nous plaçant dans cette hypothèse, nous pouvons admettre que le terme  $L_1 \frac{\partial i}{\partial t}$  qui est proportionnel à la fréquence est beaucoup plus grand que le terme  $R_1 i$ .

Nous supposons donc en première approximation que ce dernier est négligeable.

Cela revient à poser :  $R_1 = 0$ .

Les équations deviennent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v}{\partial x} = L_1 \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} = C_1 \frac{\partial v}{\partial t} \end{array} \right.$$

En éliminant l'une ou l'autre des inconnues, on peut former les deux équations différentielles en  $v$  et en  $i$  :

Elles ont toutes deux la même forme :

$$\boxed{\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = u^2 \frac{\partial^2 X}{\partial x^2}}$$

où :

$$u^2 = \frac{1}{L_1 C_1}$$

Cette équation n'est autre que l'équation des cordes vibrantes. Nous savons que la solution générale est :

$$X = f_1(x - ut) + f_2(x + ut).$$

$f_1$  et  $f_2$  étant deux fonctions arbitraires définies par les conditions initiales et les conditions aux limites s'il y a lieu. Dans le cas qui nous intéresse ce sont des fonctions périodiques. Chacune d'elles représente une onde qui se propage avec une vitesse  $u$ , la première dans le sens positif, la seconde en sens inverse.

Si l'on admet que les coefficients  $L_1$  et  $C_1$  sont donnés par les formules utilisées en électrotechnique, pour un fil de longueur  $l$

et de rayon  $r$ , parallèle au sol on a en U. E. M. C. G. S. :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 = \frac{1}{V^2 \log \frac{l}{r}} \\ L_1 = 2 \log \frac{l}{r} \end{array} \right. \quad \text{où } V = 3.10^{10}.$$

Par suite :

$$u = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = V = 3.10^{10} \text{ cm/sec.}$$

La vitesse de propagation des ondes le long du fil est égale à la vitesse de la lumière, comme la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans l'espace.

— Cela étant considérons l'expression de l'intensité du courant :

$$i_x = \varphi_1(x + Vt) + \varphi_2(x - Vt).$$

Les fonctions  $f_1, f_2$  figurant dans l'expression du potentiel ne sont pas quelconques, car en vertu de la première équation de propagation, l'expression du potentiel doit se déduire de celle du courant par une dérivation par rapport à  $t$  suivie d'une intégration par rapport à  $x$ .

On trouve (1) :

$$V_x = -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} [\varphi_1(x + Vt) - \varphi_2(x - Vt)].$$

CONDITIONS AUX LIMITES.

Examinons ce que deviennent les expressions du courant et du potentiel dans le cas où l'une des extrémités du fil est isolée, ou mise à la terre.

(1) On a en effet :

$$\begin{aligned} V_x &= -L_1 \int_0^t \frac{\partial i}{\partial t} dx = -L_1 V \left[ \frac{\partial \varphi_1(x + Vt)}{\partial (x + Vt)} - \frac{\partial \varphi_2(x - Vt)}{\partial (x - Vt)} \right] dx \\ &= -L_1 V [\varphi_1(x + Vt) - \varphi_2(x - Vt)]; \end{aligned}$$

ou en tenant compte de ce que :

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \\ V_x &= -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} [\varphi_1(x + Vt) - \varphi_2(x - Vt)]. \end{aligned}$$

— *Extrémité isolée.*

Prenons pour origine l'extrémité isolée.

En ce point nous avons vu que le courant est constamment nul.

On doit donc avoir quel que soit  $t$  :

$$\varphi_1(Vt) = -\varphi_2(-Vt).$$

Cette relation détermine la forme de la fonction  $\varphi_2$ .

Quelle que soit la valeur attribuée à l'argument de cette fonction, elle est égale à la fonction  $\varphi_1$  changée de signe, dans laquelle on change également le signe de l'argument.

On a donc d'une manière générale :

$$\varphi_2(x - Vt) = -\varphi_1[-(x - Vt)] = -\varphi_1(-x + Vt).$$

On passe de  $\varphi_1$  à  $\varphi_2$  en changeant le signe de  $x$  et le signe de la fonction.

On interprète ce résultat en disant que l'onde de courant  $\varphi_1$  est une onde incidente et que l'onde  $\varphi_2$  est l'onde réfléchie. A une extrémité isolée, il y a réflexion avec changement de signe.

On a donc finalement en remplaçant  $\varphi_1$  par  $\varphi$  :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} i_x = \varphi(x + Vt) - \varphi(-x + Vt) \\ v_x = -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} [\varphi(x + Vt) + \varphi(-x + Vt)]. \end{array} \right.$$

— *Extrémité mise à la terre.*

En exprimant qu'en ce point le potentiel est nul, on obtient par un raisonnement analogue au précédent :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} i_x = \varphi(x + Vt) + \varphi(-x + Vt) \\ v_x = -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} [\varphi(x + Vt) - \varphi(-x + Vt)]. \end{array} \right.$$

Dans ce cas, c'est l'onde de potentiel qui se réfléchit avec changement de signe à l'extrémité du fil mise à la terre.

Nous allons appliquer ces résultats à l'étude des oscillations libres des antennes.

a. *Fil isolé dans l'espace.*

Considérons une antenne constituée par un fil de longueur  $l$  isolé dans l'espace.

Prenons pour origine l'une des extrémités du fil.

La vibration est définie par les relations (1) ci-dessus, dans lesquelles la fonction  $\varphi$  est une fonction sinusoïdale.

Posons :

$$\varphi(x + Vt) = A \sin \omega \left( t + \frac{x}{V} \right).$$

Il vient :

$$\varphi(-x + Vt) = A \sin \omega \left( t - \frac{x}{V} \right).$$

D'où les relations :

$$\left\{ \begin{aligned} i_x &= A \left[ \sin \omega \left( t + \frac{x}{V} \right) - \sin \omega \left( t - \frac{x}{V} \right) \right] = 2A \sin \omega \frac{x}{V} \cos \omega t, \\ v_x &= -A \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \left[ \sin \omega \left( t + \frac{x}{V} \right) + \sin \omega \left( t - \frac{x}{V} \right) \right] \\ &= -2A \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \omega \frac{x}{V} \sin \omega t. \end{aligned} \right.$$

D'une manière plus générale, en prenant pour origine du temps un instant quelconque on peut écrire :

$$\left\{ \begin{aligned} i_x &= I \sin \omega \frac{x}{V} \cos(\omega t + \psi), \\ v_x &= -I \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \omega \frac{x}{V} \sin(\omega t + \psi). \end{aligned} \right.$$

D'autre part, il faut satisfaire à une autre condition aux limites :  
A l'extrémité A' ( $x = l$ ), le courant est nul quel que soit  $t$ .  
On a donc :

$$\sin \omega \frac{l}{V} = 0.$$

Posons :

$$\omega = \frac{2\pi}{T}.$$

Cette condition s'écrit :

$$\frac{2\pi l}{VT} = K\pi;$$

K pouvant prendre toutes les valeurs entières.

Ou en posant :

$$\lambda = VT,$$

$$\lambda = \frac{2l}{K}.$$

Nous trouvons ainsi non pas une solution mais une infinité de solutions particulières de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt + \psi_k \right), \\ v_x = -I_k \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt + \psi_k \right). \end{array} \right.$$

Les constantes  $I_k$  et  $\psi_k$  sont arbitraires et  $\lambda_k$  représente l'une quelconque des valeurs données par la relation :

$$\lambda_k = \frac{2l}{K},$$

où  $K$  peut prendre l'une quelconque des valeurs :

$$1 \quad 2 \quad 3 \quad \dots \quad K \quad \dots$$

Les équations différentielles étant linéaires, nous obtiendrons une solution pour chacune d'elles en ajoutant un nombre quelconque de solutions particulières.

Et il viendra :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = \sum I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt + \psi_k \right), \\ v_x = -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sum I_k \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt + \psi_k \right). \end{array} \right.$$

#### CONDITIONS INITIALES.

Il reste à satisfaire aux conditions initiales.

Il suffit pour cela d'identifier les expressions ci-dessus dans lesquelles on fait  $t=0$  avec les fonctions données qui définissent ces conditions initiales :

$$\left\{ \begin{array}{l} (i_x)_0 \equiv \sum I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x \cos \psi_k, \\ (v_x)_0 \equiv -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sum I_k \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x \sin \psi_k. \end{array} \right.$$

Ce qui détermine les coefficients d'intégration  $I_k$  et  $\psi_k$ .

Cette identification est particulièrement aisée si les fonctions  $(i_x)_0$  et  $(v_x)_0$  sont données par leurs développements en séries de Fourier.

*Remarques.* — Les solutions que nous avons trouvées sont sinusoïdales. Toutefois il ne faut pas perdre de vue que la résistance n'est

jamais négligeable. Elle entraîne un amortissement des oscillations. L'onde incidente et l'onde réfléchie s'amortissent en se propageant. et en chaque point du conducteur, le courant et la tension sont en réalité des fonctions périodiques amorties qui représentent un train d'oscillations. Au bout d'un temps en général très court, les oscillations libres de l'antenne s'évanouissent, et celle-ci atteint l'état d'équilibre électrique :

$$i_x = 0, \quad v_x = 0.$$

VIBRATION FONDAMENTALE ET HARMONIQUES.

La théorie qui précède met en évidence toutes les vibrations libres de l'antenne unifilaire isolée dans l'espace. Nous n'avons trouvé qu'une seule période possible pour la vibration du circuit fermé. Nous voyons que le circuit ouvert peut vibrer d'une infinité de manières.

La plus grande période a pour valeur :

$$T = \frac{\lambda}{V} = \frac{2l}{V}.$$

T est la période propre fondamentale ou simplement la période fondamentale.

$F = \frac{1}{T} = \frac{V}{2l}$  est la fréquence fondamentale.

$\lambda = 2l$  est la longueur d'onde fondamentale.

On dit que l'antenne *vibre en demi-onde*.

D'une manière générale, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_K = \frac{2l}{KV} = \frac{T}{K}, \\ F_K = \frac{KV}{2l} = KF, \\ \lambda_K = \frac{2l}{K} = \frac{\lambda}{K}. \end{array} \right.$$

La vibration correspondante est l'harmonique d'ordre K.

En prenant une origine convenable pour le temps ( $\psi_K = 0$ ), on peut écrire, en ce qui concerne la vibration harmonique d'ordre K :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = I_K \sin \frac{2\pi}{\lambda_K} x \cos \frac{2\pi}{\lambda_K} Vt, \\ v_x = -I_K \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda_K} x \sin \frac{2\pi}{\lambda_K} Vt. \end{array} \right.$$

Désignons par  $I_x, V_x$  les amplitudes du courant et de la tension au point d'abscisse  $x$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} I_x = I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x, \\ V_x = -I_k \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x. \end{array} \right.$$

Ces relations montrent qu'en tous les points du conducteur dont la distance à l'origine est un nombre pair de fois le quart de la longueur d'onde ( $x = 2p \frac{\lambda_k}{4}$ ) l'intensité du courant est nulle et le potentiel maximum.

Ce sont des *nœuds d'intensité* et des *ventres de potentiel*.

En tous les points du conducteur dont la distance à l'origine est égale à un nombre impair de fois le quart de la longueur d'onde ( $x = (2p + 1) \frac{\lambda_k}{4}$ ) l'intensité du courant est maximum et le potentiel nul.

Ce sont des *ventres d'intensité* et des *nœuds de potentiel*.

En un point quelconque du conducteur l'intensité du courant et le potentiel sont déphasés de  $90^\circ$ . On dit qu'ils sont en quadrature.

On peut donc écrire en notation vectorielle :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_x = I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x, \\ V_x = jI_k \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x. \end{array} \right.$$

Les courbes ci-après représentent la vibration fondamentale, et les deux premières vibrations harmoniques.

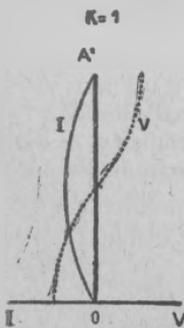


Fig. 91-I.

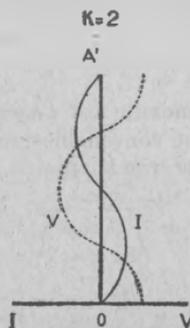


Fig. 91-II.

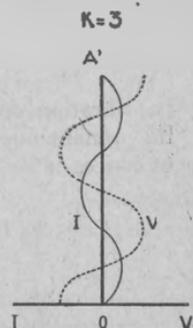


Fig. 91-III.

$$\begin{array}{l}
 K=1 \left\{ \begin{array}{l} I_m = I_0 \sin \frac{\pi}{l} x, \\ V_x = V_0 \cos \frac{\pi}{l} x. \end{array} \right. \quad K=2 \left\{ \begin{array}{l} I_x = I_0 \sin \frac{2\pi}{l} x, \\ V_x = V_0 \cos \frac{2\pi}{l} x. \end{array} \right. \\
 \\
 K=3 \left\{ \begin{array}{l} I_x = I_0 \sin \frac{3\pi}{l} x, \\ V_x = V_0 \cos \frac{3\pi}{l} x. \end{array} \right.
 \end{array}$$

$I_0$  et  $V_0 = I_0 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$  représentent les amplitudes maxima de l'intensité du courant et du potentiel.

Ces courbes montrent que la vibration résultante ne garde apparemment aucune trace d'un mouvement de propagation. Dans le cas de la vibration fondamentale, la phase est la même tout le long du conducteur. Seule l'amplitude varie d'un point à un autre. A un instant quelconque, la courbe de courant est représentée par une demi-sinusoïde et ce sont les ordonnées de cette sinusoïde qui toutes à la fois se dilatent ou se contractent suivant une loi sinusoïdale.

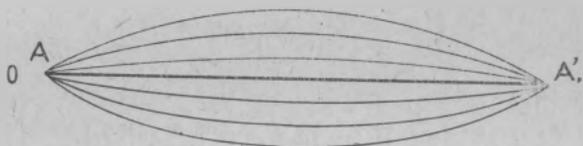


Fig. 92.

Dans le cas d'une vibration harmonique la phase varie le long du conducteur mais d'une façon discontinue. Entre deux nœuds de courants successifs, la phase est la même. Dans l'intervalle suivant, la phase est partout la même mais elle est opposée à la précédente.

Ce phénomène porte le nom d'ondes stationnaires.

On dit qu'il s'établit un régime d'ondes stationnaires le long du fil. Ce phénomène est très général. On le rencontre dans toutes les branches de la physique où l'on étudie des phénomènes vibratoires. Il se produit chaque fois qu'un ébranlement sinusoïdal se propage sans amortissement et se réfléchit en un point donné. Il est dû à l'interférence de l'onde directe et de l'onde réfléchie.

#### ANALOGIE MÉCANIQUE.

Les vibrations électriques naturelles du fil isolé à ses deux extrémités sont tout à fait comparables aux vibrations élastiques d'une

corde tendue entre deux points fixes. Les deux phénomènes sont en effet régis par la même équation différentielle, l'équation des cordes vibrantes. Les courbes représentant le déplacement de chaque point de la corde en fonction du temps ont la même forme que les courbes représentant l'intensité du courant.

Dans sa position d'équilibre la corde est tendue, rectiligne,

Déplaçons-la en un point donné et libérons-la brusquement. Elle entre en vibration.

Ce sont les transformations de l'énergie potentielle emmagasinée sous forme élastique pendant la déformation de la corde qui provoquent cette vibration. Comme les vibrations électriques de l'antenne les vibrations élastiques de la corde s'amortissent et disparaissent d'autant plus rapidement que la résistance opposée par le milieu extérieur au mouvement vibratoire est plus grande. La corde reprend bientôt sa position d'équilibre.

b. *Fil vertical mis à la terre.*

Considérons une antenne constituée par un fil vertical de longueur  $l$  mis à la terre à la base A.



fig. 93.

Prenons pour origine l'extrémité isolée O.

Les solutions particulières :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = I \sin \omega \frac{x}{V} \cos (\omega t + \psi), \\ V_x = -I \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \omega \frac{x}{V} \sin (\omega t + \psi). \end{array} \right.$$

doivent alors satisfaire à la condition :  $V_l = 0$ .

D'où la relation :

$$\cos \omega \frac{l}{V} = 0 \quad \text{ou} \quad \omega \frac{l}{V} = (2K + 1) \frac{\pi}{2}$$

en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \frac{2\pi}{T}, \\ \lambda = VT \end{array} \right.$$

Il vient :

$$\lambda = \frac{4l}{2K + 1}$$

Où K peut prendre toutes les valeurs entières :

$$0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad \dots \quad K \quad \dots$$

Comme précédemment nous trouvons une infinité de solutions dont la combinaison permet de satisfaire aux conditions initiales.

Pour K = 0, on a la vibration fondamentale :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = \frac{\lambda}{V} = \frac{4l}{V}, \\ N = \frac{V}{4l}, \\ \lambda = 4l. \end{array} \right.$$

On dit que l'antenne *vibre en quart d'onde*.

D'une manière générale, on a pour l'harmonique d'ordre K :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_k = \frac{4l}{(2K + 1)V} = \frac{T}{2K + 1}, \\ F_k = (2K + 1) \frac{V}{4l} = (2K + 1)F, \\ \lambda_k = \frac{4l}{2K + 1} = \frac{\lambda}{2K + 1}. \end{array} \right.$$

Tous les harmoniques sont d'ordre impair.

En prenant une origine convenable pour le temps; les expressions du courant et du potentiel sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = \sum I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt, \\ V_x = -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sum I_k \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt. \end{array} \right.$$

COURBES DE VIBRATIONS.

Désignons par  $I_x$  et  $V_x$  les amplitudes du courant et de la tension au point d'abscisse  $x$  :

Comme dans le cas précédent en tous les points du conducteur dont la distance à l'origine est égale à un nombre pair de fois le quart de la longueur d'onde ( $x = 2p \frac{\lambda K}{4}$ ), l'intensité du courant est nulle et le potentiel maximum.

Ce sont des *nœuds d'intensité* et des *ventres de potentiel*.

En tous les points du conducteur dont la distance à l'origine est égale à un nombre impair de fois le quart de la longueur d'onde

( $x = (2p + 1) \frac{\lambda K}{4}$ ), l'intensité du courant est maximum et le potentiel nul. Ce sont des *ventres d'intensité* et des *nœuds de potentiel*.

On obtient encore un régime d'ondes stationnaires.

Les courbes ci-après représentent la vibration fondamentale et les deux premières vibrations harmoniques.

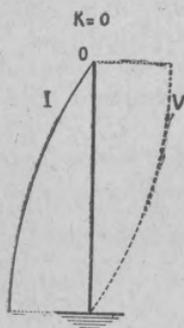


Fig. 94-I.



Fig. 94-II.



Fig. 94-III.

$$K=0 \left\{ \begin{array}{l} I_x = I_0 \sin \frac{\pi x}{2l}, \\ V_x = V_0 \cos \frac{\pi x}{2l}. \end{array} \right. \quad K=1 \left\{ \begin{array}{l} I_x = I_0 \sin \frac{3\pi x}{2l}, \\ V_x = V_0 \cos \frac{3\pi x}{2l}. \end{array} \right.$$

$$K=2 \left\{ \begin{array}{l} I_x = I_0 \sin \frac{5\pi x}{2l}, \\ V_x = V_0 \cos \frac{5\pi x}{2l}. \end{array} \right.$$

*Remarque.* — Le cas du fil vertical de longueur  $l$  mis à la terre peut se ramener au cas du fil isolé à ses deux extrémités et de longueur  $2l$  comme on le voit aisément en considérant le symétrique de la courbe de vibration, par rapport à la surface du sol.

Le symétrique du fil constitue ce qu'on appelle l'*image électrique* de l'antenne.

Tout se passe du point de vue de la vibration comme si la terre se comportait comme un miroir vis-à-vis des phénomènes électriques.

c. Fil vertical avec réactance à la base.

En général une antenne se compose d'un ensemble de conducteurs ayant un certain développement, qui constitue ce qu'on appelle l'aérien, auquel on adjoint pour les commodités du réglage, une réactance constituée par une combinaison de selfs-inductions et de capacités.

Cette réactance modifie en effet la longueur d'onde de l'antenne.

Considérons le cas d'une antenne composée d'un simple fil vertical mis à la terre par l'intermédiaire d'une certaine réactance  $S_0$ .

Ce sera par exemple une self-induction  $L_0$  et un condensateur  $C_0$  en série ou en parallèle.

On peut aisément trouver la longueur d'onde fondamentale de l'antenne, qui résulte de l'interposition de cette réactance en employant la notation imaginaire.

Désignons par  $\lambda$  cette longueur d'onde.

Prenons toujours pour origine l'extrémité isolée de l'antenne.

Nous avons vu que l'intensité du courant et le potentiel s'expriment par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_x = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x, \\ V_x = jI_0 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} x. \end{array} \right.$$

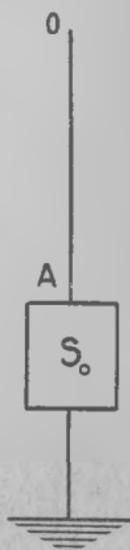


Fig. 95.

Ces relations sont valables tout le long du conducteur.

On a donc au point A ( $x = l$ ) :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_A = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} l, \\ V_A = jI_0 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} l. \end{array} \right.$$

On en tire :

$$(1) \quad V_A = j \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l I_A.$$

D'autre part, si  $jS_0$  est la réactance imaginaire intercalée entre le point A et le sol, on a aux bornes de cette réactance dans laquelle on peut considérer le courant comme ayant partout même intensité :

$$(2) \quad V_A = jS_0 I_A.$$

En comparant les relations (1) et (2) on voit que l'on a :

$$S_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l.$$

*Bobine de self-induction et condensateur en parallèle :*

$$S_0 = \frac{L_0 \omega}{1 - L_0 C_0 \omega^2} = \frac{1}{\frac{1}{L_0 \omega} - C_0 \omega} \quad (1)$$

avec :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi V}{\lambda},$$

donc :

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{1}{\frac{\lambda}{2\pi V L_0} - \frac{2\pi V C_0}{\lambda}}$$

Telle est la relation transcendante qui détermine la longueur d'onde fondamentale et les harmoniques.

Posons :

$$\begin{cases} L = L_1 l, \\ C = C_1 l. \end{cases}$$

$L$  est la *self-induction statique* de l'antenne.

$C$  est la *capacité statique* de l'antenne.

En tenant compte de la relation :

$$V = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

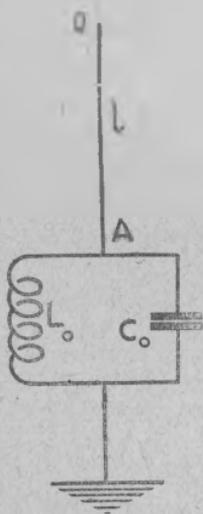


Fig. 96.

1) On a en effet :

$$\frac{1}{jS_0} + \frac{1}{jL_0 \omega} + jC_0 \omega = \frac{1 - L_0 C_0 \omega^2}{jL_0 \omega},$$

$$S_0 = \frac{L_0 \omega}{1 - L_0 C_0 \omega^2}.$$

on peut écrire la formule précédente sous la forme :

$$\cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{1}{\frac{\lambda}{2\pi l} \frac{L_0}{L} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{C_0}{C}}$$

*Bobine de self-induction et condensateur en série :*

$$S_0 = L_0 \omega - \frac{1}{C_0 \omega},$$

avec :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{\lambda} V,$$

donc :

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi}{\lambda} V L_0 - \frac{\lambda}{2\pi V C_0}.$$

Telle est la relation transcendante qui détermine la longueur d'onde fondamentale et les harmoniques.

On peut l'écrire également :

$$\cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi l L_0}{\lambda L} - \frac{\lambda C}{2\pi l C_0}$$

CONDENSATEUR SEUL À LA BASE.

En faisant  $L_0 = 0$  dans la relation précédente nous obtenons la relation suivante qui donne la longueur d'onde fondamentale et les harmoniques d'une antenne verticale mise à la terre par l'intermédiaire d'un condensateur :

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l = - \frac{\lambda}{2\pi V C_0}.$$

On peut l'écrire aussi sous la forme :

$$\cot \frac{2\pi l}{\lambda} = - \frac{\lambda C}{2\pi b C_0}$$

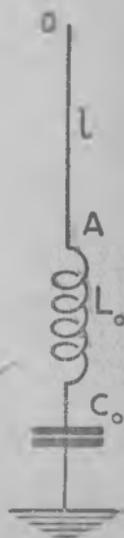


Fig. 97.

Remarque. — Si l'on fait  $C_0 = 0$ , on a :  $\lambda = 2l$ .

L'antenne vibre en demi-onde. Annuler la capacité  $C_0$  revient en effet à couper l'antenne à sa base, en l'isolant du sol comme on s'en rend compte aisément en imaginant que l'on fasse décroître d'une manière continue la surface des armatures du condensateur.

— Si l'on fait  $C_0 = \infty$ , on a :  $\lambda = 4l$ .

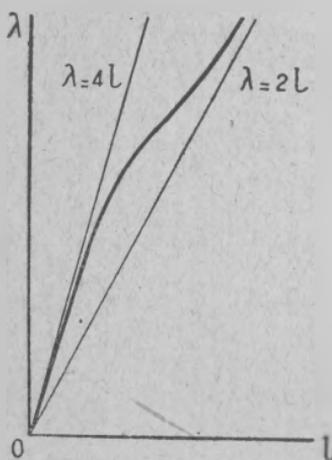


Fig. 98.

la courbe ci-contre montre les variations de  $\lambda$  en fonction de  $l$ .

Étant donné une antenne constituée par un fil vertical mis à la terre, on voit qu'en intercalant un condensateur en série dans l'antenne, on diminue la longueur d'onde, et cela d'autant plus que la capacité interposée est plus petite sans pouvoir toutefois la réduire de plus de moitié.

— On voit en outre qu'il est possible de remplacer la prise de terre par un condensateur de grande capacité dont une armature est à la terre. C'est ce qu'on appelle un *contrepois*. On peut le constituer au moyen de grillages métalliques de grande surface, isolés du sol.

Dans un sol bon conducteur il y a en général avantage à mettre l'antenne à la terre. On utilise les contrepois lorsqu'il s'agit d'installer une antenne en un lieu où le sol est médiocrement conducteur, dans le sable sec par exemple, ou sur un sol rocheux. Certains postes mis en service en radiotélégraphie militaire comportent des grillages métalliques à fines mailles que l'on dispose à même le sol.

Sur un sol peu conducteur ces grillages jouent le rôle de contrepois.

Si le sol est bon conducteur, on leur substitue de véritables prises de terre formées de grillages à grosses mailles que l'on enterre à une faible profondeur. Pendant cette opération, on peut mettre le poste en service en se servant du contrepois, dont la pose est beaucoup plus rapide.

L'antenne vibre en quart d'onde. Faire  $C_0 = \infty$  revient en effet à mettre le condensateur en court-circuit comme on s'en rend compte en imaginant que l'on fasse croître d'une manière continue les armatures du condensateur.

Plus leur surface est grande, plus faible est la résistance apparente opposée au passage du courant alternatif. A la limite pour  $C_0 = \infty$  cette résistance apparente est nulle. Tout se passe comme si l'on mettait l'antenne à la terre.

— Pour des valeurs finies de  $C_0$ , la longueur d'onde  $\lambda$  est comprise entre les deux limites  $2l$  et  $4l$ . La

— Dans le cas d'ondes très courtes, on a souvent intérêt à ne pas mettre l'antenne à la terre. Les postes travaillant sur des longueurs d'onde de l'ordre du mètre ont en effet des antennes très peu développées, qui vibrent en demi-onde. L'installation d'un contre-poids, en général constitué par un système de conducteurs symétriques de l'antenne, est souvent plus aisée que celle d'une prise de terre, et le fonctionnement du poste est plus sûr en tous terrains. Enfin il est des cas où il est impossible de mettre l'antenne à la terre. C'est le cas des postes travaillant sur véhicules en marche, ou sur avions. On utilise alors comme contre-poids, soit la masse métallique de la voiture ou de l'avion, soit un système de conducteurs semblable à l'antenne et isolé de la masse métallique.

BOBINE DE SELF-INDUCTION SEULE À LA BASE.

En faisant  $\frac{1}{C_0} = 0$  dans la formule établie plus haut, c'est-à-dire en court-circuitant le condensateur, on obtient l'équation ci-après donnant la longueur d'onde fondamentale et les harmoniques d'une antenne verticale mise à la terre par l'intermédiaire d'une bobine de self-induction

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{L_0}$$

Que l'on peut écrire aussi sous la forme suivante :

$$\cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{L_0}{L_1}$$

$\lambda$  est une fonction croissante de  $L_0$ .

Etant donné une antenne constituée par un fil vertical mis à la terre, on augmente la longueur d'onde en intercalant à sa base une bobine de self-induction.

Du point de vue de la vibration tout se passe comme si la self-induction n'existait pas, le fil était étiré et prenait une longueur  $l' > l$ .

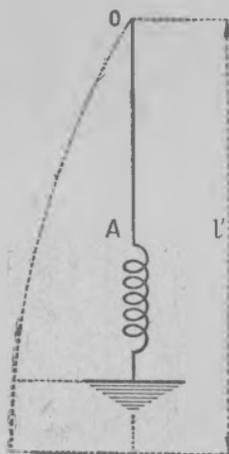


Fig. 99.

d. Fil isolé terminé par un condensateur.

C'est le cas de l'antenne pendante d'avion où la masse métallique de l'appareil joue le rôle d'un corps de capacité  $C_0$ . On peut le ramener au cas déjà étudié d'une antenne mise à la terre par l'intermédiaire d'un condensateur, car tout se passe dans ce cas comme si la terre n'existait pas.

Si l'on considère en effet l'ensemble constitué par la terre et le condensateur comme un système de deux conducteurs en série de capacité  $C_0$  et  $C_r$ , la capacité totale est :

$$C = \frac{C_0 C_r}{C_0 + C_r} = \frac{C_0}{1 + \frac{C_0}{C_r}}$$

Or la capacité de la terre peut être considérée comme infinie et l'on voit que  $C$  se réduit à  $C_0$ .

Nous pourrions donc appliquer la formule obtenue plus haut :

$$\cot \frac{2\pi l}{\lambda} = - \frac{\lambda}{2\pi l} \frac{C}{C_0}$$

La longueur d'onde fondamentale est comprise entre deux fois et quatre fois la longueur du fil déroulé.

e. *Fil vertical mis à la terre avec capacité terminale.*

Considérons une antenne, constituée par un fil vertical mis à la terre à une extrémité et présentant à l'autre extrémité une capacité  $C_0$  par rapport au sol.

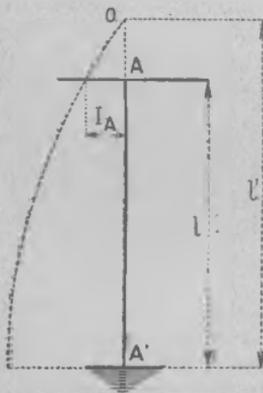


Fig. 100.

Pour déterminer sa longueur d'onde fondamentale nous remarquerons que le point  $A$  n'est pas un nœud de courant. En ce point le courant a une amplitude non nulle. C'est le courant de charge du condensateur.

On peut admettre que tout se passe comme si le condensateur étant supprimé l'antenne était prolongée d'une longueur  $AO$  telle que le courant en  $A$  soit précisément égal au courant de charge du condensateur.

En appelant  $l'$  la longueur de l'antenne fictive équivalente, vibrant en quart d'onde, nous aurons en prenant pour origine le point  $o$  :

$$\begin{cases} I_A = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (l' - l), \\ V_A = jI_A \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (l' - l). \end{cases}$$

D'où l'on tire :

$$(1) \quad V_A = j \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} (l' - l) \cdot I_A.$$

Ecrivons que le courant  $I_A$  est le courant de charge du condensateur  $C_0$  :

$$(2) \quad \begin{aligned} V_A &= -j \frac{I_A}{C_0 \omega} \\ &= -j \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{C_0}} I_A. \end{aligned}$$

En comparant les relations (1) et (2) il vient :

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} (l' - l) = - \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{C_0}}$$

En tenant compte de la relation :  $V = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$  on peut écrire :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{2\pi}{\lambda} \cot (l' - l) = - \frac{C_0}{C_1}$$

En désignant par  $C$  la capacité statique de l'antenne et en tenant compte de la relation :  $\lambda = 4l'$  il vient finalement :

$$\boxed{\cot \frac{2\pi l}{\lambda} = - \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{C_0}{C}}$$

#### f. Antennes complexes.

La théorie qui précède est assez bien vérifiée pour les antennes simples que nous avons considérées qui ne comportaient comme aérien qu'un seul fil conducteur. L'expérience en confirme les résultats qualitativement, et même quantitativement avec une bonne approximation, sous réserve de donner aux constantes unitaires des valeurs qui peuvent être différentes de celles que donnent des mesures statiques.

Mais la théorie ne s'applique plus aussi bien aux antennes complexes telles que celles qui sont utilisées en pratique et qui comportent non plus un simple conducteur mais un ensemble de conducteurs aériens combinés avec des réactances de réglage. Les

figures ci-dessous donnent les schémas de quelques-uns des types d'antenne les plus courants.

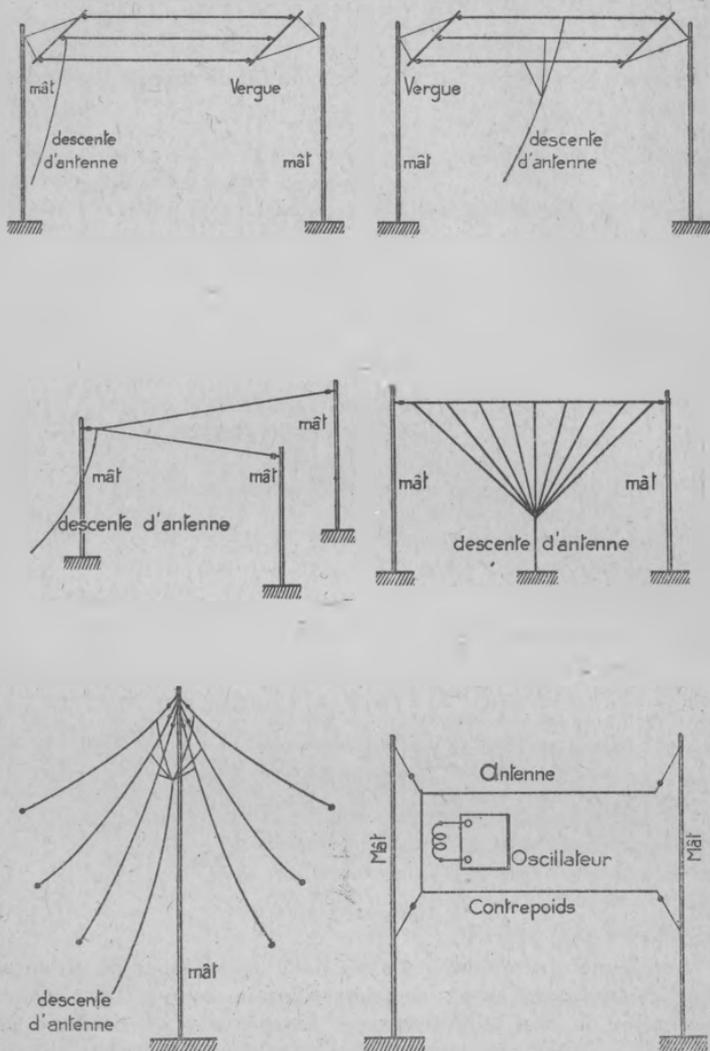


Fig. 101,

Si l'on veut étendre à ces antennes la théorie élémentaire que nous avons exposée, on peut encore admettre l'existence des constantes unitaires de self et de capacité, à la condition de les considérer comme variables le long de chaque conducteur, et de faire entrer dans  $L_1$ , l'effet d'induction mutuelle des conducteurs voisins.

Dans le cas d'une antenne en nappe l'expérience montre que la longueur d'onde de l'ensemble est supérieure à celle d'un seul brin et d'autant plus que les brins sont plus nombreux et plus écartés.

LONGUEUR D'ONDE PROPRE D'UNE ANTENNE.

Il est d'usage de désigner la longueur de l'onde fondamentale d'une antenne sous le nom de longueur d'onde propre de cette antenne. Il est essentiel d'observer toutefois que cette notion a été introduite en tenant compte de la vitesse de propagation de l'ébranlement le long du conducteur, vitesse que nous avons supposé être égale à la vitesse de propagation des phénomènes électromagnétiques dans le milieu diélectrique environnant. En fait la vitesse de propagation le long du conducteur a pour expression

$U = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$  peut être différente de la vitesse de propagation des ondes  $V$  dans le diélectrique. Il s'ensuit que la longueur d'onde propre ainsi définie a pour valeur :  $\lambda_1 = UT$  et non  $\lambda = VT$ .

Lorsque l'antenne rayonne ce n'est donc pas sur sa longueur d'onde propre  $\lambda_1$  mais sur la longueur d'onde  $\lambda$ .

Comme dans le cas du circuit fermé nous voyons apparaître l'influence du milieu sur la longueur d'onde. *Du circuit au milieu une seule chose se conserve: la période ou la fréquence.* La longueur d'onde est essentiellement fonction du milieu isolant où se propagent les ondes. Elle ne caractérise nullement un circuit fermé et pas davantage le circuit ouvert.

Ce que pour la commodité du langage on appelle longueur d'onde propre d'un circuit ouvert ou fermé n'est pas une grandeur propre au circuit. Elle n'est définie que dans un milieu donné.

La grandeur caractéristique d'un circuit ouvert ou fermé qui conserve la même valeur quel que soit le milieu ambiant, *c'est sa période propre* (et par suite aussi sa fréquence et sa pulsation).

2° Oscillations par choc.]

On peut appliquer au circuit ouvert la théorie qui a été exposée dans le cas du circuit fermé, concernant l'action d'un choc électrique. On peut imaginer par exemple que pendant un temps très court une f. e. m. de grande amplitude agit soit tout le long du circuit, soit seulement en des points déterminés. Il en résulte qu'au moment où cesse l'action de cette impulsion l'antenne est le siège d'un courant dont l'amplitude peut être définie en chaque point du conducteur.

L'énergie magnétique ainsi accumulée tend alors à se dissiper et ses transformations provoquent les oscillations libres de l'antenne.

On peut comparer ce phénomène à celui d'une corde de piano que frappe le marteau mû par la touche; la corde déplacée brusque-

ment de sa position d'équilibre y revient après avoir oscillé librement.

Les oscillations des antennes par choc (ou par impulsion) sont recherchées systématiquement dans la plupart des postes à ondes amorties. Nous avons vu au chapitre précédent comment on peut réaliser le choc, en couplant l'antenne avec un circuit primaire très amorti.

On utilise également l'excitation par choc des antennes, pour effectuer certaines mesures ou certains réglages (mesures de longueurs d'onde, réglage du détecteur à galène).

Signalons enfin que l'antenne peut être excitée par choc sous l'influence de certaines perturbations naturelles de courte durée et de grande amplitude (décharges atmosphériques, parasites).

### B. Oscillations forcées.

Comme le circuit fermé l'antenne peut être le siège d'oscillations forcées lorsqu'elle est soumise à l'action d'une f. e. m. périodique ou pseudo-périodique. Deux cas peuvent se présenter, selon que la f. e. m. agissante est localisée en un point du circuit ou répartie tout le long du conducteur.

— Le premier cas est relatif aux oscillations forcées d'une *antenne d'émission*, sur laquelle on fait agir un alternateur de haute fréquence, soit en l'intercalant à la base de l'antenne, soit en couplant celle-ci avec un circuit fermé comprenant l'alternateur.

— Le second cas n'est autre que celui d'une *antenne de réception* qui, placée dans le champ électromagnétique rayonné par l'antenne du poste d'émission correspondant, est excitée en tous ses points par le champ électrique.

Dans l'un et l'autre cas, comme pour le circuit fermé, on trouve que l'état électrique de l'antenne résulte de la superposition des oscillations forcées dont la période est celle de la source, et des oscillations libres de l'antenne, constituées en général par la vibration fondamentale et son cortège d'harmoniques. Si la f. e. m. agissante est périodique les oscillations naturelles s'évanouissent rapidement; seules subsistent les oscillations forcées entretenues par la f. e. m. extérieure.

C'est le régime permanent.

Si cette f. e. m. est pseudo-périodique, les oscillations amorties forcées et les oscillations naturelles également amorties coexistent.

On observe également des phénomènes de résonance caractérisés par un renforcement de l'amplitude de la vibration, et par suite aussi de l'énergie mise en jeu. Cette résonance se produit lorsque la période ou la pseudo-période de la f. e. m. agissante est égale à la période fondamentale ou à celle d'un harmonique.

Le cas de l'antenne de réception sera étudié au chapitre VI.

Nous n'étudierons ici que les vibrations forcées d'une antenne excitée par un alternateur, et seulement le régime permanent.

Considérons donc une antenne constituée par un simple fil vertical de longueur  $l$  mis à la terre, et dans lequel nous supposerons qu'on ait embroché un alternateur.

Prenons pour origine l'extrémité isolée du fil et pour sens positif du courant le sens OA. Nous négligerons en première approximation la résistance du fil et la résistance interne de l'alternateur.

L'effet de l'alternateur est de créer au point A un ébranlement sinusoïdal de période déterminée T.

Cet ébranlement se propage le long du fil AO avec la vitesse  $V = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$  se réfléchit en O et revient au point A. L'onde réfléchie interfère avec l'onde d'aller et leur interférence donne lieu à l'établissement d'un régime d'ondes stationnaires. La vibration est donc représentée par une courbe sinusoïdale.



Fig. 102.

Cette courbe est entièrement déterminée.

Considérons en effet d'abord l'onde de courant. Le courant étant nul à l'origine O ( $x = 0$ ) on a :

$$i_x = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} Vt + \psi \right)$$

$I_0$  et  $\psi$  sont des constantes que nous déterminerons plus loin. Pour le potentiel, nous aurons :

$$V_x = I_0 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda} Vt + \psi \right)$$

En notation vectorielle nous pourrions écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x; \\ V_x = -jI_0 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} x. \end{array} \right.$$

Et en particulier nous aurons au point A :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_A = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} l; \\ V_A = -jI_0 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} l. \end{array} \right.$$

On en tire :

$$V_A = -j \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi l}{\lambda} I_A.$$

On peut poser :

$$V_A = jSI_A.$$

avec :

$$S = -\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi l}{\lambda}$$

On voit donc que l'antenne se comporte vis-à-vis de l'alternateur comme un circuit extérieur fermé, où le courant aurait partout même intensité  $I_A$  et dont la réactance serait  $S$ . Donc si nous appelons  $S_A$  la réactance interne de l'alternateur,  $E$  sa f. e. m. nous aurons :

$$E = j(S + S_A)I_A = jSI_A,$$

$S$  désignant la réactance totale. Cette expression détermine l'intensité du courant au point A.

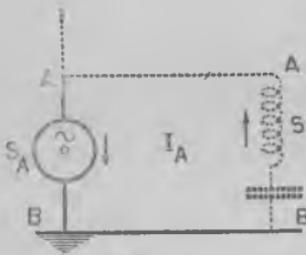


Fig. 103.

Si l'on a par exemple :

$$e = E \sin \omega t.$$

On aura :

$$i_A = \frac{E}{S} \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right).$$

D'où l'on déduit :

$$I_A = \frac{E}{S}.$$

$$I_0 = \frac{E}{S \sin \frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Le courant et le potentiel sont parfaitement déterminés en tous points.

ANTENNE VERTICALE AVEC UNE RÉACTANCE À LA BASE.

Si nous supposons maintenant qu'à la sortie de l'alternateur on intercale dans l'antenne une réactance constituée par exemple

par une bobine de self-induction et un condensateur en série ou en parallèle les résultats précédents subsistent entièrement à la condition que  $S$  représente la réactance totale de l'ensemble.

Nous obtiendrons une valeur approchée de l'impédance de l'antenne en ajoutant au terme  $jS$  un terme réel représentant la résistance totale.

*Résonance.* — On obtient évidemment un maximum de courant dans l'antenne, lorsque sa réactance est nulle, l'impédance se réduisant alors à la résistance. Comme dans le cas du circuit fermé le courant est en phase avec la f. e. m. L'énergie mise en jeu est maximum.

Or en égalant à zéro la réactance totale  $S$ , on forme précisément l'équation qui détermine la période fondamentale de l'antenne, compte tenu de la présence de l'alternateur.

Si la réactance interne de l'alternateur est négligeable, on trouve par exemple dans le cas où la réactance additionnelle est constituée par une self-induction et une capacité en série, la relation déjà obtenue précédemment :

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{L_0} - \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{C_0}}$$

ou :

$$\cot \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi}{\lambda} l \frac{L_0}{L} - \frac{\lambda}{2\pi l} \frac{C}{C_0}$$

$L = L_1 l$ ,  $C = C_1 l$  représentant la self-induction et la capacité statiques de l'antenne proprement dite.

On voit donc que comme pour le circuit fermé il se produit une résonance lorsque la période de l'alternateur  $T$  est égale à la période fondamentale de l'antenne :

$$T = T_0.$$

Mais à la différence du circuit fermé, l'antenne peut donner lieu à une infinité de résonances. Il suffit que  $T$  soit égale à la période correspondant à l'un des harmoniques :  $T = T_k$ .

Il convient d'observer toutefois que l'intensité maximum du courant, et l'énergie mise en jeu, ne sont pas les mêmes pour toutes ces résonances parce que la résistance de l'antenne ne reste pas constante. Nous verrons en effet que celle-ci comprend en particulier la résistance de rayonnement qui est proportionnelle au carré de la fréquence.

Cette résistance croît donc très vite avec l'ordre de l'harmonique  $K$  et par suite l'intensité du courant de résonance  $I_m = \frac{E}{R_k}$  décroît au fur et à mesure que l'on considère des harmoniques dont l'ordre est de plus en plus élevé.

En fait, l'expérience montre que les harmoniques sont en général négligeables à partir de l'harmonique d'ordre 5.

### C. Oscillations auto-entretenuës.

Enfin comme le circuit fermé l'antenne peut être le siège d'oscillations entretenues, dans des conditions de couplage particulières (postes à lampes, postes à arc). Le circuit oscillant ouvert est soumis à l'action d'une f. e. m. constante et l'apport d'énergie de cette source vient périodiquement compenser l'énergie perdue par l'amortissement du circuit.

S'il n'y a d'autre circuit que l'antenne, celle-ci oscille librement, sur sa longueur d'onde fondamentale et ses harmoniques, mais les oscillations sont entretenues.

S'il y a en présence d'autres circuits, ce sont les oscillations propres du système formé par tous les circuits oscillants couplés qui se manifestent. Toutes ces oscillations existent dans l'antenne, et à chacune d'elles correspond un ensemble d'harmonique. Comme dans le cas des oscillations forcées, l'énergie mise en jeu par les harmoniques successifs décroît rapidement au fur et à mesure que s'élève l'ordre de ces harmoniques, et devient rapidement négligeable.

#### INFLUENCE DE LA RÉSISTANCE SUR LA VIBRATION DES ANTENNES.

La théorie élémentaire de la vibration des antennes que nous avons donnée, est assez bien confirmée par l'expérience, tout au moins qualitativement, en ce qui concerne les vibrations fondamentales, ce qui justifie l'approximation que nous avons faite en supposant négligeable la résistance du conducteur.

Mais lorsqu'il s'agit de vibrations sur harmoniques, la résistance prend comme nous l'avons vu une importance d'autant plus grande que l'ordre de l'harmonique considéré est plus élevé.

On peut se rendre compte de l'influence de la résistance sur la vibration, par un raisonnement simple.

Considérons par exemple un conducteur rectiligne horizontal isolé à ses extrémités et excité en son milieu sur un harmonique.

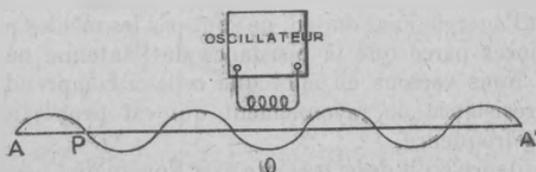


Fig. 104.

— S'il n'y a pas de pertes d'énergie c'est-à-dire pas de résistance, l'ébranlement issu du milieu o du fil se propage vers A et vers A',

se réfléchit en ces points et revient vers  $o$ . L'onde d'aller et l'onde de retour interfèrent et donnent lieu à des nœuds et des ventres très nets.

Au point P par exemple à la distance  $\frac{\lambda}{2}$  de l'extrémité A se superposent l'onde d'aller et l'onde de retour. Toutes deux sont en opposition de phase puisque l'onde se réfléchit en A en changeant de signe. De plus les amplitudes des courants correspondants sont égales. L'amplitude du courant résultant est nulle. On observe un nœud franc.

— S'il y a des pertes d'énergie, dues à des résistances quelconques (résistance ohmique ou de rayonnement), les deux courants sont bien encore en opposition de phase au point P mais l'amplitude du courant dû à l'onde de retour est plus faible que l'amplitude du courant de l'onde d'aller, à cause de l'amortissement de la propagation. L'amplitude du courant résultant n'est pas nulle. Il n'y a pas de véritable nœud de courant. Il n'y a qu'un minimum. Ces minima qui remplacent les nœuds ont une amplitude d'autant plus grande que le point considéré se trouve plus éloigné de l'extrémité du conducteur car la différence des chemins parcourus par l'onde d'aller et par l'onde de retour est plus considérable et par suite aussi l'amortissement.

C'est donc vers la région centrale du conducteur que les nœuds sont le plus effacés.

Si l'on porte en ordonnées, en chaque point du fil pris comme axe des  $x$ , une longueur égale à l'intensité efficace en ce point, indiquée par exemple par un ampèremètre thermique, on obtient en joignant toutes les ordonnées d'un trait continu, la courbe C ci-après.

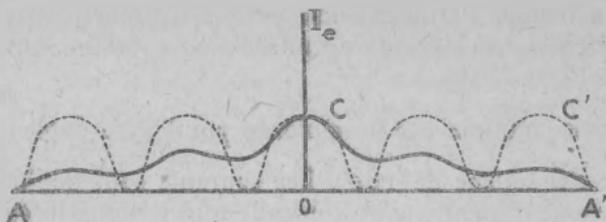


Fig. 105.

La courbe tracée en trait discontinu C' représente le même phénomène en supposant nulle la résistance. Bien entendu les courants tout le long du conducteur ne sont pas en phase. En deux points distants de  $\frac{\lambda}{2}$  les courants sont en opposition. Dans le cas précédent la sinusoïde nous donnait la représentation complète du phénomène, c'est-à-dire la phase et l'amplitude du courant en chaque point du fil.

Dans le cas que nous envisageons maintenant si l'on veut représenter en chaque point du conducteur la phase et l'amplitude, il n'est plus possible de recourir à une courbe plane.

On peut obtenir une représentation intéressante du phénomène au moyen d'une figuration dans l'espace.

Menons en  $o$  le plan normal au conducteur et prenons dans ce plan deux axes de coordonnées rectangulaires  $oy$  et  $oz$ .

Prenons  $oy$  comme origine des phases et représentons en chaque point du fil l'amplitude du courant par un vecteur  $PQ$  normal à  $ox$  et tel que l'angle  $\theta$  du plan  $Qox$  et du plan  $yox$  soit égal à la différence de phase entre l'intensité du courant au point  $P$  et l'intensité au point  $o$ .

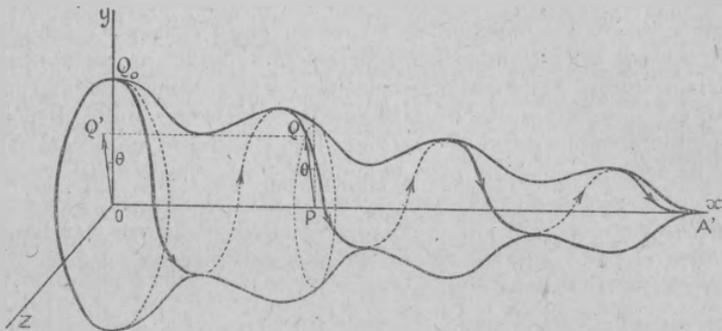


Fig. 106.

Si l'on envisage la variation du vecteur  $\overline{PQ}$ , depuis l'origine  $o$  jusqu'à l'extrémité du fil, le calcul montre que ce vecteur tourne d'une manière continue autour de l'axe  $ox$ , en même temps qu'il varie en grandeur comme l'indique la courbe précédente  $C$ . L'extrémité  $Q$  du vecteur  $PQ$  décrit une sorte de spirale gauche enroulée sur la surface de révolution engendrée par la rotation autour de  $ox$  de la courbe  $C$ .

Entre deux minima par exemple, le point  $P$  se déplace de  $\frac{\lambda}{2}$  et le vecteur  $\overline{PQ}$  tourne de  $180^\circ$ . Les courants sont déphasés de  $\pi$ . La phase varie d'une manière continue tout le long du conducteur.

### § 3. Constantes caractéristiques effectives d'une antenne.

Le circuit fermé schématisé que nous avons considéré au chapitre II était caractérisé par les grandeurs  $R L C$ , telles qu'elles sont définies en électrotechnique. En étendant les résultats de cette étude aux circuits oscillants fermés réels nous avons indiqué qu'il était nécessaire d'apporter certaines modifications aux coefficients ci-dessus, surtout aux coefficients  $R$  et  $L$ , qui sont fonctions de la fréquence des oscillations. En utilisant des formules convenables il est possible d'obtenir des valeurs approchées de ces grandeurs, à

partir des grandeurs  $R L C$  mesurées par les procédés courants de l'électrotechnique. Il y aurait intérêt également à pouvoir ramener l'étude du circuit ouvert à celle d'un circuit fermé schématique, mais l'on se rend compte aussitôt que l'assimilation complète n'est plus possible. Nous avons vu en effet que le mode de vibration des antennes était très différent de celui des circuits fermés.

Dans un circuit fermé dont les dimensions sont faibles par rapport à la longueur d'onde, l'intensité du courant peut être considérée comme étant la même à un instant donné en tous les points du circuit, alors qu'elle varie d'un bout à l'autre de l'antenne.

La self-induction et la capacité que nous pouvions encore supposer localisées en des points donnés du circuit fermé réel, sont réparties dans l'antenne et en général non uniformément, suivant une loi inconnue. L'antenne n'est donc pas assimilable à un circuit fermé mais plutôt à un ensemble de circuits fermés en nombre infini, chacun d'eux représentant un élément du conducteur, dans lequel on peut admettre que l'intensité du courant est constante en tous les points, et les grandeurs caractéristiques localisées. Et cette manière de voir est justifiée par le fait que le circuit ouvert n'a pas une période propre d'oscillation mais une infinité de périodes propres, la fondamentale et ses harmoniques. Toutefois si l'on tient compte de la remarque faite précédemment, à savoir que l'on peut négliger les harmoniques d'ordre supérieur à 5, on peut espérer pouvoir obtenir une assimilation convenable, tout au moins en ce qui concerne le mode de vibration, en se limitant à cinq circuits.

Effectivement le calcul montre que si l'on considère un ensemble de circuits couplés formant une chaîne continue, il est possible de déterminer les constantes  $L$  et  $C$  de ces circuits de telle sorte que l'ensemble admette la même fondamentale et les mêmes harmoniques que l'antenne considérée. En se limitant à quatre circuits l'approximation est déjà de l'ordre de  $1/100$  (1).

Pratiquement on n'a souvent à considérer que l'une des vibrations de l'antenne, la fondamentale par exemple. En se souvenant des réserves ci-dessus on peut alors chercher à définir un circuit fermé unique, dont les propriétés soient très voisines de celles de l'antenne considérée.

On lui donne le nom de *circuit équivalent*, et l'on appelle constantes effectives de l'antenne les constantes caractéristiques de ce circuit.

#### CIRCUIT ÉQUIVALENT.

Considérons donc un circuit fermé schématique dont les constantes caractéristiques sont  $R_c L_c C_c$ . Et demandons-nous s'il est possible de déterminer ces constantes de telle sorte que le circuit

(1) Cette théorie est utilisée pour déterminer les longueurs d'onde propres d'une antenne d'une structure plus complexe que celles que nous avons considérées jusqu'ici, les antennes en nappe et les antennes en parapluie par exemple.

soit assimilable à l'antenne considérée, qui a pour résistance totale R, et pour self-induction et capacité statiques L et C. Ce sera par exemple une antenne verticale vibrant en quart d'onde ou en demi-onde.

Nous remarquerons pour cela que, la résistance mise à part, les véritables grandeurs physiques qui caractérisent un circuit oscillant en haute fréquence ne sont pas les constantes L C mais bien plutôt :

— *Le décrement* qui caractérise l'amortissement des oscillations.

— *La période propre* du circuit qui est donnée. Quant à la résistance elle caractérise dans les deux cas les pertes d'énergie.

Nous obtiendrons donc une assimilation physique convenable en identifiant le décrement et la période, et en écrivant que le circuit fermé équivalent donne lieu à la même perte d'énergie que l'antenne. Nous verrons plus loin que cette énergie peut se mettre sous la forme :

$$W_p = RI_e^2,$$

I. étant l'intensité efficace en un point donné de l'antenne où l'amplitude est maximum.

Cela nous conduit tout naturellement à supposer que le circuit équivalent a même résistance que l'antenne et qu'il est parcouru par un courant stationnaire dont l'intensité efficace est précisément I.

Nous avons donc les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} RI_e^2 = W_p, \\ \frac{R_e}{2L_e} T = \delta, \\ 2\pi \sqrt{L_e C_e} = T. \end{array} \right.$$

Dans lesquelles on suppose connues les grandeurs W  $\delta$  T. Nous verrons au chapitre XV comment on peut les déterminer expérimentalement.

La première relation détermine alors la résistance effective.

La deuxième donne ensuite la self-induction effective.

La troisième donne la capacité effective.

On peut dans certains cas simples rattacher les grandeurs effectives ainsi déterminées expérimentalement aux constantes statiques de l'antenne.

Si l'on écrit les équations donnant la vibration de l'antenne sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = I_0 \mathfrak{S}(x) I(t), \\ v_x = V_0 \mathfrak{C}(x) V(t). \end{array} \right.$$

où  $\mathfrak{J}(x)$  et  $\mathfrak{V}(x)$ ,  $I(t)$  et  $V(t)$  sont des fonctions sinusoïdales variant entre 0 et 1 et  $I_0$ ,  $V_0$  les amplitudes maxima de l'intensité du courant et de la tension.

On trouve :

$$R_e = \int_0^l R_1 \mathfrak{J}^2(x) dx, \quad L_e = \int_0^l L_1 \mathfrak{J}^2(x) dx, \quad C_e = \frac{\left[ \int_0^l C_1 \mathfrak{V}(x) dx \right]^2}{\int_0^l C_1 \mathfrak{V}^2(x) dx}.$$

Ces relations peuvent s'établir en appliquant le principe de la conservation de l'énergie. Elles supposent que toute l'énergie est localisée dans le milieu extérieur, au voisinage de l'antenne, tout au moins en ce qui concerne l'énergie électrique et l'énergie magnétique. L'énergie rayonnée rentre dans le terme résistance. Ce n'est là qu'une approximation grossière puisque nous savons que les champs s'étendent à très grande distance et que par suite l'énergie rayonnée existe sous forme électromagnétique et non sous forme de chaleur.

Cette approximation consentie on voit que  $R_e$  et  $L_e$  correspondent bien respectivement d'une part à l'énergie perdue, d'autre part à l'énergie magnétique.  $C_e$  correspond d'autre part à l'énergie électrique puisque :

$\int_0^l C_1 \mathfrak{V}(x) dx$  représente la charge totale de l'antenne  $Q$  et  $\frac{1}{2} \int_0^l C_1 \mathfrak{V}^2(x) dx$  représente l'énergie électrique totale  $W_e$  et que l'on a :

$$W_e = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C_e}.$$

Mais l'on voit que, même dans le cas où l'on peut admettre la constance des coefficients  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$  tout le long du conducteur, les grandeurs effectives dépendent des fonctions  $\mathfrak{J}(x)$  et  $\mathfrak{V}(x)$ , c'est-à-dire de la vibration de l'antenne.

Si l'on se place dans cette hypothèse et si l'on pose :

$$R = R_1 l, \quad L = L_1 l, \quad C = C_1 l,$$

on a :

$$R_e = R \left[ \frac{1}{l} \int_0^l \mathfrak{J}^2(x) dx \right], \quad L_e = L \left[ \frac{1}{l} \int_0^l \mathfrak{J}(x)^2 dx \right],$$

$$C_e = C \frac{\left[ \frac{1}{l} \int_0^l \mathfrak{V}(x) dx \right]^2}{\frac{1}{l} \int_0^l \mathfrak{V}^2(x) dx}.$$

— Dans le cas d'un fil isolé vibrant en demi-onde, on trouve :

$$R_e = \frac{R}{2}, \quad L_e = \frac{L}{2}, \quad C_e = \frac{2}{\pi^2} C.$$

En appliquant la formule de Thomson :

$$T = 2\pi \sqrt{L_e C_e} = 2l \sqrt{L_1 C_1} = \frac{2l}{V}.$$

On trouve bien la longueur d'onde fondamentale :

$$\lambda = VT = 2l.$$

ANTENNE FICTIVE.

On peut avoir intérêt à réaliser un circuit fermé équivalent à une antenne donnée. C'est ce que l'on nomme une *antenne fictive*. Ce circuit qui peut être de faible encombrement peut être substitué à l'antenne considérée pour régler les postes d'émission ou de réception, de manière qu'ils soient prêts à fonctionner sur l'antenne prévue. Ce circuit présente en outre l'avantage de ne pas rayonner. On peut donc poursuivre les essais sans troubler les transmissions déjà établies. Aux armées il peut être utilisé également pour procéder au réglage des postes de T. S. F. sans donner l'éveil aux écoutes ennemies.

D'après l'étude qui précède un tel circuit ne peut être considéré comme équivalent à l'antenne que si l'on considère une longueur d'onde déterminée. On peut cependant l'utiliser encore pour d'autres longueurs d'onde, si l'on ne se propose que d'accorder un poste donné, sans chercher à réaliser l'équivalence des décrets ni des énergies mises en jeu.

S'il ne s'agit que de réglages approximatifs on peut constituer l'antenne fictive simplement au moyen d'une résistance  $r$  d'une bobine de self-induction  $l$  et d'un condensateur  $c$  en série.

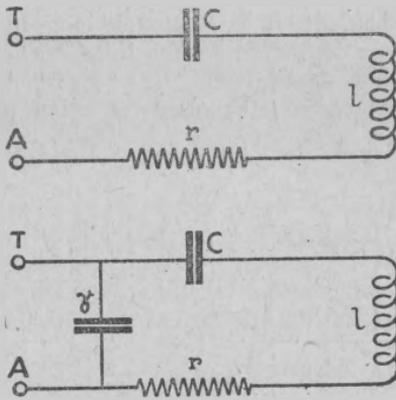


Fig. 107.

On substitue les bornes AT aux bornes AT correspondantes de l'antenne.

On obtient une équivalence beaucoup plus approchée en constituant l'antenne fictive comme ci-dessus mais en ajoutant une capacité  $\gamma$  en dérivation entre les bornes AT.

EMPLOI DE LA FORMULE DE THOMSON.

Considérons une antenne dont la période propre fondamentale est  $T$  et supposons que l'on ait déterminé par des mesures sa self-induction et sa capacité effectives. Pour calculer la nouvelle valeur de la période après interposition d'une self-induction ou d'une capacité de réglage  $L_0$  ou  $C_0$  on applique parfois les formules :

$$\left\{ \begin{array}{l} T' = 2\pi \sqrt{(L_e + L_0)C_e}, \\ T'' = 2\pi \sqrt{L_e \frac{C_e C_0}{C_e + C_0}}. \end{array} \right.$$

Elles supposent que la self-induction ou la capacité additionnelles étant placées en série dans l'antenne, la répartition de l'intensité et de la tension et par suite les valeurs de  $L_e$  et  $C_e$  ne sont pas modifiées. Il ne peut en être ainsi que si  $L_0$  est assez petit par rapport à  $L_e$  ou  $C_0$  assez grand par rapport à  $C_e$ .

Dans ces conditions la période est peu modifiée.

La deuxième formule montre d'ailleurs combien il serait dangereux de l'appliquer pour de faibles valeurs de  $C_0$ . Pour  $C_0 = 0$  on trouve en effet  $T'' = 0$  alors que nous savons que dans ce cas l'antenne coupée de la terre vibre en demi-onde  $\lambda = 2l$ , ce qui correspond à une période propre :  $T'' = \frac{2l}{v}$ .

Il ne faut donc utiliser qu'avec prudence la formule de Thomson pour le circuit ouvert.

§ 4. Rayonnement d'une antenne.

RAYONNEMENT TOTAL DE L'ANTENNE.

Pour étudier le rayonnement de l'antenne, nous la diviserons en éléments  $dx$ , nous assimilerons le rayonnement de chacun de ces éléments à celui d'un oscillateur élémentaire et nous intégrerons pour l'antenne totale. Considérons le cas simple d'une antenne constituée par un fil vertical OA de longueur  $l$  réuni à la terre à sa base A.

Nous avons vu qu'au point de vue de la distribution de l'intensité et de la tension, on peut remplacer l'antenne de longueur  $l$  reliée à la terre par une antenne de longueur  $2l$  isolée dans l'espace, le sens du courant restant d'ailleurs dans l'image le même que dans le fil.



1° Dans le plan horizontal.

Pour un point situé dans le plan horizontal,  $\sin \alpha$  est égal à 1, et si ce point est suffisamment éloigné, la différence de marche entre les ondes émises par tous les éléments de l'antenne est nulle.

On a alors en considérant l'action de l'antenne et de son image, et l'origine restant à l'extrémité réelle où l'intensité du courant est nulle :

$$E = H = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{I_0}{r} \int_0^{2l} I_x dx = 2 \frac{2\pi I_0}{\lambda} \frac{1}{r} \int_0^l \sin \frac{\pi x}{2l} dx,$$

Or,  $\lambda = 4l$ ,

$$\int_0^l \sin \frac{\pi x}{2l} dx = -\frac{2l}{\pi} \left| \cos \frac{\pi x}{2l} \right|_0^l = \frac{2l}{\pi}.$$

On trouve :

$$E = H = 2 \frac{I_0}{r}$$

On peut remarquer que l'amplitude du champ électrique et du champ magnétique dépend seulement de l'intensité maximum du courant au ventre d'intensité et de la distance; elle est indépendante de la longueur de l'antenne.

2° Dans une direction quelconque.

Le calcul est plus compliqué; on trouve, pour l'intensité des champs électrique et magnétique (1) :

$$E = H = 2 \frac{I_0}{r} \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \alpha \right)}{\sin \alpha}$$

(1) On peut le voir de la manière suivante, en se servant de la notation vectorielle. Prenons pour origine le point A à la base de l'antenne. La vibration fondamentale est définie par la relation

$$I_x = I_0 \cos \frac{\pi x}{2l}$$

Le champ élémentaire à grande distance dans la direction AP faisant avec la verticale un angle  $\alpha$  et dû à l'élément  $dx$  pris à l'origine a pour valeur

$$E_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{I_0}{r} \sin \alpha dx.$$

Le champ dû à l'élément  $dx$  d'abscisse  $x$  est déphasé par rapport à celui-ci d'un

Le champ électromagnétique en un point P correspond à une onde sphérique de rayon  $r$  ayant pour centre le point A.

En ce point P, le champ magnétique est tangent au parallèle et le champ électrique au méridien.

Pour tous les points de l'espace situés à la même distance du point A, ces champs varient de l'équateur au pôle, suivant la loi :

$$E = H = A \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin \alpha}.$$

angle :  $\varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} AM'$ ,  $AM'$  étant la différence de marche. Mais  $AM' = x \cos \alpha$ .

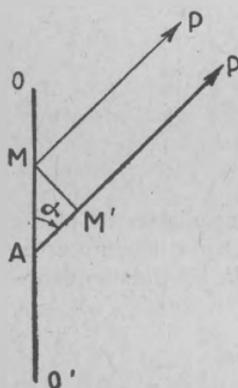


Fig. 109.

Donc :

$$\varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \alpha.$$

Donc ce champ a pour expression :

$$E_x = E_0 e^{-j \frac{\pi x}{2l} \cos \alpha} \cos \frac{\pi x}{2l} \sin \alpha dx.$$

Pour avoir le champ résultant nous devons intégrer de  $-l$  à  $+l$ .

D'où :

$$E = E_0 \sin \alpha \int_{-l}^l e^{-j \frac{\pi x}{2l} \cos \alpha} \cos \frac{\pi x}{2l} dx.$$

En remplaçant  $\cos \frac{\pi x}{2l}$  par l'expression :

$$\frac{e^{j \frac{\pi x}{2l}} + e^{-j \frac{\pi x}{2l}}}{2}$$

on calcule aisément l'intégrale et l'on trouve qu'elle est égale à

$$\frac{\lambda}{\pi} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin^2 \alpha}.$$

En remplaçant  $E_0$  par sa valeur il vient alors :

$$E = \frac{I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha\right)}{\sin \alpha}.$$

cette fonction est représentée par la courbe ci-dessous.

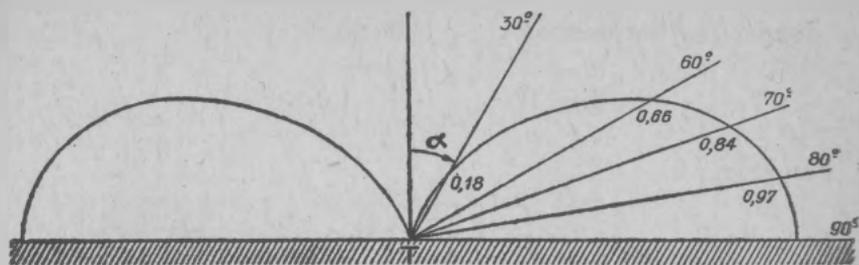


Fig. 110.

Le maximum a lieu dans le plan équatorial ( $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ) où l'amplitude des champs a pour valeur  $E = H = 2 \frac{I_0}{r}$  résultat trouvé précédemment.

Dans le prolongement de l'antenne, l'action est nulle.

CAS D'UNE VIBRATION QUELCONQUE.

Lorsque l'antenne est excitée par un générateur de haute fréquence et qu'elle vibre sur une longueur d'onde  $\lambda$  quelconque, on peut déterminer comme précédemment la valeur des champs à grande distance dans une direction  $\alpha$ .

On trouve :

$$E = H = 2 \frac{I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} l \cos \alpha\right) - \cos \frac{2\pi}{\lambda} l}{\sin \alpha}$$



Fig. 111.

Hauteur effective d'une antenne.

Le rayonnement d'une antenne, dans le plan horizontal c'est-à-dire la grandeur en un point de ce plan des champs électrique et magnétique dus à l'action à grande distance de cette antenne est caractérisée par une grandeur que l'on appelle la hauteur effective de l'antenne et que nous allons définir.

1° Cas d'une antenne verticale.

Considérons le cas simple d'une antenne constituée par un fil vertical OA de longueur  $l$  et réuni à la terre à sa base A.

Quel que soit le mode de vibration c'est-à-dire la distribution des intensités le long de l'antenne, la valeur commune des champs est donnée par l'expression :

$$E = H = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{r} \int_0^{al} I_x dx.$$

Posons :

$$\int_0^{al} I_x dx = 2hI_0.$$

$I_0$  étant l'amplitude du courant à la base de l'antenne.

La grandeur  $h$  ainsi définie est la *hauteur effective de l'antenne*.

2° Cas d'une antenne de forme quelconque.

Pour définir la hauteur effective d'une antenne quelconque, mise à la terre à sa base, considérons un élément AB du conducteur constituant l'antenne.

Soit  $\alpha$  l'angle de cet élément avec la direction BP dans laquelle se trouve le point P où l'on veut évaluer les champs.

Le champ élémentaire en P dû à l'action de l'élément AB =  $dx$  et de son symétrique A'B par rapport au sol, a pour valeur :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{I_x}{r} \sin \alpha dx.$$

La hauteur effective de l'antenne est définie par l'expression (1) :

$$2hI_0 = \int_{A'}^A I_x \sin \alpha dx.$$

(1) Soit D la projection de A sur la direction BP et E la projection de A sur le plan horizontal :

L'action de l'élément AB est :  $I_x \cdot AB \sin \alpha = I_x AD$ .

Donc l'action de l'élément AB est caractérisée par le vecteur AD.

De même l'action de l'élément symétrique A'B est caractérisée par le vecteur DA'.

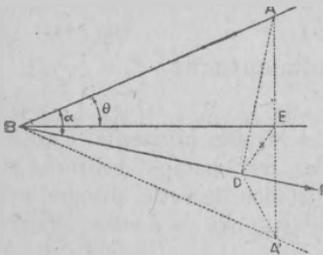


Fig. 112.

On a donc dans le cas général :

$$\int_{A'}^A I_x \sin \theta dx = 2hI_0,$$

l'intégrale étant étendue aux différents conducteurs de l'antenne.

Remarque I. — L'expression précédente s'écrit :

$$h = \frac{1}{I_0} \int_0^l I_x \sin \theta dx,$$

où  $\theta$  est l'angle que fait l'élément  $dx$  avec le plan horizontal.

Nous voyons que la hauteur effective d'une antenne est représentée à un facteur de proportionnalité près par l'aire de la surface totale (prise en valeur algébrique) comprise entre l'antenne et la courbe représentative de l'intensité du courant figurée par un vecteur horizontal.

Si l'on veut comparer par ce procédé les actions à distance des différents types d'antennes étudiés précédemment, en supposant que la longueur du fil est la même et que le ventre d'intensité a la même amplitude on trouve les résultats ci-dessous.

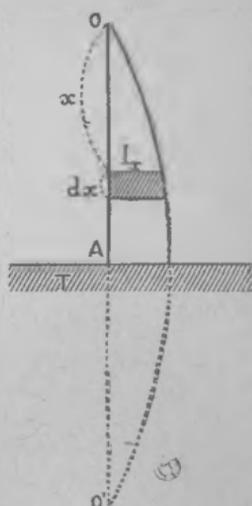


Fig. 113.

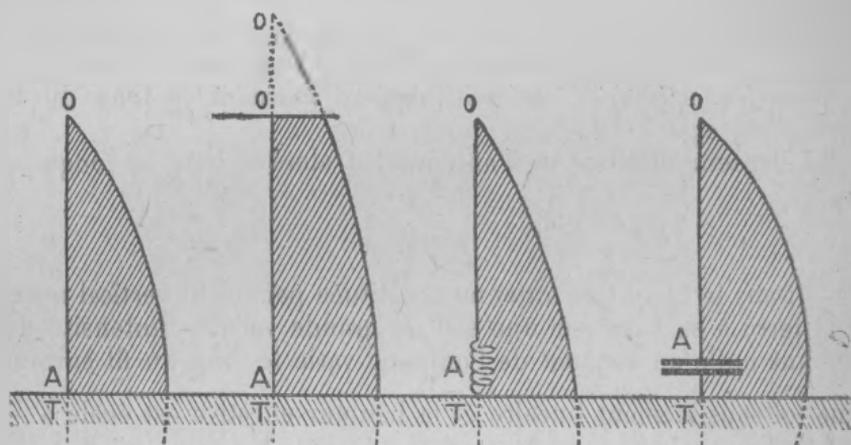


Fig. 114.

On voit en particulier, que pour une longueur d'antenne donnée, lorsqu'on augmente la longueur d'onde d'une antenne en ajoutant une capacité au sommet, on a une action bien plus considérable qu'en intercalant une self-induction à sa base.

Remarque II. — Il faut bien remarquer que la notion de hauteur effective, telle qu'elle vient d'être donnée, tient compte de l'action de l'image virtuelle par rapport au sol, en supposant que celui-ci agit comme un miroir parfait, c'est-à-dire que la terre se comporte comme un corps infiniment conducteur. Il ne faut donc pas exagérer l'importance physique de cette définition qui fait appel à des conditions théoriques que nous savons n'être pas réalisées en pratique.

*Remarque III.* — En outre la valeur de  $h$  dépendant de la répartition des intensités et tensions le long de l'antenne n'est caractéristique de cette antenne que pour une longueur d'onde déterminée.

— Par exemple dans le cas d'une antenne constituée par un fil vertical relié à la terre et vibrant en quart d'onde, on a :

$$I_x = I_0 \sin \frac{\pi x}{2l},$$

d'où :

$$2hI_0 = I_0 \int_0^{2l} \sin \frac{\pi x}{2l} dx = \frac{4l}{\pi} I_0,$$

et :

$$h = 2 \frac{l}{\pi}$$

— Dans le cas d'une antenne constituée par un fil vertical terminé à son extrémité par une capacité de grande valeur (cas d'une antenne en nappe)  $I_x$  est sensiblement constant le long du fil vertical et égal à  $I_0$ .

La hauteur effective de l'antenne est alors égale à la longueur du fil :

$$h = l.$$

— Dans le cas d'une antenne constituée par un fil vertical réuni à la terre à sa base par une self de grande valeur, l'intensité du courant nulle au sommet de l'antenne varie le long du fil suivant une loi sensiblement linéaire et la hauteur effective est égale à  $\frac{l}{2}$ .

### Énergie rayonnée par une antenne.

Nous avons trouvé pour expression de l'énergie rayonnée pendant l'unité de temps par l'oscillateur élémentaire :

$$dW_m = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 V}{\lambda^2} (I_e dx)^2.$$

$I_e$  étant l'intensité efficace.

Nous avons pour cela appliqué le théorème de Poynting, en considérant une sphère de très grand rayon et en observant que la valeur des champs variait le long du méridien de la sphère suivant une loi sinusoïdale.

Dans la mesure où cette hypothèse peut encore être admise nous pouvons obtenir le rayonnement d'une antenne de dimensions finies par une intégration.

Pour l'antenne verticale de longueur  $l$  mise à la terre nous aurons :

$$W_m = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 V}{\lambda^2} \left[ \int_0^{2l} I_x dx \right].$$

Ou en remplaçant l'intégrale par :  $2hI_0$ ,

$$W_m = \frac{32}{3} \pi^2 V \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2 I_0^2.$$

Telle est l'expression de l'énergie totale qui serait émise dans tout l'espace si la terre n'existait pas et si l'antenne était constituée par un fil isolé de longueur  $2l$ .

En fait il n'y a d'énergie rayonnée qu'au-dessus de la surface du sol, c'est-à-dire pratiquement dans une hémisphère.

On a donc :

$$W_m = \frac{16}{3} \pi^2 V \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2 I_0^2.$$

#### RÉSISTANCE DE RAYONNEMENT.

L'expression précédente peut s'écrire :

$$W = RI^2.$$

En posant :

$$R = \frac{16}{3} \pi^2 V \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

Ou en exprimant  $R$  en ohms :

$$R = 160\pi^2 \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

$R$  est la *résistance de rayonnement* de l'antenne.

On peut écrire approximativement :

$$R = 1600 \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

Si l'antenne vibre en quart d'onde :

$$h = \frac{2l}{\pi}, \quad \lambda = 4l, \quad \frac{h}{\lambda} = \frac{1}{2\pi}.$$

La résistance de rayonnement est dans ce cas égale à 40 ohms.

La formule ci-dessus montre que le rayonnement est d'autant plus faible que la longueur d'onde est plus grande par rapport à la longueur d'onde fondamentale.

Les grands postes de Lyon et de Bordeaux dont les antennes sont des nappes horizontales et qui émettent respectivement sur des longueurs d'onde de 15.000 et 18.000 mètres pour une hauteur effective de 150 mètres, ont des résistances de rayonnement de l'ordre de 0,15 ohm.

Cette valeur est d'ailleurs très faible par rapport à la résistance totale, ce qui revient à dire que les pertes d'énergie dans l'antenne émettrice sont très importantes eu égard à l'énergie rayonnée.

*Remarque.* — Les résultats obtenus ci-dessus ne sont valables que si l'on peut admettre une répartition sinusoïdale des champs sur la surface d'onde à grande distance. Il ne pourrait en être ainsi que si les courants étaient en phase tout le long de l'antenne et d'amplitude à peu près constante. L'antenne serait alors assimilable à un dipôle.

Nous avons vu qu'il n'en est rien en général. Les champs à grande distance dans une direction faisant un angle  $\alpha$  avec la verticale ne sont pas proportionnels à  $\sin \alpha$ . Ils sont donnés par la relation :

$$E = H = 2 \frac{I_0}{r} \frac{\cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} l \cos \alpha \right) - \cos \frac{2\pi}{\lambda} l}{\sin \alpha} \quad \bullet$$

Si l'on applique le théorème de Poynting en tenant compte de cette expression on trouve pour une antenne vibrant en quart d'onde une résistance de rayonnement de 36,6 ohms au lieu de 40 ohms.

La même antenne vibrant sur le premier harmonique a une résistance de rayonnement de 52 ohms. Sur les harmoniques supérieurs, la résistance est donnée par l'expression suffisamment approchée :

$$R = 36,04 + 15 \log (2K + 1),$$

K étant l'ordre de l'harmonique.

### § 5. Propagation des ondes électromagnétiques.

En étudiant plus haut le rayonnement des antennes, nous avons supposé que la terre était plane et que le sol était parfaitement conducteur.

En fait, on doit se demander comment, malgré la courbure de la terre, une partie de l'énergie rayonnée par un émetteur, parvient aux distances les plus grandes. L'idée qui prit forme la première, parce qu'elle faisait appel à une analogie optique, fut d'attribuer

cette propagation à un phénomène de diffraction : mais l'expérience prouva que l'énergie réellement captée par un récepteur était considérablement supérieure à celle que la théorie de la diffraction permettrait d'évaluer. C'était dire, sans nier l'existence de ce phénomène, que la diffraction n'agissait pas seule. Dès lors, le champ restait ouvert à d'autres hypothèses et l'on a successivement supposé que le rayonnement était le fait d'une onde de surface glissant le long de la surface terrestre, à la manière d'un courant de haute fréquence le long d'une ligne télégraphique, ou que les hautes couches de l'atmosphère, rendues conductrices par l'ionisation solaire, renvoyaient vers le sol les ondes incidentes.

Dans cette dernière hypothèse, l'énergie serait comme canalisée entre deux couches conductrices; la surface terrestre et la nappe ionisée de l'atmosphère (couche de Heaviside Kennelly), dont l'altitude doit varier de 80 à 100 kilomètres.

Il semble donc, dans l'état actuel des connaissances, qu'il faille envisager dans tout rayonnement, un rayonnement de surface, parallèle au sol, et un rayonnement d'espace, dirigé obliquement vers la haute atmosphère. Nous allons indiquer, sommairement, les caractères de l'un et de l'autre.

#### A. Propagation des ondes le long du sol.

L'énergie rayonnée le long du sol subit une absorption plus ou moins rapide suivant la nature du sol et les obstacles rencontrés.

##### INFLUENCE DE LA NATURE DU SOL.

Nous avons vu que dans le cas idéal d'un sol parfaitement conducteur, le champ électrique serait vertical. En réalité la conductibilité du sol n'est pas infinie. Elle varie avec la nature du terrain dans des proportions parfois notables. Elle est en particulier beaucoup plus grande pour l'eau de mer que pour la terre. Dans ces conditions, le champ électrique n'est plus vertical. Il est incliné suivant la direction de la propagation et a par conséquent une composante horizontale  $e_h$ .

Cet effet s'accroît avec la diminution de conductibilité (sol sec) sans que d'ailleurs en aucun cas la direction du champ magnétique cesse d'être parallèle à la surface terrestre.

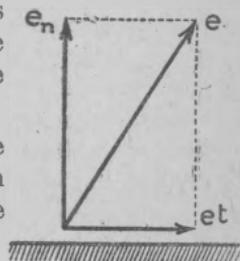


Fig. 115.

Dans le cas d'un sol mauvais conducteur on voit en effet que l'existence d'une composante horizontale du champ électrique, implique la naissance de courants qui pénètrent d'autant plus profondément dans le sol que sa conductibilité est plus faible.

L'énergie correspondant au passage de ces courants dans le sol est soustraite du rayonnement et dépensée en chaleur Joule. On dit qu'il y a *absorption*.

L'amortissement des ondes ne comprend donc pas seulement l'amortissement dû à la propagation elle-même; mais encore un amortissement d'absorption dans le sol. Dans ces conditions l'amplitude des ondes décroît plus vite que l'inverse de la distance.

A la surface de la mer (conducteur presque parfait), la composante horizontale du champ électrique est sensiblement nulle. L'onde glisse sans absorption notable et les portées atteintes sont beaucoup plus considérables.

#### INFLUENCES DES ACCIDENTS DE TERRAIN.

Les accidents de terrain (collines, montagnes, arbres, maisons...), sont, à des degrés différents avec leur conductibilité, des obstacles à la propagation des ondes.

Si l'obstacle est peu conducteur, il se comporte comme un diélectrique et les ondes se propagent au travers, en subissant un affaiblissement qui croît avec la fréquence.

Si la conductibilité de l'obstacle est notable, mais son relief peu accentué, l'onde glisse à la surface.

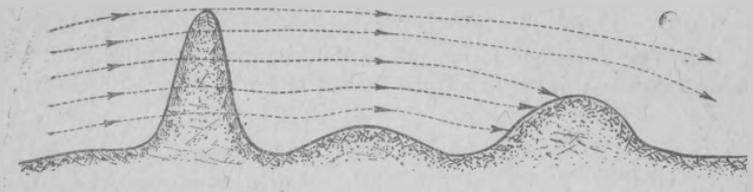


Fig. 116.

Si l'obstacle est bon conducteur et son relief très accentué, les ondes se diffractent et se réfléchissent; il existe donc derrière l'obstacle une zone d'ombre plus ou moins étendue que l'on a observée fréquemment dans les montagnes et au pied des falaises élevées.

Si, au voisinage d'un poste récepteur, et dans la direction de l'émetteur, la végétation est abondante, des courants prennent naissance dans les végétaux et soustraient de l'énergie aux ondes : la réception est affaiblie. L'énergie soustraite aux ondes incidentes par un conducteur quelconque est d'autant plus grande que celui-ci à une période propre d'oscillation voisine de la période de l'onde incidente.

Il faut également tenir compte des pertes d'énergies dues à l'induction directe sur des corps voisins, des courants de haute fréquence parcourant l'antenne d'émission et éviter de placer celle-ci à proximité d'arbres ou de conducteurs (constructions métalliques).

Il peut aussi se produire entre les ondes réfléchies par les obstacles et les ondes incidentes des phénomènes d'interférences donnant lieu soit à des affaiblissements, soit à des renforcements.

*Remarque.* — En fait, la diffraction intervient toujours dans une large mesure et d'autant plus que la longueur d'onde est plus grande. Pour les ondes très courtes, de l'ordre de quelques mètres la diffraction est très réduite, et dans la zone où n'interviennent que les ondes de surface, le rayonnement électrique se comportant comme des rayons lumineux, ne semble pouvoir être perçu que dans des conditions de visibilité directe entre l'émetteur et le récepteur.

### B. Propagation des ondes dans l'espace.

Dès le début de la T. S. F. on a constaté l'influence variée des divers états atmosphériques sur la portée des émissions.

L'intensité des signaux reçus s'est montrée généralement plus intense la nuit que le jour, soumise d'ailleurs à des variations saisonnières, diverses même instantanées (*fading*). On a, tout d'abord, attribué ces fluctuations à une ionisation solaire, différente de celle qui crée la couche conductrice de la haute atmosphère. Celle-ci est permanente; l'autre qui se manifesterait seulement en régime diurne, serait due à l'ionisation par des radiations solaires de très courte longueur d'onde (en particulier par le rayonnement solaire ultra-violet).

Or, les résultats obtenus depuis peu d'années, à très grande distance, au moyen d'émissions d'ondes courtes, même à très faible puissance, semblent conduire à expliquer les variations d'origine atmosphérique non seulement par une absorption plus ou moins sensible des ondes, mais surtout par des modifications qui viendraient affecter les conditions géométriques de leur propagation dans l'espace.

En fait, s'il est vrai que l'énergie rayonnée vers la haute atmosphère y soit soumise à des réfractions successives, puis à une réflexion qui la ramènent vers la terre<sup>(1)</sup>, on pourra trouver dans les changements d'état et les déplacements des couches ionisées atmosphériques la cause essentielle des phénomènes constatés.

### C. Ondes courtes.

L'énergie de l'onde de surface est très rapidement absorbée, dans le cas des ondes courtes, car lorsque la fréquence devient très élevée, les courants de conduction qui se développent dans

---

(1) On peut admettre que les ondes rayonnées vers la haute atmosphère subissent dans les couches de l'atmosphère plus ou moins ionisées des réfractions successives comme dans le phénomène du mirage optique. Puis si elles arrivent à une couche dont l'indice de réfraction a une valeur convenable, sous un angle correspondant à la réflexion totale, elles sont réfléchies et redescendent vers la terre.

le sol ou dans les obstacles quelque peu conducteurs et les pertes observées dans les diélectriques par hystérésis diélectrique (1) deviennent assez importants pour dissiper en chaleur une fraction notable de l'énergie. Seule, interviendra pour la réception à grande distance, l'énergie rayonnée vers la haute atmosphère, puis réfléchié (après réfraction) vers la terre.

Les effets à grande distance dépendent d'ailleurs de la longueur d'onde, sans qu'il soit encore possible de les exprimer par une loi. Ainsi, tandis que les ondes d'environ 100 mètres et au-dessus n'atteignent de grandes portées que la nuit, on a pu, en employant des ondes plus courtes encore (30 mètres à 10 mètres par exemple), obtenir, pendant le jour, des portées considérables (10.000 kilomètres et plus avec quelques kilowatts). D'autre part, les résultats dépendent dans une large mesure des emplacements des postes récepteurs. L'intensité des signaux est souvent beaucoup plus faible à petite distance qu'aux plus grandes distances. Sans doute se trouve-t-on, dans ce cas, hors de la zone d'action des ondes de surface et en deçà de celles où les ondes réfractées et réfléchies dans la haute atmosphère, viennent rencontrer le sol.

#### D. Ondes très courtes.

Les ondes très courtes inférieures à une dizaine de mètres se comportent d'une façon toute différente. On n'a jamais observé par exemple pour des ondes inférieures à 8 mètres les grandes portées réalisées avec celles de 15 à 20 mètres. Il est probable que l'ionisation de la couche d'Heaviside est insuffisante pour assurer la réflexion de ces courtes ondes. Leur propagation dans l'espace est assez voisine de celle des ondes lumineuses, et comme il a été dit plus haut, le rayonnement ne peut en être perçu que dans des conditions de visibilité directe entre les postes correspondants. Ces ondes n'en présentent pas moins de réels avantages sur les ondes lumineuses car elles sont infiniment moins diffusées par la brume ou le brouillard et sont aussi mieux diffractées par les obstacles matériels. Elles permettent aussi grâce à un appareillage simple de prolonger une liaison téléphonique ordinaire par une liaison radiotéléphonique, sans transit.

#### Conclusions.

Quoi qu'il en soit, et en dépit de toutes les hypothèses émises, es lois physiques de la propagation des ondes nous sont encore peu connues. Ces lois auraient d'ailleurs à tenir compte pour une grande part, des phénomènes d'ordre météorologique.

Certaines formules ont été proposées; les unes théoriques établies dans une hypothèse simple et ne rendant compte que d'une partie des phénomènes (diffraction : formule de Van der Pol), les autres

---

(1) Voir annexe I § 3. Pénétration des ondes dans les conducteurs.

empiriques, c'est-à-dire correspondant à certaines conditions expérimentales déterminées et valables seulement dans les limites de ces conditions.

Parmi ces dernières, la formule, dite d'Austin Cohen, établie au cours d'expériences effectuées en 1913 entre une station réceptrice à terre et un navire émetteur (jusqu'à 3.800 kilomètres), est particulièrement connue et utilisée (1) :

$$I_r = I_e \frac{10^{-3} \pi}{R} \frac{h_e h_r}{AD \sqrt{1 + \frac{\delta_e}{\delta_r}}} e^{-0,0015 \frac{D}{\Lambda}} \sqrt{\Lambda}$$

$I_e$  et  $I_r$  intensités des courants d'émission et de réception (en ampères).

$h_e$  et  $h_r$  hauteurs effectives des antennes d'émission et de réception (en kilomètres).

$R$  résistance de l'antenne réceptrice (en ohms).

$\Lambda$  longueurs d'onde (en kilomètres).

$D$  distance (en kilomètres).

$\delta_e$  décrement des ondes émises ( $\delta_e = 0$  dans le cas des ondes entretenues).

$\delta_r$  décrement de l'antenne réceptrice.

De cette formule, où la variation du terme exponentiel  $e^{-0,0015 \frac{D}{\Lambda}}$  en fonction de  $\Lambda$  est très rapide, on peut déduire qu'il y a avantage à choisir de grandes longueurs d'onde pour les grandes distances et de petites longueurs d'onde pour les petites distances.

En effet, on peut dire dans une certaine mesure que les ondes courtes, en raison de leur fréquence plus grande ont un rayonnement plus intense que les ondes longues et qu'à énergies d'émission égales, leurs effets sont théoriquement plus grands, mais qu'au delà d'une certaine distance les ondes longues, moins rapidement absorbées, reprennent l'avantage.

(1) Cette formule est utilisée pour calculer la hauteur effective d'une antenne d'émission, d'après la mesure du champ, à une distance  $D$  de cette antenne. On lui donne dans ce cas la forme ci-après :

$$h_e I_r = C \frac{10^{-3}}{120\pi} \Lambda D \sqrt{1 + \frac{\delta_e}{\delta_r}} e^{0,0015 \frac{D}{\Lambda}} \sqrt{\Lambda}$$

$C$  : champ, en microvolts par mètre correspond à  $\frac{R I_r}{h_e} 10^3$  de la première formule.

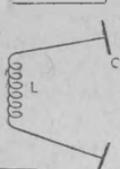
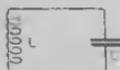
En fait, la formule d'Austin-Cohen est d'un emploi commode lorsqu'on se trouve assez près des *conditions* d'expériences dans lesquelles elle a été établie (ondes longues et moyennes). Mais elle est complètement en défaut pour les ondes courtes, ainsi qu'il ressort des résultats indiqués plus haut.

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE IV.

### Étude des antennes.

#### VIBRATIONS DES ANTENNES.

L'antenne est un circuit ouvert qui comporte en général un système de conducteurs sensiblement rectilignes, et présentant un certain développement, qu'on appelle *l'aérien*, et une réactance de réglage formée par une combinaison de self-inductions et de capacités.



L'antenne simple formée par un conducteur linéaire isolé à ses extrémités peut être considérée comme la limite d'un circuit fermé dont on ouvre progressivement les armatures du condensateur en étirant le fil de la bobine.

Dans ces conditions on peut admettre que la self-induction et la capacité, localisées dans la bobine et le condensateur du circuit fermé sont réparties tout le long d'une antenne.

Une telle antenne comme le circuit fermé peut être le siège d'oscillations naturelles, d'oscillations forcées ou d'oscillations auto-entretenues.

Fig. 117.

#### A. OSCILLATIONS NATURELLES.

Les oscillations naturelles se manifestent chaque fois que l'état d'équilibre électrique se trouve rompu, soit qu'une certaine quantité d'énergie électrique préalablement emmagasinée dans le circuit se dissipe graduellement, soit qu'une f. e. m. ou un choc électrique agissant sur l'antenne fasse apparaître de l'énergie magnétique.

Elles se distinguent des oscillations libres du circuit fermé en ce que :

1° L'intensité du courant a une amplitude variable tout le long du conducteur.

2° Il n'y a pas une période unique, mais une infinité de périodes. Celles-ci ne sont d'ailleurs pas quelconques.

La plus grande valeur qu'elles puissent prendre et qui est déterminée par les constantes caractéristiques du circuit, c'est-à-dire sa self-induction et sa capacité unitaires  $L_1, C_1$ , et sa longueur, s'appelle la période fondamentale ou *période fondamentale*  $T_0$ . Les autres valeurs des périodes sont des sous-multiples de la période fondamentale (1). Ce sont les périodes des *harmoniques*.

D'une manière générale, en chaque point du conducteur le courant, et aussi la tension par rapport au sol, résultent de la superposition d'une oscillation dont la période est  $T_0$  et d'un nombre plus ou moins grand d'harmoniques.

Si l'on porte en chaque point du fil sur une perpendiculaire à ce fil une longueur égale à l'amplitude du courant en ce point, en joignant tous les points d'un trait continu, on obtient une courbe qui représente la vibration du conducteur. On peut faire de même en ce qui concerne le potentiel. Si l'on néglige la résistance du conducteur les courbes ainsi obtenues correspondant à un harmonique donné sont des sinusoides.

À une extrémité isolée du fil l'amplitude du courant est constamment nulle.

Si le fil est mis à la terre à une extrémité, le potentiel de ce point est égal au potentiel du sol c'est-à-dire nul.

Ces conditions déterminent les périodes d'oscillations possibles. Les conditions initiales ( $t = 0$ ) déterminent les amplitudes des différents harmoniques.

Si l'on ne considère que l'une quelconque des vibrations, la fondamentale ou un harmonique donné, on peut envisager la répartition du courant à un instant donné le long du conducteur comme résultant de la superposition en ce point, de deux perturbations électriques se propageant en sens inverse avec la même vitesse

$u = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$  très sensiblement égale à la vitesse de la lumière. Ce sont des ondes de courant ou de potentiel.

Dans le cas d'un fil isolé à une extrémité on peut considérer l'une des ondes de courant comme provenant de la réflexion de l'autre à cette extrémité. Il en est de même pour l'une des ondes de potentiel dans le cas d'un fil mis à la terre.

La superposition en un point donné de l'onde directe et de l'onde réfléchie donne la vibration en ce point. Il ne subsiste plus aucune trace de propagation dans les ondes résultantes. On dit que ce sont des *ondes stationnaires*.

On peut se représenter la vibration d'un fil en imaginant que la sinusoïde correspondant à la valeur de la période que l'on considère, s'enfle et se contracte successivement, avec cette période.

À un instant donné la vibration est représentée par des courbes ayant la forme ci-dessous :

(1) Seulement dans le cas d'un simple fil. Elles en diffèrent légèrement pour une antenne complexe comportant une réactance de réglage.

— Pour un fil de longueur  $l$  isolé dans l'espace, la période fondamentale est égale à  $T_0 = \frac{2l}{V}$  et les périodes des harmoniques sont



données par la relation :

$$T_k = \frac{T_0}{K}$$

où  $K$  est un nombre entier quelconque.

A la période  $T_0$  correspond une longueur d'onde de propagation :

$$\lambda_0 = VT_0 = 2l.$$

Et d'une manière générale :  $\lambda_k = \frac{2l}{K}$ .

Fig. 118.

— Pour un fil mis à la terre à une extrémité, on a :

$$\left. \begin{array}{l} \text{Pour la fondamentale : } T_0 = \frac{4l}{V}, \quad \lambda_0 = VT_0 = 4l. \\ \text{Pour l'harmonique } K : T_k = \frac{4l}{(2K+1)V}, \quad \lambda_k = VT_k = \frac{4l}{2K+1}. \end{array} \right\}$$

La vibration est la même que si la terre n'existant pas le fil était prolongé d'une longueur égale au delà de sa base.

Dans le cas de la vibration fondamentale, la longueur du fil isolé est égale à une demi-longueur d'onde. On dit que l'antenne vibre en demi-onde. Le fil mis à la terre a pour longueur le quart de la longueur d'onde. On dit qu'il vibre en quart d'onde.

Quelle que soit la vibration de l'antenne en des points du conducteur situés à une distance de l'extrémité isolée égale à un multiple de  $\frac{\lambda}{2}$ , l'intensité du courant est constamment nulle et le potentiel à une amplitude maximum. Ce sont des nœuds de courant et des ventres de potentiel.

En des points situés à une distance égale à un nombre impair de fois  $\frac{\lambda}{4}$ , l'amplitude du courant est maximum et le potentiel est constamment nul. Ce sont des ventres de courant et des nœuds de potentiel.

— Si au lieu d'être mis à la terre, le fil est connecté à un corps de capacité finie la longueur d'onde fondamentale est intermédiaire entre celle du fil isolé (capacité nulle) et celle du fil mis à la terre (capacité infinie). Elle est donc comprise contre  $2l$  et  $4l$  c'est le cas de l'antenne pendante d'avion pour laquelle la masse métallique de l'appareil joue le rôle de condensateur.

#### *Effet de la réactance du réglage.*

La longueur d'onde fondamentale et les harmoniques peuvent être modifiés par l'adjonction dans l'antenne de self-induction et de capacité localisées.

Un condensateur placé à la base diminue la longueur d'onde propre d'une antenne et d'autant plus que la capacité est plus petite. A la limite, lorsque la capacité est nulle, l'antenne est coupée et vibre en demi-onde. La capacité ne peut donc pas réduire la longueur d'onde de plus de moitié.

Une bobine de self-induction placée à la base augmente la longueur d'onde.

#### B. OSCILLATIONS FORCÉES.

Les oscillations forcées des antennes peuvent être provoquées de deux manières :

— Soit par une source d'oscillations entretenues agissant en un point donné; c'est le cas d'une antenne d'émission excitée par un alternateur.

— Soit par le champ électromagnétique extérieur, en tous les points du circuit. C'est le cas de l'antenne de réception.

Dans tous les cas, si le circuit ouvert est soumis à une f. e. m. sinusoidale de période  $T$ , après un régime transitoire de très courte durée pendant lequel se manifestent les oscillations libres du circuit, celui-ci devient le siège d'une oscillation sinusoidale de période  $T$ . C'est le régime permanent. Si la période imposée par la source est égale à la période propre fondamentale de l'antenne ou à celle d'un harmonique, le courant atteint une amplitude, maximum. Il y a résonance. Mais la résonance est d'autant moins nette qu'elle correspond à un harmonique d'ordre plus élevé parce que la résistance de l'antenne croît avec le rang de l'harmonique.

#### C. OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES.

Les oscillations auto-entretenues des antennes sont obtenues de la même manière que celles des circuits fermés. Ce sont de semblables oscillations que l'on met en jeu dans les postes à arcs ou à lampes.

#### **Analogies mécaniques.**

Les vibrations électriques des antennes sont comparables aux vibrations élastiques des cordes tendues. Pinçons une corde de violon en un point et lâchons-la. L'énergie potentielle que nous

lui avons communiquée en la déplaçant de sa position d'équilibre se transforme en énergie cinétique, et se dissipe peu à peu en chaleur, par suite de la résistance que le milieu oppose au mouvement.

La corde vibre. Elle exécute de part et d'autre de sa position d'équilibre, des oscillations dont l'amplitude va en décroissant et qui disparaissent plus ou moins vite. L'œil ne peut suivre la corde dans son mouvement, mais du fait de la persistance des impressions rétiniennees, il perçoit simultanément l'ensemble des positions successivement occupées par la corde pendant environ  $1/16$  de seconde. La corde paraît renflée.

Vibrant sur une période fondamentale, elle offre l'aspect d'un fuseau.

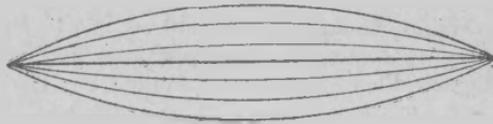


Fig. 119.

Les positions extrêmes des différents points, sont réparties sur une sinusoïde qui est l'image de la sinusoïde représentant la répartition des amplitudes du courant le long d'un fil isolé à ses deux extrémités.

A l'élongation c'est-à-dire au déplacement transversal de part et d'autre de la position d'équilibre correspond l'intensité du courant. A la tension élastique de la corde correspond la tension électrique du conducteur, c'est-à-dire le potentiel. Le son rendu par la corde vibrante a pour hauteur la fréquence  $\mathcal{F}$  de vibration. La vibration réelle résulte de la superposition d'une vibration fondamentale et d'un plus ou moins grand nombre d'harmoniques. Ce sont ces harmoniques qui donnent au son perçu son timbre caractéristique. La corde vibrante, oscillant librement est donc l'image fidèle de l'antenne.

Les oscillations naturelles peuvent être obtenues aussi par choc; comme cela a lieu pour les cordes d'un piano qui sont frappées par un petit marteau commandé par la touche.

*Les vibrations forcées des cordes vibrantes* peuvent être provoquées par un système mécanique quelconque. On peut imaginer par exemple qu'une pince fixée à la corde en un de ces points soit animée par un mécanisme d'un mouvement de va-et-vient de fréquence donnée. La corde vibre avec la même fréquence, même si celle-ci est différente de sa fréquence propre de vibration. Si  $\mathcal{F}$  est de l'ordre des fréquences musicales, l'oreille perçoit le son correspondant. Mais pour une force alternative donnée, l'amplitude de vibration de la corde est maximum lorsque les deux fréquences sont égales, c'est-à-dire à la résonance.

La pince qui imprime à la corde le mouvement de va-et-vient forcé de fréquence  $\mathcal{F}$  joue le rôle de l'alternateur excitant une antenne. Cet exemple peut nous permettre de comprendre comment

la vibration d'une antenne peut résulter de la superposition de deux ondes de courant ou de tension se propageant en sens contraire avec la même vitesse. Au lieu de tendre la corde entre deux points, fixons-la à l'une de ses extrémités  $o'$  et saisissons-la à l'autre en  $o$ .

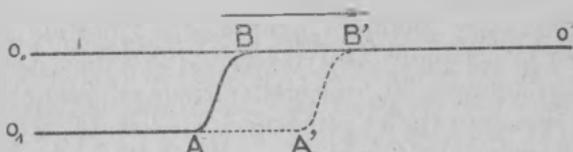


Fig. 120.

Abaissons brusquement la main de  $o$  en  $o_1$ . La corde ne s'abaisse pas immédiatement sur toute sa longueur. Tous ses points s'abaissent, mais successivement. Le mouvement de chaque point de la corde constitue une perturbation qui se propage de proche en proche, de sorte qu'au bout d'un certain temps, la corde a pris la forme  $O_1ABO'$ , puis un instant après la forme  $O_1A'B'O'$ . La sinuosité  $AB$  s'éloigne avec une vitesse constante que l'œil suit aisément, et en conservant toujours la même forme.

Si au lieu d'abaisser simplement la corde, on donne à l'extrémité un mouvement alternatif de va-et-vient, tous les points de la corde entrent successivement en mouvement de la même manière.

La perturbation élastique se propage le long du fil comme la perturbation électrique le long du conducteur. C'est l'onde incidente.

Parvenue au point  $o'$ , la sinuosité  $AB$  change de sens et se propage à son tour vers le point  $o$  avec la même vitesse. C'est l'onde réfléchie. Si le mouvement du point  $o$  est périodique, à un instant donné le mouvement de la corde en chaque point résulte de la superposition de l'onde d'aller et de l'onde de retour. Mais cette fois, l'œil ne perçoit plus une perturbation qui se propage sinon une succession de fuseaux dont les extrémités sont fixes. La composition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie a donné des ondes stationnaires.

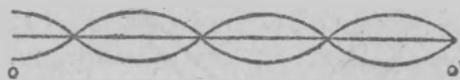


Fig. 121.

Les points immobiles aux extrémités de chaque fuseau sont des nœuds. Les points où l'élongation de la corde est maximum, sont des ventres.

La longueur d'un fuseau est égale à une demi-longueur d'onde.

Elle dépend donc de la période du mouvement alternatif imposé au point  $o$ . Lorsque celle-ci est égale à la période propre de la corde vibrante, l'amplitude du mouvement, c'est-à-dire l'épaisseur des fuseaux est la plus grande possible.

Il y a résonance comme dans le cas de l'alternateur excitant une antenne accordée sur sa période propre.

— On peut également trouver une analogie mécanique intéressante du phénomène d'excitation d'une antenne de réception par le champ électromagnétique. Disposons parallèlement deux cordes identiques, dont les périodes propres de vibration soient peu différentes et provoquons les vibrations de l'une. Les molécules d'air mises en mouvement transmettent leur mouvement aux molécules d'air voisines jusqu'à l'autre corde, de telle sorte qu'en chacun de ses points celle-ci se trouve soumise à l'action des molécules en contact qui lui impriment leur mouvement. L'excitation est répartie tout le long de la corde. Le mouvement alternatif des molécules d'air provoqué par la corde que l'on fait vibrer est l'image de la variation du champ électromagnétique provoqué par l'antenne d'émission. Si les périodes propres des deux cordes sont très différentes, la seconde vibre très peu. Si elles sont égales, tous les points de la corde étant excités en phase, la vibration de la corde peut atteindre une amplitude assez grande pour être nettement perceptible à l'œil.

*Les vibrations d'une corde tendue peuvent être entretenues.* — L'archet qui fait vibrer une corde de violon, entretient ses oscillations. Il exerce sur la corde en un point donné une traction continue toujours de même sens, sans toutefois empêcher la corde de vibrer. Cet archet joue le rôle de la source d'énergie continue que nous trouverons dans les postes à arc et dans les postes à lampes, et qui intervient d'une manière intermittente, pour rendre au système oscillant l'énergie perdue pendant les oscillations.

Tant que l'archet frotte sur la corde avec la même force, l'amplitude de vibration reste constante. La vibration est entretenue.

L'archet peut entretenir aussi les vibrations harmoniques de la corde. En exerçant avec son doigt une légère pression en un point convenable de celle-ci, le violoniste impose à la corde en ce point un nœud de vibration. Si la pression est assez légère pour que la



Fig. 122.

vibration puisse se transmettre à la partie  $Ao$  isolée de l'archet, toute la corde vibre avec un nœud en A. Si la pression est trop forte, tout se passe comme si la partie  $oA$  était supprimée et la corde fixée en A. C'est en réalité la corde  $Ao'$  qui vibre alors sous l'action de l'archet.

### Rayonnement d'une antenne.

Le rayonnement d'une antenne est caractérisé par la grandeur des champs électrique et magnétique engendrés à distance par les oscillations de haute fréquence de l'antenne.

Pour étudier le rayonnement d'une antenne de forme quelconque, on considère chacun de ses éléments comme un oscillateur élémentaire et l'on cherche la résultante de tous les champs élémentaires.

Un élément de conducteur de longueur  $dx$  parcouru par un courant alternatif d'intensité  $I$ , produit dans le voisinage un champ électrique et un champ magnétique dont les amplitudes décroissent très rapidement avec la distance. Mais ces champs dits statiques, produisent des champs induits dont l'amplitude est notable si la fréquence est élevée. Ces derniers décroissent seulement en raison inverse de la distance. Ils subsistent seuls à grande distance de l'élément et constituent l'onde électromagnétique.

Dans le plan équatorial, l'amplitude de ces deux champs a pour valeur :

$$E = H = \frac{2\pi l dx}{\lambda r}.$$

En appliquant la règle énoncée ci-dessus, on en déduit le rayonnement d'un oscillateur quelconque lorsqu'on connaît la répartition du courant le long du circuit.

Dans le cas d'un circuit fermé de dimensions faibles par rapport à la longueur d'onde le courant a même amplitude en tous les points. Il s'ensuit que les actions des différents éléments du circuit se retranchent deux à deux, et que le rayonnement est très faible.

Dans le cas d'une antenne vibrant sur sa période fondamentale les effets résultant de tous les éléments du circuit sont en phase et s'ajoutent. Aussi a-t-on recours en général pour l'émission à des oscillateurs ouverts. Lorsque l'antenne est mise à la terre, celle-ci qu'on peut assimiler à un conducteur parfait se comporte vis-à-vis des ondes électriques comme un miroir vis-à-vis des ondes lumineuses. Elle les réfléchit. Le rayonnement dans une direction résulte de la superposition des actions de tous les éléments de l'antenne et des actions des éléments symétriques par rapport à la surface du sol.

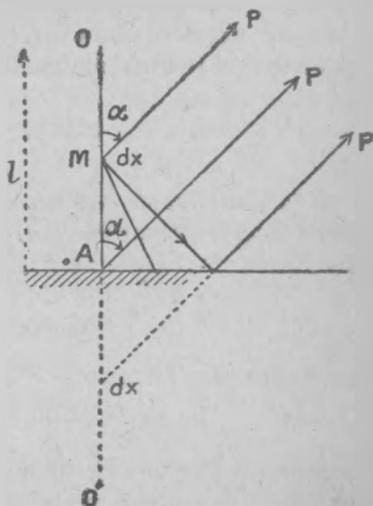


Fig. 123.

On peut donc déterminer le rayonnement d'une antenne verticale mise à la terre en supposant celle-ci prolongée d'une lon-

gueur égale à l'intérieur du sol, et sans tenir compte de la terre.

Les champs d'une antenne verticale vibrant en quart d'onde, ont pour amplitude à grande distance  $r$  dans le plan horizontal :

$$E = H = g \frac{I_0}{r}.$$

En dehors de ce plan, l'amplitude diminue, elle est nulle dans le prolongement de l'antenne.

Si l'antenne ne vibre pas en quart d'onde, les valeurs des amplitudes sont différentes.

Elles sont données par l'expression :

$$E = H = \frac{4\pi I_0 h}{\lambda r}.$$

où  $h$  est une grandeur caractéristique de l'antenne et de son mode particulier de vibration qu'on appelle la hauteur effective.

On peut représenter le rayonnement à grande distance dans le plan horizontal par la surface comprise entre l'antenne et la courbe représentative de l'amplitude de l'intensité. On en déduit qu'il est préférable au point de vue du rayonnement, d'augmenter la longueur d'une antenne au moyen d'une capacité au sommet plutôt que par une self-induction intercalée à sa base. C'est pourquoi on utilise le plus souvent des antennes multifilaires formées de plusieurs conducteurs rayonnants généralement égaux. La longueur d'onde propre est plus grande que quatre fois la longueur d'un des fils ; le rayonnement et l'amortissement croissent avec le nombre et l'écartement des brins.

#### ÉNERGIE RAYONNÉE PAR UNE ANTENNE

L'énergie totale rayonnée par une antenne est proportionnelle à sa hauteur effective et au carré de l'intensité du courant à sa base.

Cette énergie peut se mettre sous la forme :

$$W = R I_{0\text{eff}}^2.$$

$R$  est la résistance de rayonnement de l'antenne.

A cette énergie rayonnée correspond un amortissement des oscillations libres de l'antenne.

#### CIRCUIT ÉQUIVALENT.

La formule de Thomson :

$$T = 2\pi \sqrt{LC}$$

ne s'applique pas aux oscillateurs ouverts.

Toutefois, il est commode de représenter la période d'un tel oscillateur par une formule analogue :

$$T = 2\pi \sqrt{L_e C_e}$$

où  $L_e$  et  $C_e$  représentent des self-induction et capacité convenablement choisies. Ce sont les self-induction et capacité *effectives* de l'antenne.

En mesurant la période propre d'une antenne, puis la période de la même antenne modifiée par l'adjonction d'un condensateur ou d'une bobine de self-induction à sa base, on peut moyennant certaines précautions, calculer la self-induction et la capacité effectives de cette antenne.

La connaissance de ces grandeurs permet d'autre part, de constituer un circuit fermé, vibrant avec la même période que l'antenne.

Ce circuit qu'on appelle *antenne fictive* est utilisé pour l'essai et l'étalonnage des postes, parce qu'il rayonne très peu et ne gêne pas les réceptions voisines.

#### PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Le rayonnement électromagnétique atteint des distances considérables. On avait pensé tout d'abord que les ondes se diffractant, comme les ondes lumineuses, et d'autant plus que leur longueur est plus grande, contournaient les obstacles à la surface de la terre pour atteindre des points éloignés. Mais l'expérience prouva que la diffraction n'agissait pas seule et l'on a été conduit à imaginer que l'énergie émise par le poste émetteur était canalisée entre deux couches conductrices; la surface de la terre d'une part, et d'autre part une nappe ionisée des hautes couches de l'atmosphère.

L'énergie rayonnée le long de la surface terrestre subit une absorption suivant la nature du sol et les obstacles rencontrés. La conductibilité du sol n'est pas en effet infinie, et l'absorption est d'autant plus grande que le sol est moins conducteur. Cela explique que sur mer les portées atteintes ont toujours été supérieures aux portées réalisées sur les continents.

D'autre part, la végétation et les masses conductrices, absorbent de l'énergie. Enfin, il peut se produire entre les ondes réfléchies par les obstacles et les ondes incidentes des phénomènes d'interférence donnant lieu soit à des affaiblissements, soit à des renforcements.

L'état atmosphérique, l'heure et la saison ont aussi une influence à des degrés divers sur la propagation.

La propagation des ondes courtes est encore mal connue.

---

#### FORMULES À RETENIR.

— Vitesse de propagation d'une perturbation électrique le long d'un conducteur :

$$\bar{U} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \left\{ \begin{array}{l} L_1 \text{ self-induction unitaire.} \\ C_1 \text{ capacité unitaire.} \end{array} \right.$$

U est peu différent de  $V = V = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ .

— Vibration d'un conducteur :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_x = I_k \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} x \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt, \\ v_x = -I_k \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cos \frac{2\pi}{\lambda_k} x \sin \frac{2\pi}{\lambda_k} Vt. \end{array} \right.$$

— Longueur d'onde fondamentale d'un fil isolé :  $\lambda = \rho l$ .

— Longueur d'onde fondamentale d'un fil mis à la terre à une extrémité :  $\lambda = 4l$ .

— Réactance d'une antenne constituée par un fil vertical mis à la terre et excitée sur une longueur d'onde  $\lambda$  :

$$S = - \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \cot \frac{2\pi}{\lambda} l.$$

— Rayonnement de l'oscillateur élémentaire dans le plan équatorial :

$$E = H = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{r} \frac{dx}{dt} \left\{ \begin{array}{ll} E & \text{en UES. CGS} \\ H & \text{en UEM. CGS} \end{array} \right.$$

— Energie moyenne rayonnée par l'oscillateur élémentaire :

$$W = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 V}{\lambda^2} (L dx)^2.$$

— Résistance de rayonnement d'une antenne :

$$R = 160\pi^2 \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

— Rayonnement d'une antenne. Formule d'Austin-Cohen :

$$I_r = I_e \frac{120\pi}{R} \frac{h_e h_r}{\Lambda D \sqrt{1 + \frac{\delta_r}{\delta_e}}} e^{-0,0015 \frac{D}{\Lambda}}$$

$I_e, I_r$  Intensités des courants d'émission et de réception (en ampères).

$h_e, h_r$  Hauteurs effectives des antennes d'émission et de réception (en kilomètres).

R Résistance de l'antenne de réception (en ohms).

$\Lambda$  Longueur d'onde (en kilomètres).

D Distance (en kilomètres).

$\delta_e, \delta_r$  Décréments des antennes d'émission et de réception.

## CHAPITRE V.

### PRINCIPE DE LA RÉCEPTION.

---

#### INTRODUCTION.

##### § 1. LE COLLECTEUR D'ONDES.

##### § 2. MOYENS DE DÉCÉLER LES OSCILLATIONS DE HAUTE FRÉQUENCE :

- A. Les détecteurs thermiques ;
- B. Le détecteur magnétique ;
- C. Les détecteurs redresseurs.

##### § 3. DISPOSITIFS D'ÉCOUTE ET D'ENREGISTREMENT.

###### 1° Réception au téléphone :

Théorie du téléphone.

- A. Réception des ondes amorties.
- B. Réception des ondes entretenues.

###### 1° Modulation par tout ou rien :

- a. A l'émission ;
- b. A la réception. — *Le tikker.*

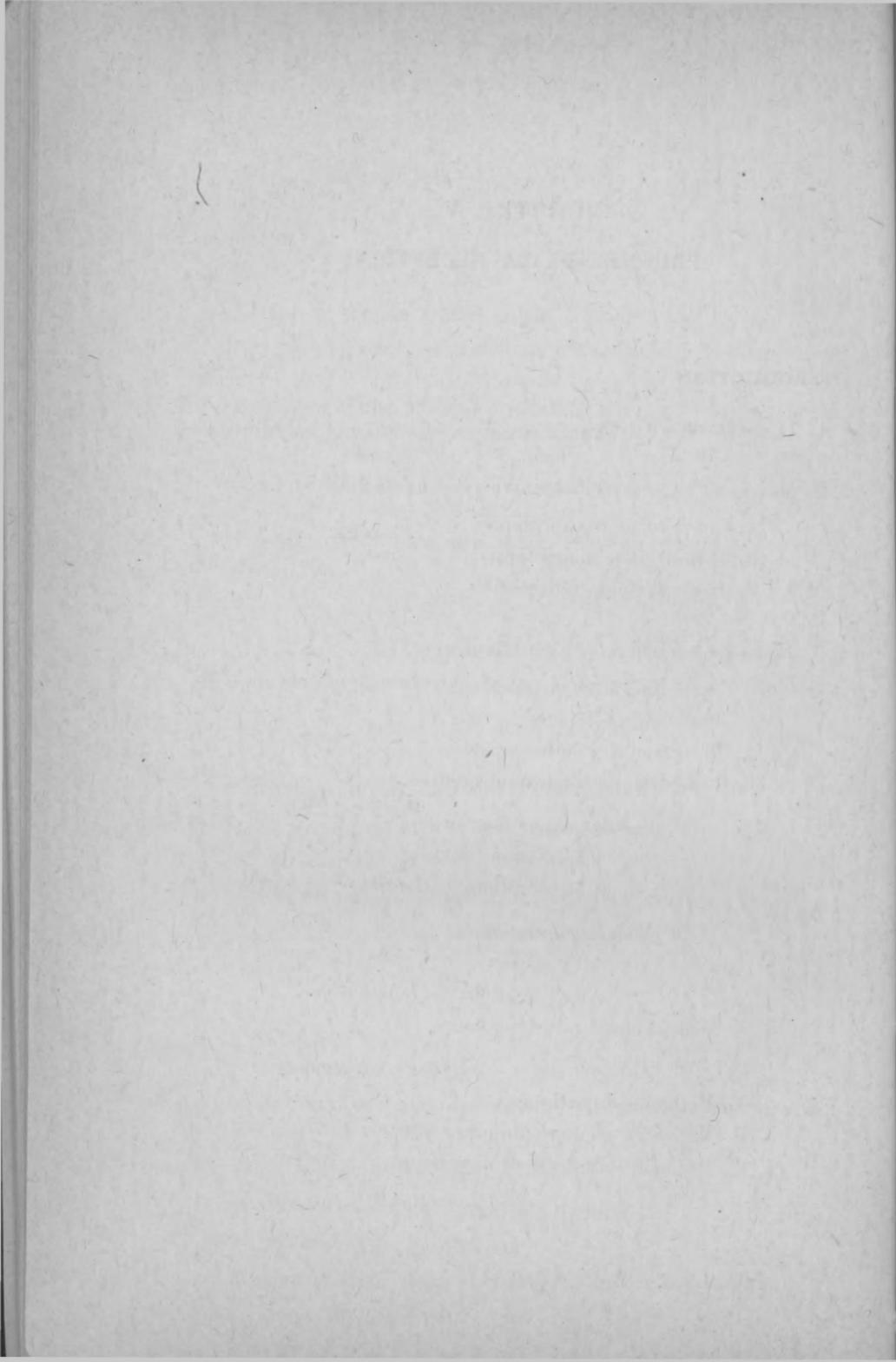
###### 2° Modulation continue :

- a. A l'émission ;
- b. A la réception. — *L'hétérodyne.*

Mode d'emploi du téléphone.

###### 3° Enregistrement des signaux télégraphiques :

- A. Méthodes acoustiques ;
- B. Méthodes photographiques ;
- C. Méthode d'inscription mécanique.



## CHAPITRE V.

### PRINCIPE DE LA RÉCEPTION.

#### INTRODUCTION.

L'ensemble des appareils et des conducteurs utilisés pour capter et déceler les ondes électromagnétiques constitue un poste récepteur. Tout poste de réception comporte donc essentiellement :

- 1° un collecteur d'ondes (cadre ou antenne);
- 2° un dispositif permettant de déceler les oscillations de haute fréquence du collecteur;
- 3° un dispositif d'écoute ou d'enregistrement.

Nous allons étudier successivement ces trois catégories de dispositifs.

#### § 1. Le collecteur d'ondes.

Les ondes électromagnétiques produites par les oscillations de l'émetteur se propagent dans l'espace et créent en tous les points un champ électromagnétique alternatif. Si l'on introduit dans ce champ un conducteur, des oscillations y prennent naissance.

Le circuit formé par ce conducteur est un collecteur d'ondes.

Il peut être ouvert (antenne) ou fermé (cadre).

Pour des raisons analogues à celles que nous avons signalées pour l'émission, il peut être, en général, avantageux (surtout pour de grandes longueurs d'onde) d'utiliser pour la réception des oscillateurs ouverts. Dans une antenne verticale, en effet, les forces électromotrices induites dans chaque élément de l'antenne sont en concordance de phase et s'ajoutent. Au contraire dans un circuit fermé dont les dimensions sont petites vis-à-vis de la longueur d'onde, on peut associer les éléments deux à deux, de telle façon que les f. e. m. induites dans deux éléments correspondants soient déphasées de  $180^\circ$ . Leurs effets se retranchent et leur résultante est très faible.

Il faut observer toutefois que la résistance d'un circuit fermé étant en général très inférieure à celle d'une antenne, les courants de résonance y sont plus intenses.

En outre l'emploi des tubes à vide permet d'amplifier les courants de réception dans des proportions considérables.

En fait, on utilise dans de nombreux cas, pour la réception, des résonateurs fermés (cadres) de préférence à des antennes.

En radiotélégraphie militaire, les cadres sont en général réservés à la radiogoniométrie.

*Propriétés de l'antenne de réception.* — Les propriétés de l'antenne de réception sont différentes de celles de l'antenne d'émission, et si la même antenne doit servir alternativement pour l'une et l'autre, il faut recourir à un compromis.

Pour une antenne d'émission, en effet, il est nécessaire d'avoir un grand pouvoir rayonnant; l'amortissement de rayonnement et la capacité doivent être aussi grands que possible.

Les conditions sont autres à la réception. L'antenne réceptrice emprunte aux ondes électromagnétiques incidentes une certaine quantité d'énergie dont une partie sert à la réception et l'autre est de nouveau rayonnée vers l'extérieur. Pour obtenir le maximum d'énergie à la réception, il convient donc de réduire autant que possible le décrement de rayonnement sans diminuer pour cela la force électromotrice induite dans l'antenne.

A la réception on emploiera des antennes assez basses, qui sont moins sensibles aux perturbations atmosphériques, et d'autre part, on disposera les fils de telle sorte que l'amortissement des pertes restant faible, l'amortissement de rayonnement ne soit pas trop grand.

Dans certains cas on peut être amené à installer deux antennes distinctes l'une pour la transmission, l'autre pour la réception.

## § 2. Moyens de déceler les oscillations de haute fréquence.

Les oscillations induites dans l'antenne ou dans le cadre ont une fréquence telle que l'on ne peut pour les déceler utiliser exclusivement des appareils mécaniques. Aucun système mécanique du fait de son inertie n'est sensible à la haute fréquence.

On a donc été obligé de faire appel à des procédés spéciaux. Ces procédés peuvent être classés en deux catégories, selon que l'on utilise les effets des courants qui sont dans une certaine mesure indépendants de la fréquence, ou que l'on transforme ces courants par un procédé approprié, en courants d'amplitude constante, c'est-à-dire de fréquence nulle.

Dans le premier ordre d'idées on peut, mettant à profit la propriété générale des courants d'échauffer les conducteurs qu'ils traversent, les déceler au moyen d'appareils thermiques.

On peut aussi utiliser une propriété particulière des courants de haute fréquence : La désaimantation partielle, par le champ magnétique de haute fréquence, du fer préalablement aimanté à saturation.

Les procédés appartenant à la deuxième catégorie font intervenir des appareils spéciaux, véritables relais convertisseurs de fréquence,

qui, alimentés par le courant de haute fréquence, fournissent un courant constant.

Les appareils servant à déceler les courants de haute fréquence s'appellent des détecteurs. D'après ce qui précède, on peut les classer en trois catégories :

- A. Les détecteurs thermiques.
- B. Les détecteurs magnétiques.
- C. Les détecteurs redresseurs.

On réserve en général le nom de détecteurs aux appareils du dernier type.

#### A. LES DÉTECTEURS THERMIQUES.

On ne peut songer à se servir des appareils thermiques employés en électrotechnique ordinaire (ampèremètre à fil chaud par exemple). La sensibilité en est insuffisante car ils ne permettent de déceler que des énergies de l'ordre de grandeur de celles qu'ils absorbent normalement, à savoir de quelques microwatts.

Toutefois certains appareils thermiques spéciaux particulièrement sensibles, le couple thermoélectrique, le thermogalvanomètre et le bolomètre peuvent être utilisés pour certaines applications.

a. *Couple thermo-électrique.* — Cet appareil doit être employé couplé avec un galvanomètre. Les couples thermo-électriques se composent de deux fils métalliques très fins, constitués de substances différentes en forme de V se chevauchant et amenés en contact à leur sommet (voir fig. ci-contre). Ce contact est chauffé par le courant de haute fréquence à mesurer qui passe de l'un à l'autre des fils, par exemple de A à B. Il en résulte une force électromotrice de contact qui crée un courant continu dans un circuit reliant les deux autres extrémités C et D par l'intermédiaire d'un galvanomètre.

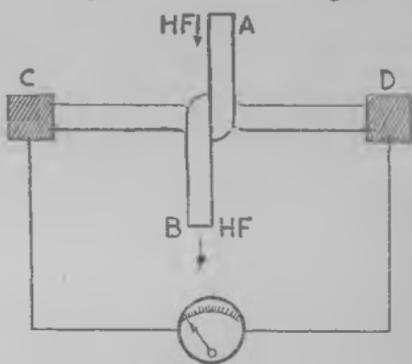


Fig. 144.

La force électromotrice est proportionnelle à l'élévation de température donc à  $I_{HF}^2$ . Par suite la déviation du galvanomètre est aussi proportionnelle à  $I_{HF}^2$ . Il y a lieu de faire un choix convenable des métaux employés. En T. S. F. on emploie de préférence le couple fer-constantan qui donne de très bons résultats surtout à basse température. Ces fils sont aussi fins que possible pour que l'échauffement local soit grand. Ils sont aussi courts que possible pour que la résistance soit faible. On augmente la sensibilité des couples en les plaçant dans le vide.

Les couples de la Radiotélégraphie militaire se composent de fils de 15/1.000. de millimètre tendus entre les quatre supports d'une lampe à trois électrodes ordinaires.

Le fil de constantan a 4 à 5 millimètres de long. La résistance du couple varie de 8 à 20 ohms. Cet instrument employé avec un galvanomètre à faible résistance, a une sensibilité de l'ordre de quelques dixièmes de microwatt. Il est robuste et très transportable, mais la durée des observations est d'environ d'une demi-minute.

b. *Thermogalvanomètre*. — Cet appareil est un galvanomètre du type d'Arsonval. Le cadre comprend une seule spire fermée par

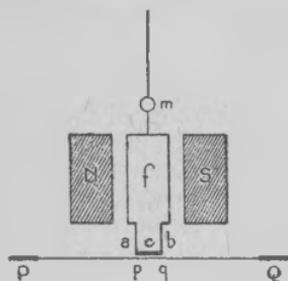


Fig. 125.

un couple thermo-électrique *ab* dont la soudure est très voisine d'un fil de platine extrêmement fin *pq*, intercalé dans le circuit oscillant du résonateur.

Les courants de haute fréquence échauffent le fil puis, par rayonnement, la soudure *c*; le courant thermo-électrique produit se ferme dans la spire peu résistante qui dévie dans le champ de l'aimant NS.

c. *Bolomètre*. — Deux fils de platine très fins (10 à 20 microns) sont intercalés dans les branches AC et BC d'un pont de Wheatstone. On réalise l'équilibre du pont au moyen de deux résistances  $R_1$  et  $R_2$ . Si l'un des fils *mn* est traversé par les oscillations de haute

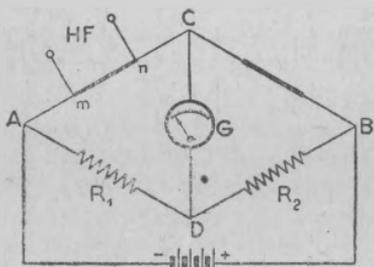


Fig. 126.

fréquence du résonateur, il s'échauffe; sa résistance varie, d'où déséquilibre du pont qui se traduit par un courant continu dans le galvanomètre très sensible G. La déviation du cadre galvanométrique est sensiblement proportionnelle au carré de l'intensité efficace.

Le thermo-galvanomètre et le bolomètre ont été utilisés effective-

ment pour des mesures, mais ils sont d'un emploi trop délicat pour la réception courante des transmissions, et leur sensibilité est encore insuffisante. (Un bolomètre d'une résistance de 30 ohms est sensible à un courant efficace de 10 micro-ampères; le thermogalvanomètre a une sensibilité du même ordre).

## B. LE DÉTECTEUR MAGNÉTIQUE.

Cet appareil est basé sur la propriété que possède le courant de haute fréquence amorti ou modulé à basse fréquence, de modifier l'aimantation du fer.

Il se compose essentiellement d'un ruban, ou d'un câble de fils de fer très doux se déplaçant d'un mouvement uniforme dans le champ d'un aimant permanent A.

Ce câble traverse ensuite une bobine parcourue par le courant à détecter.

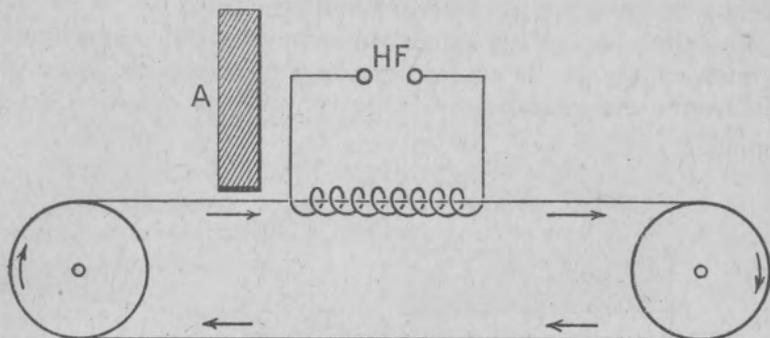


Fig. 127.

En passant devant l'aimant permanent, le câble de fer doux s'aimante. En traversant la bobine, il est soumis à l'action du champ magnétique de haute fréquence dont l'effet est de réduire considérablement la valeur de l'aimantation.

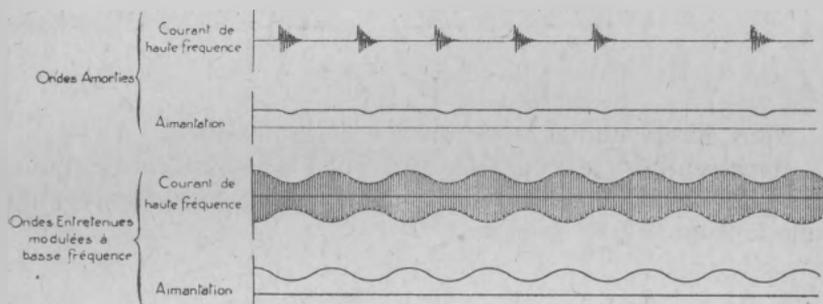


Fig. 128.

Le câble conserve donc en quelque sorte *l'empreinte magnétique* des signaux.

Si l'on fait alors passer le câble dans une bobine, le flux magnétique à travers la bobine varie suivant la même loi que cette aimantation, et engendre dans l'enroulement une f. e. m. d'induction qu'on peut mettre en évidence au moyen d'un galvanomètre sensible.

Le détecteur magnétique nous donne donc un enregistrement magnétique des signaux. On l'emploie plus généralement comme nous le verrons plus loin, avec un téléphone.

### C. LES DÉTECTEURS REDRESSEURS.

Le détecteur redresseur, ou plus simplement le détecteur, est un relais convertisseur. Son rôle est de modifier le courant alternatif

de haute fréquence dont l'intensité moyenne est nulle ou très faible, de manière à faire apparaître un courant d'intensité moyenne notable.

Il suffit pour cela que les alternances d'un certain sens passent avec une plus grande facilité que les alternances de sens contraire. Le rôle du détecteur est de créer cette dissymétrie.

Si les alternances d'un certain sens sont complètement arrêtées on se rend compte que le courant moyen sera maximum. Dans ce cas la détection est totale. Dans le cas contraire la détection est dite partielle.

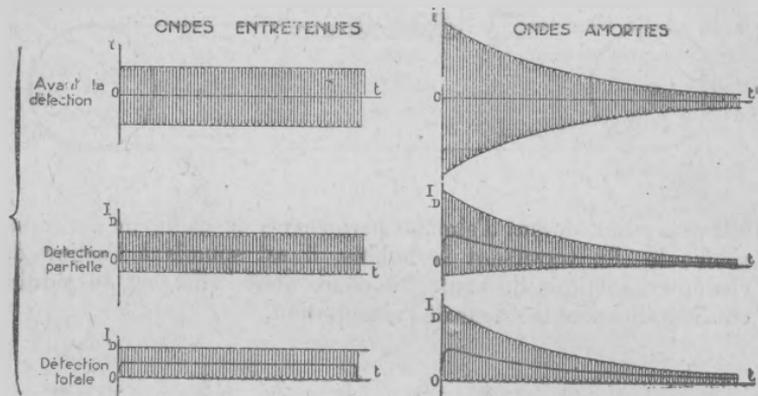


Fig. 129.

Nous allons étudier le mécanisme de la détection.

Représentons en D un détecteur. Soit  $I$  le courant constant qui le traverse indépendamment de toute réception lorsqu'on applique une tension  $U$  à ses bornes.

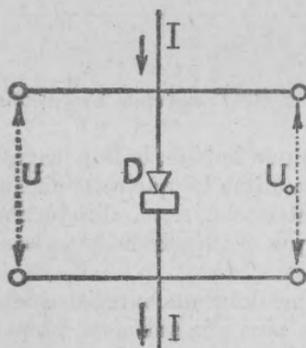


Fig. 130.

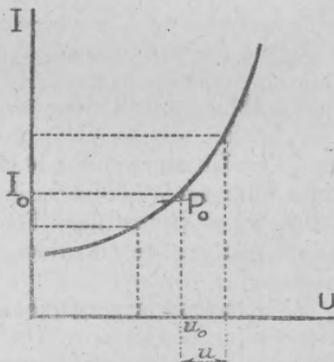


Fig. 131.

$I$  est en général une fonction continue de  $U$ .

$$I = f(U)$$

La courbe qui représente la variation de cette fonction s'appelle la *caractéristique statique du détecteur*.

En l'absence de toute oscillation,  $U$  et  $I$  ont des valeurs déterminées  $U_0$ ,  $I_0$ . Le point correspondant, sur la caractéristique est le *point de fonctionnement*  $P_0$ . Lorsque le circuit de réception oscille, à la tension constante  $U_0$ , s'ajoute une tension alternative à haute fréquence  $u$ , en général très faible. Cette tension est une fonction périodique ou pseudopériodique du temps, ou une somme de fonctions périodiques.

a. *Dans le cas des ondes entretenues :*

$$u = U \sin \omega t.$$

Au courant continu  $I_0$  se superpose alors un courant alternatif  $i$ . Et le courant total devient :

$$\begin{aligned} I_0 + i &= f(U_0 + u) \\ &= f(U_0) + f'(U_0)u + \frac{1}{2}f''(U_0)u^2 + \dots \end{aligned}$$

d'où :

$$i = U f'(U_0) \sin \omega t + \frac{U^2}{2} f''(U_0) \sin^2 \omega t + \dots$$

La valeur moyenne de ce courant est donc :

$$I_m = \frac{1}{nT} \left[ U f'(U_0) \int_0^{nT} \sin \omega t dt + \frac{U^2}{2} f''(U_0) \int_0^{nT} \sin^2 \omega t dt + \dots \right].$$

La moyenne étant prise pendant  $n$  périodes de durée  $T$ .

Or :

$$\int_0^{nT} \sin \omega t dt = \int_0^{nT} \sin^{2p+1} \omega t dt = 0.$$

Seules les puissances paires de  $\sin \omega t$  ont une valeur moyenne non nulle. Il reste enfin :

$$I_m = \frac{U^2}{4} f''(U_0) + \frac{3}{32} U^4 f^{(4)}(U_0) + \dots$$

En se limitant au premier terme du développement<sup>(1)</sup>, on voit que le courant détecté a pour expression :

$$I_m = \frac{U^2}{4} f''(U_0)$$

(1) Cela revient à remplacer la caractéristique du détecteur par un arc de parabole, dans la région au voisinage du point.

Dire que  $f'(U_0)$  n'est pas nulle revient à dire que le point de fonctionnement de coordonnées  $U_0, I_0$  n'est pas un point d'inflexion de la courbe caractéristique, ou que cette caractéristique n'est pas une droite.

De ces considérations on peut conclure qu'un détecteur doit être un conducteur ou un ensemble de conducteurs qui ne suit pas la loi d'Ohm et pour lequel la courbe qui représente l'intensité du courant en fonction de la tension aux bornes présente une région très courbée. On devra établir entre ses bornes, indépendamment de toute oscillation une tension constante correspondant à l'un des points de cette région courbée.

b. Dans le cas des ondes amorties :

$$u = U e^{-\alpha t} \sin \omega t.$$

Le courant moyen a pour expression :

$$I_m = n \int_0^{\infty} i dt \\ = n \left[ U f'(U_0) \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt + \frac{U^2}{2} f''(U_0) \int_0^{\infty} e^{-2\alpha t} \sin^2 \omega t dt + \dots \right]$$

En se limitant aux deux premiers termes et en tenant compte de ce que, si l'on néglige  $\alpha^2$  devant  $\omega^2$  :

$$\left\{ \begin{aligned} \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt &= \frac{1}{\omega}, \\ \int_0^{\infty} e^{-2\alpha t} \sin^2 \omega t dt &= \frac{1}{4\alpha}. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

Il vient :

$$I_m = \frac{n}{\omega} U f'(U_0) + \frac{n}{8\alpha} U^2 f''(U_0).$$

(1) On a en effet :

$$\left\{ \begin{aligned} \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt &= \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} \\ \int_0^{\infty} e^{-2\alpha t} \sin^2 \omega t dt &= \frac{1}{4} \left[ \frac{1}{\alpha} - \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} \right], \end{aligned} \right.$$

avec

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega}{\alpha}.$$

Si  $\alpha^2$  est négligeable devant  $\omega^2$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \quad \sin \varphi = 1 \quad \cos \varphi = 0.$$

D'ailleurs :  $Uf'(U_0) = U \left( \frac{dI}{dU} \right)_{U_0}$  représente l'amplitude maximum du courant I. En sorte que le premier terme a pour expression :

$$\frac{n}{\omega} I = nCV, \quad (I = C\omega V).$$

Ce courant moyen existe en l'absence de toute détection. On peut le voir en calculant l'intégrale :

$$n \int_0^{\infty} i dt = nI \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt = \frac{n}{\omega} I,$$

mais il est extrêmement faible.

A ce courant extrêmement faible, se superpose un courant beaucoup plus fort, qui provient de la détection. Il a pour expression :

$$I_D = \frac{8\alpha}{n} U^2 f''(U_0)$$

*Remarque.* — Dans l'étude qui précède nous avons admis que pendant les oscillations le point de fonctionnement se déplaçait exclusivement sur la caractéristique.

En fait l'expérience montre que dans certains détecteurs la courbe caractéristique se raccorde tangentiellement à l'axe des abscisses. C'est le cas du détecteur à lampe qui sera étudié plus loin.

Dans l'étude de ces détecteurs on est alors conduit à considérer deux cas selon la grandeur de l'amplitude de la tension de grille de haute fréquence.

### 1° Cas des faibles amplitudes.

Si l'amplitude de la tension de grille de haute fréquence est assez

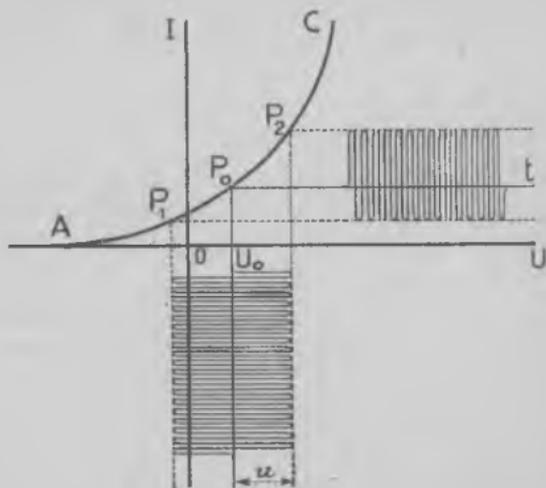


Fig. 13a.



Les amplitudes positives du courant correspondant aux amplitudes positives de la tension de grille sont proportionnelles au coefficient angulaire  $\alpha''$  de la droite  $OP''$ .

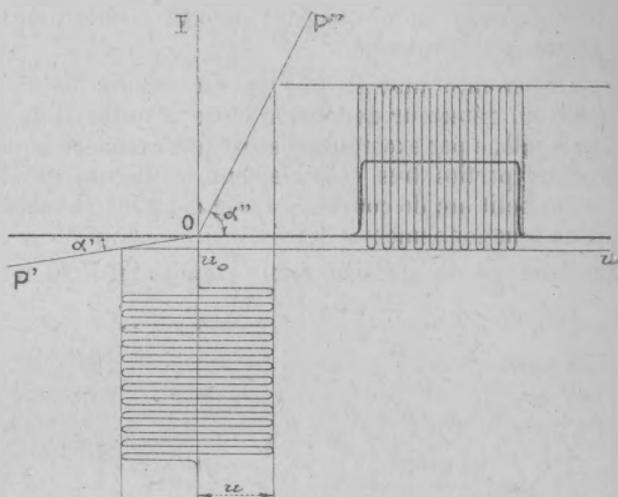


Fig. 134.

Si nous ne considérons que ces amplitudes positives, elles correspondent à un courant moyen :  $I_D''$ .

Les amplitudes négatives correspondent à un courant moyen  $I_D'$ .  
Et le courant moyen détecté est alors :

$$I_D = I_D'' - I_D'.$$

On trouve aisément :

Dans le cas des ondes entretenues :

$$I_D = \frac{U}{\pi} (\alpha'' - \alpha')$$

Dans le cas des ondes amorties :

$$I_D = \frac{nU}{2\pi} \frac{\alpha'' - \alpha'}{1 - e^{-\frac{\delta}{2}}}$$

(1) On a en effet :

*En ondes entretenues :*

$$I_D'' = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} I' \sin \omega t dt = -\frac{I'}{\omega T} \left| \cos \omega t \right|_0^{\frac{T}{2}} = \frac{I'}{\pi} = \frac{U}{\pi} \alpha''.$$

de même :  $I_D' = \frac{U}{\pi} \alpha'$ .

d'où :  $I_D = \frac{U}{\pi} (\alpha'' - \alpha')$ .

Et...

Le courant détecté est proportionnel à la tension  $U$  et non pas à  $U^2$ .

Ces détecteurs sont appelés *détecteurs de tension*.

Les détecteurs donnant un courant détecté proportionnel à  $U^2$  sont dits *détecteurs intégrateurs*.

En fait, l'expérience montre que les détecteurs usuels participent à la fois du détecteur de tension et du détecteur intégrateur. Le détecteur à galène par exemple présente une caractéristique constituée par deux parties très sensiblement rectilignes qui se raccordent par un petit arc de courbe, à l'origine, généralement choisi pour point de fonctionnement.

Pour des tensions de grille de faible amplitude, il se comporte

*En onde amorties*

$$i_D'' = nI'' \left[ \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt + \frac{1}{T} \int_T^{\frac{3T}{2}} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt + \dots \right]$$

$$= \frac{nI''}{T} \left[ 1 + e^{-\delta} + e^{-2\delta} + \dots \right] \int_0^{\frac{T}{2}} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt = \frac{nI''}{T} \frac{1}{1 - e^{-\delta}} \int_0^{\frac{T}{2}} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt$$

mais :

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt = - \frac{e^{-\alpha t}}{\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} \sin(\omega t + \varphi)$$

ou en négligeant  $\alpha^2$  devant  $\omega^2$

$$= - \frac{e^{-\alpha t}}{\omega} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{car } \lg \varphi = \frac{\omega}{\alpha} \varphi = \frac{\pi}{2},$$

donc :

$$\int_0^{\frac{T}{2}} e^{-\alpha t} \sin \omega t dt = \left[ - \frac{e^{-\alpha t}}{\omega} \cos \omega t \right]_0^{\frac{T}{2}} = \frac{1 + e^{-\frac{\delta}{2}}}{\omega}$$

d'où :

$$\left\{ \begin{aligned} I_D'' &= \frac{nI''}{\omega T} \frac{1 + e^{-\frac{\delta}{2}}}{1 - e^{-\delta}} = \frac{nI''}{2\pi} \frac{1}{1 - e^{-\frac{\delta}{2}}} = \frac{nI''}{2\pi} \alpha'' \frac{1}{1 + e^{-\frac{\delta}{2}}} \\ I_D' &= \frac{nI''}{2\pi} \alpha'' \frac{1}{1 - e^{-\frac{\delta}{2}}} \quad \text{d'où : } I_D = \frac{nU}{2\pi} \frac{\alpha'' - \alpha'}{1 - e^{-\frac{\delta}{2}}} \end{aligned} \right.$$

donc en détecteur intégrateur et pour des tensions de grille de grande amplitude, en détecteur de tension.

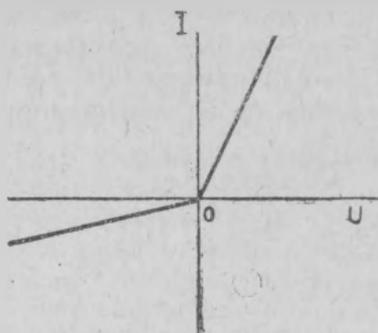


Fig. 135.

— Il en est de même du détecteur à lampe dont la caractéristique présente une partie courbe se raccordant à l'axe des abscisses.

Le point de fonctionnement est généralement choisi en  $P_0$ , près de l'origine A de la courbe.

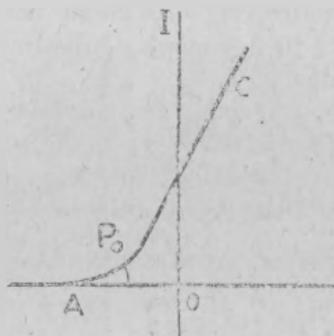


Fig. 136.

Le point de fonctionnement se déplaçant sur la courbe au voisinage de  $P_0$ , pour de faibles amplitudes, le détecteur est intégrateur. Pour de grandes amplitudes, le point de fonctionnement parcourt une partie de l'axe des abscisses lors des alternances négatives, et une portion de courbe lors des alternances positives. Le détecteur se comporte donc à la fois en détecteur de tension et en détecteur intégrateur.

C'est le cas général.

*Sensibilité d'un détecteur.* — Le détecteur est un appareil auquel on fournit une tension de haute fréquence  $u$  et aux bornes duquel on recueille un courant d'amplitude constante  $I_D$ .

On peut définir la sensibilité d'un détecteur par le quotient :

$$s = \frac{I_D}{U}.$$

— Dans le cas du détecteur de tension :

$$s = \frac{\pi}{\alpha'' - \alpha'}$$

La sensibilité est d'autant plus grande que la différence d'inclinaison des deux branches de la caractéristique est plus grande.

— Dans le cas du détecteur intégrateur :

$$s = \frac{1}{4} f''(U_0) U.$$

La sensibilité est d'autant plus grande que  $f''(U_0)$  est plus grand et que l'amplitude des oscillations de haute fréquence est plus grande.

#### Différents types de détecteurs-redresseurs.

Les détecteurs redresseurs peuvent être classés en deux catégories :

1° Les détecteurs de contact qui utilisent la dissymétrie d'une résistance de contact soit entre corps de même nature, soit entre corps de natures différentes, qu'il s'agisse d'ailleurs d'un contact unique ou de contacts multiples.

A cette catégorie se rattachent les cohéreurs que nous ne citons que pour mémoire, et les détecteurs à cristaux, auxquels appartient le détecteur à galène. On peut également y rattacher les détecteurs électrolytiques qui ont cessé d'être utilisés.

2° Les détecteurs à lampes seront étudiés plus loin.

Le détecteur à galène est un détecteur de contact très simple et sensible qui présente l'avantage de ne nécessiter aucune source auxiliaire de tension. Le point de fonctionnement correspond à une tension nulle aux bornes du détecteur.

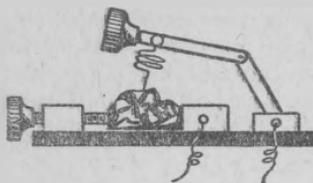


Fig. 137.

Un morceau de galène (sulfure de plomb naturel cristallisé) est fixé entre deux mâchoires métalliques. Un support articulé soutient un fil de cuivre très fin dont on fait porter légèrement la pointe sur la galène : certains échantillons de galène, certains points sur la surface sont surtout avantageux.

La résistance du détecteur à galène est de l'ordre de 10.000 à 20.000 ohms dans un sens et de 1.000 ohms dans l'autre sens.

### § 3. Dispositifs d'écoute ou d'enregistrement,

Le courant moyen mis en évidence par le détecteur redresseur peut être décelé par tous les procédés utilisant les propriétés géné-

rales des courants continus. Il peut, avec ou sans amplification préalable agir sur des appareils mécaniques sensibles et en particulier sur l'électro-aimant.

Ce principe est appliqué dans les dispositifs d'enregistrement. On peut aussi dans certaines conditions adjoindre au détecteur un téléphone et percevoir les signaux à l'oreille.

La réception au téléphone a l'avantage d'être très sensible et très simple. Elle est d'un emploi général en radiotélégraphie militaire. C'est pourquoi nous l'étudierons en premier lieu.

### 1° Réception au téléphone.

Rappelons tout d'abord la théorie élémentaire du téléphone.

Le téléphone comporte essentiellement une membrane de tôle encastrée sur sa périphérie et placée en face des pièces polaires d'un électro-aimant dont l'enroulement est parcouru par le courant d'alimentation c'est-à-dire le courant détecté.

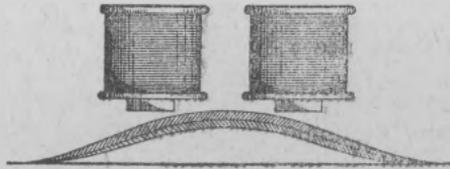


Fig. 138.

Un aimant permanent polarise l'électro-aimant.

Le passage du courant dans l'enroulement a pour effet d'ajouter à l'induction permanente de l'aimant  $B_0$ , une induction  $B$ . La force attractive qui s'exerce sur la membrane est donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_0 = \frac{B_0^2 S}{8\pi} \quad \text{en l'absence du courant.} \\ F = \frac{(B_0 + B)^2 S}{8\pi} \quad \text{pendant le passage du courant.} \end{array} \right.$$

La membrane est ainsi déformée par le passage du courant. Mais elle ne vibre pas.

Pour que le téléphone rende un son audible, il faut que la membrane vibre avec une fréquence audible.

Il est donc nécessaire d'alimenter l'électro-aimant non pas avec du courant continu mais avec un courant d'amplitude variable.

L'induction due au courant est alors variable, et l'action qui s'exerce sur la membrane est une action périodique qui la fait vibrer.

Si nous posons par exemple :

Il vient :

$$F = \frac{S}{8\pi} (B_0 + B \sin \Omega t).$$

$$= \frac{S}{8\pi} (B_0^2 + 2B_0B \sin \Omega t + B^2 \sin^2 \Omega t).$$

Or B est très petit devant  $B_0$ .  $B^2 \sin^2 \omega t$  est négligeable.

On a donc :

$$F = F_0 + \Delta F,$$

où

$$\Delta F = \frac{B_0 BS}{4\pi} \sin \Omega t.$$

La plaque, plane par construction, et déformée en permanence par l'attraction F, est donc soumise à une déformation variable  $\Delta F$  de pulsation  $\Omega$ .

Elle vibre à la fréquence :  $\mathcal{F} = \frac{\Omega}{2\pi}$ .

Pour que l'oreille perçoive un son, il faut que la fréquence  $\mathcal{F}$  soit comprise dans la gamme des fréquences audibles, gamme qui s'étend pratiquement de 50 à 5.000.

*Avantages de la polarisation.* — La polarisation de l'électro-aimant par l'aimant permanent joue un double rôle. Elle a pour effet

- 1° D'augmenter la sensibilité de l'appareil.
- 2° De faire vibrer la membrane à la même fréquence que celle du courant d'alimentation.

— S'il n'y avait pas d'aimantation permanente, on aurait en effet :

$$\Delta F = \frac{B^2 S}{8\pi} \sin^2 \Omega t, \quad \left( \text{au lieu de : } \Delta F = \frac{B_0 BS}{4\pi} \sin \Omega t \right)$$

Que l'on peut écrire :

$$\Delta F = \frac{B^2 S}{16\pi} (1 - \cos 2\Omega t).$$

Le terme variable qui seul agit sur le téléphone est ici :

$$\Delta F = \frac{B^2 S}{16\pi} \cos 2\Omega t.$$

B étant très petit devant  $B_0$ , on voit que l'amplitude de  $\Delta F$

Donc pour une même valeur de l'induction variable  $B$ , ou si l'on veut, pour une même valeur de l'intensité du courant d'alimentation, l'amplitude des vibrations de la membrane est beaucoup plus grande lorsque celle-ci est primitivement déformée par attraction de l'aimant permanent.

Il semble qu'il y aurait intérêt à choisir  $B_0$  aussi grand que possible, c'est-à-dire à saturer complètement l'électro-aimant. Mais si l'on augmente  $B_0$  en se rapprochant de la saturation, la perméabilité du fer diminue, et la même variation de courant  $\Delta I$  dans l'enroulement, donc la même variation  $\Delta H$  du champ inducteur, produit une

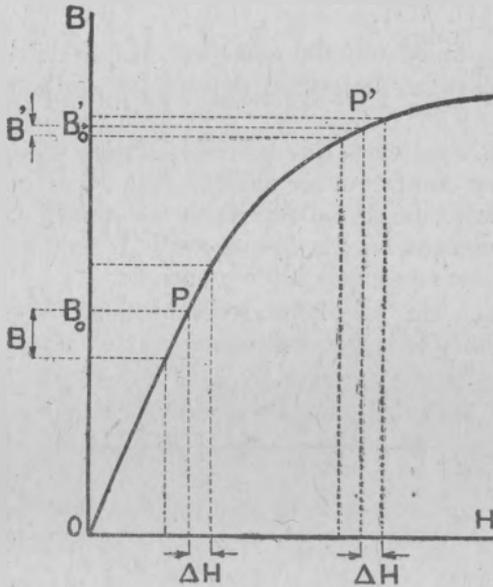


Fig. 139.

variation d'induction  $B'$  beaucoup plus faible. Le meilleur réglage consiste à se placer dans une région de la courbe de magnétisme telle que la saturation ne soit pas atteinte. Dans ces conditions  $B$  a une valeur notable, bien supérieure à  $B'$ .

De plus le point de fonctionnement  $P$  se déplaçant sur la partie rectiligne de la courbe, l'induction  $B$  est à chaque instant proportionnelle à l'intensité du courant d'alimentation.

— D'autre part dans le cas où l'aimant n'est pas polarisé, l'expression de  $\Delta F'$  montre que la membrane vibre à la fréquence  $\frac{\Omega}{\pi}$  double de la fréquence  $\mathcal{F}$  du courant d'alimentation (1).

(1) Dans le cas où l'on n'a plus affaire à des courants sinusoïdaux, mais à des courants variables et de même sens, tels que les courants détectés par la lampe à trois électrodes, la polarisation de l'électro-aimant du téléphone n'a plus à intervenir pour la conservation de la fréquence. A la composante variable du courant  $\Delta I = \sin \Omega t$  s'ajoute en effet un courant constant  $I_0$  dont l'intensité est au moins égale à  $I$  et qui donne à l'électro-aimant une induction constante  $B_0$  de sorte que tout se passe comme si ce dernier était polarisé.

*Modulation du courant détecté à fréquence audible.*

— Il nous reste à voir comment nous pourrions alimenter l'enroulement du téléphone avec du courant dont l'amplitude varie périodiquement à fréquence audible.

Le problème consiste à obtenir un courant détecté *modulé à fréquence audible*.

Deux cas sont à considérer selon qu'il s'agit de recevoir des ondes amorties ou des ondes entretenues.

A. RÉCEPTION DES ONDES AMORTIES.

Dans la réception des ondes amorties, chaque train d'onde donne lieu à une pulsation du courant détecté, qui agit sur la membrane du téléphone.

Si nous faisons en sorte que les trains d'onde se succèdent périodiquement avec une fréquence audible  $\mathcal{F}$ , le courant détecté se présentera sous la forme d'une succession de pulsations se reproduisant périodiquement avec la fréquence  $\mathcal{F}$ . L'amplitude du courant détecté sera donc modulée à la fréquence  $\mathcal{F}$ .

La membrane du téléphone recevant ainsi  $\mathcal{F}$  impulsions par seconde, vibrera avec la fréquence  $\mathcal{F}$ .

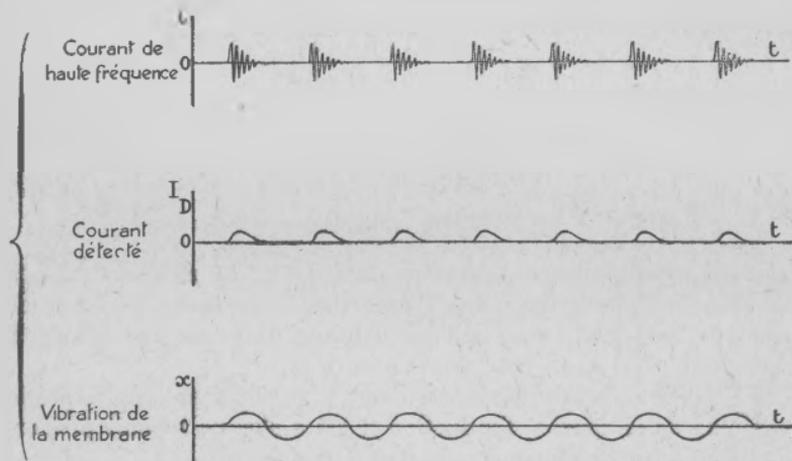


Fig. 140.

Cette condition se trouve réalisée dans les postes à étincelles musicales, où la fréquence d'étincelle, c'est-à-dire la fréquence des trains d'onde est par construction une fréquence musicale.

B. RÉCEPTION DES ONDES ENTRETENUES.

Dans le cas des ondes entretenues le problème de la modulation peut être résolu de deux manières différentes selon que l'on module par tout ou rien ou que l'on module d'une manière continue.

Dans le premier cas l'amplitude du courant modulé varie brusquement d'une valeur donnée  $I_0$  à une valeur nulle. Dans le second cas l'amplitude du courant modulé varie d'une manière continue.

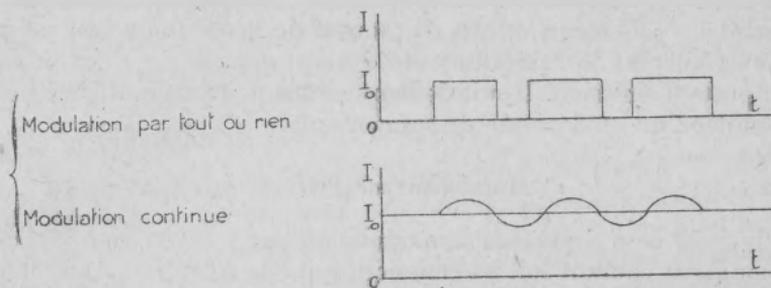


Fig. 141.

Remarque. — Analytiquement on peut poser :

$$I = I_0 F(\Omega t),$$

où :

$$\Omega = 2\pi \bar{f},$$

{  $I_0$  étant l'amplitude du courant à moduler.

{  $I$  l'amplitude du courant modulé.

$F(\Omega t)$  s'appelle la fonction modulatrice.

La modulation continue la plus simple est la modulation sinusoïdale : La fonction modulatrice est alors de la forme :

$$F(\Omega t) = A + B \sin \Omega t.$$

Pratiquement cette modulation n'est jamais purement sinusoïdale. Elle est de la forme :

$$F(\Omega t) = A + \sum B_p \sin (p\Omega t + \varphi_p).$$

La somme  $\Sigma$  portant sur un nombre fini de termes. Dans le cas de la modulation par tout ou rien, on peut encore poser :

$$F(\Omega t) = A + \sum B_p \sin (p\Omega t + \varphi_p),$$

la somme  $\Sigma$  portant sur un nombre infini de termes (1).

(1) Si nous posons :

{  $OD = DF = a$

{  $OA = DF = b$

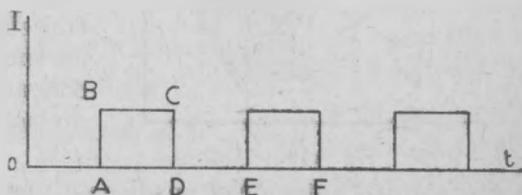


Fig. 142.

On trouve :

$$F(\Omega t) = \frac{a-b}{2\pi} + \frac{2}{\pi} \sum_{p=1}^{p=\infty} \sin p \frac{a-b}{2} - \cos p \left( t - \frac{a+b}{2} \right).$$

Nous allons étudier comment on peut pratiquement obtenir le courant modulé qui doit alimenter l'enroulement du téléphone.

Remarquons tout d'abord que l'amplitude de ce courant est fonction de l'amplitude du courant de haute fréquence dans le circuit du collecteur, et que ce courant de haute fréquence est lui-même fonction de l'amplitude du courant dans le circuit rayonnant du poste d'émission. Il suit de là que nous pouvons indifféremment moduler l'un quelconque de ces courants.

1° Modulation par tout ou rien.

D'après ce qui précède la modulation par tout ou rien consiste à couper le courant soit à l'émission, soit à la réception avant détection, soit à la réception après détection.

On peut utiliser pour cela des appareils mécaniques, vibrateurs ou interrupteurs tournants, qui coupent le courant à des intervalles se succédant avec une fréquence musicale.

a. A l'émission. — Nous verrons en étudiant les postes à lampes comment on peut appliquer ce principe à l'émission.

Les ondes émises sont découpées comme le courant de haute fréquence. Les oscillations reçues le sont également ainsi que le courant détecté.

b. A la réception. Le tikker. — A la réception pour la modulation par tout ou rien, on emploie ordinairement un tikker.

Le tikker est un vibrateur électromagnétique. Il se compose essentiellement d'un électro-aimant en fer à cheval dont l'enroulement est alimenté par une pile P.

En face de l'un des pôles N est disposée l'extrémité d'une lame d'acier R encastrée à l'autre extrémité.

Le courant passe par la lame et revient à la pile par un contact sur l'extrémité de la vis V. Lorsque la lame est attirée, le courant

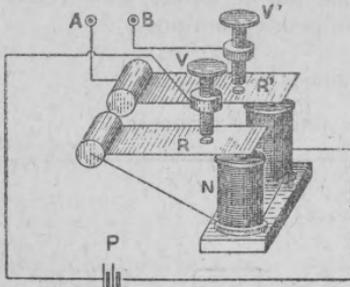


Fig. 143.

dans l'électro-aimant est rompu et la lame revient à sa position d'équilibre. Le courant est rétabli et la lame est de nouveau attirée. Le courant entretient donc les vibrations de la lame R. Pour diminuer les étincelles de rupture il est bon de mettre une résistance en dérivation entre la vis V et le contact de la lame R.

En face de l'autre pôle, on dispose une lame R' identique à la première. Cette lame est attirée à chaque passage du courant dans l'enroulement de l'électro-aimant. En réglant la vis V' et le contact (R'V) on peut donner à la lame R' un mouvement vibratoire synchrone de celui de R.

A chaque vibration la lame R' quitte l'extrémité de la vis V' et le contact est coupé.

On intercale ce second contact, par les bornes A B, sur le circuit dont il s'agit de produire la rupture périodique.

— Si le circuit téléphonique n'est parcouru par aucun courant en l'absence des signaux, on peut disposer le tikker sur ce circuit. C'est le cas de la détection par galène.

On module alors le courant détecté.

— Si au contraire le circuit téléphonique est parcouru par un courant constant en l'absence de tout signal, ce qui est le cas du détecteur à lampe et du détecteur électrolytique, on ne peut intercaler le tikker sur ce circuit car le téléphone rendrait constamment un son. On place alors le tikker dans le circuit de réception avant le détecteur.

Dans l'un et l'autre cas le courant détecté est coupé avec une fréquence qui est égale à la fréquence de vibration du tikker et le téléphone vibre avec cette fréquence.

*Remarque.* — Le tikker a été employé au début de la T. S. F. pour la réception des ondes entretenues émises par les postes à arc. Il est à peu près délaissé aujourd'hui sauf dans le cas d'appareils de mesures et l'on emploie de préférence un autre procédé de modulation bien supérieur, le procédé de l'hétérodyne.

### 2° Modulation continue.

Dans la modulation continue, l'amplitude du courant modulé ne passe pas brusquement de sa valeur maximum à zéro, mais varie d'une manière continue.

a. *A l'émission.* — Nous verrons en étudiant les postes à lampes comment on peut émettre des ondes modulées soit à fréquence musicale sensiblement sinusoïdale, soit par la parole.

L'amplitude des oscillations de haute fréquence du circuit collecteur au poste de réception est modulée suivant la même loi et le courant détecté est également modulé.

Le téléphone vibre donc en reproduisant le son musical de la modulation, où la superposition des sons musicaux qui correspondent à la voix humaine.

L'étude de la modulation et de la réception des ondes modulées par la voix sera faite dans un chapitre spécial (La Radiotéléphonie).

b. *A la réception. Hétérodyne.* — Le dispositif le plus avantageux et le plus employé consiste à moduler le courant de haute fréquence induit dans l'un des circuits de réception. Le principe en est le suivant :

Un petit émetteur local de très faible puissance, dont le circuit oscillant est couplé avec le circuit de réception induit dans ce cir-

euit une f. e. m. de haute fréquence. Ce petit oscillateur dont on peut à volonté faire varier la fréquence s'appelle une hétérodyne.

Soit  $\left\{ \begin{array}{l} F_1, \text{ la fréquence des oscillations reçues.} \\ F_2 \text{ la fréquence des oscillations locales de l'hétérodyne.} \end{array} \right.$

Dans le circuit de réception se superposent deux oscillations :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_1 = U_1 \sin \omega_1 t, \\ u_2 = U_2 \sin (\omega_2 t - \varphi). \end{array} \right.$$

dont la résultante est :

$$u = u_1 + u_2,$$

ce qui peut s'écrire :

$$u = U \sin (\omega_1 t - \Phi).$$

en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} U^2 = U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi], \\ \operatorname{tg} \Phi = \frac{U_2 \sin [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi]}{U_1 + U_2 \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi]}. \end{array} \right.$$

Si  $(\omega_1 - \omega_2)$  est très petit, la fréquence de l'oscillation résultante peut encore être considérée comme égale à  $F_1 = \frac{\omega_1}{2\pi}$ , l'amplitude et la phase étant périodiquement variables, à la fréquence :

$$\bar{f} = \frac{|\omega_1 - \omega_2|}{2\pi} = |F_1 - F_2|.$$

Les maxima d'amplitude ont lieu en effet pour :

$$(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi = 2K\pi.$$

C'est-à-dire qu'ils se succèdent à intervalles réguliers dont la valeur commune est :

$$T = \frac{2\pi}{|\omega_1 - \omega_2|} = \frac{1}{|F_1 - F_2|} = \frac{1}{\bar{f}}.$$

Les limites des variations de l'amplitude sont :

$$(U_1 + U_2) \quad \text{et} \quad (U_2 - U_1)$$

La figure ci-dessous donne l'aspect des oscillations.

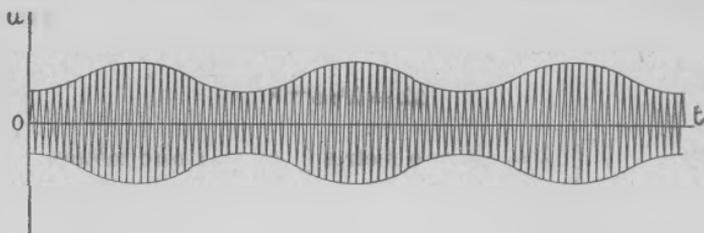


Fig. 144.

Ce phénomène n'est autre qu'un phénomène d'interférences, identique à celui qu'en acoustique on appelle battements.

Nous avons bien en définitive, dans le circuit de réception des oscillations dont l'amplitude varie suivant une loi périodique à fréquence  $\bar{f}$ . C'est donc un courant modulé.

L'amplitude du courant moyen mis en évidence par le détecteur, varie à la même fréquence. Si cette fréquence est de l'ordre des fréquences audibles, le téléphone rendra le son correspondant,

*Remarque.* — Pour que l'oreille perçoive les vibrations de la membrane téléphonique il faut que la fréquence des battements soit comprise entre les limites de sensibilité du téléphone, c'est-à-dire pratiquement entre 100 et 3.000 environ.

Pour que les signaux d'un poste soient entendus, il faut donc avoir :

$$\bar{f} = |F_1 - F_2| < 3000.$$

Puisque :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_1 = \frac{V}{\lambda_1}, \\ F_2 = \frac{V}{\lambda_2}, \end{array} \right.$$

$$\bar{f} = V \left| \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right|$$

il faut donc avoir :

$$3 \cdot 10^3 \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} < 3000,$$

en exprimant en mètres les longueurs d'onde.

ou approximativement, si  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont très voisines :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_2} < 10^{-5}$$

Donc pour le réglage de l'hétérodyne considéré ( $F_2$ ) les postes qui peuvent être entendus sont ceux dont les longueurs d'onde ne diffèrent de  $\lambda$ , en plus ou en moins que d'une quantité inférieure à :

$$\Delta\lambda = \lambda^2 10^{-5}$$

pour	}	$\lambda = 10.000$ mètres	}	$\Delta\lambda = 1.000$ mètres.
		$\lambda = 1.000$ —		$\Delta\lambda = 10$ —
		$\lambda = 100$ —		$\Delta\lambda = 0$ m. 10.
		$\lambda = 10$ —		$\Delta\lambda = 0$ m. 001.

Nous voyons que deux postes travaillant ensemble sur des longueurs d'onde voisine de 1.000 mètres par exemple, ne peuvent être entendus simultanément par un troisième si leurs longueurs d'onde diffèrent de plus de 20 mètres.

#### Avantages de la réception hétérodyne.

La réception par battements présente de grands avantages sur la réception au tikker. Les principaux sont les suivants :

1° *Facilité de réglage de la hauteur du son.* — Par simple réglage d'une capacité on peut très aisément comme nous le verrons, régler la fréquence  $F_2$  des oscillations de l'hétérodyne, et par conséquent la hauteur du son :  $\mathcal{F} = |F_1 - F_2|$ .

On peut donc facilement choisir la plus favorable. On s'arrête soit à celle pour laquelle les signaux se distinguent le mieux des bruits parasites produits par les perturbations atmosphériques soit à celle pour laquelle l'oreille et le téléphone présentent le maximum de sensibilité.

On peut par exemple profiter de la résonance acoustique du téléphone, en réglant la hauteur du son sur celle de sa vibration propre.

2° *Effet d'amplification.* — Nous avons vu que la tension de haute fréquence appliquée aux bornes du détecteur a pour amplitude :

$$U = \sqrt{U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi]}$$

$\left\{ \begin{array}{l} U_1 \text{ étant l'amplitude des oscillations reçues.} \\ U_2 \text{ l'amplitude des oscillations dues à l'hétérodyne.} \end{array} \right.$

Cette amplitude  $U$  varie donc, à basse fréquence :

$$\text{de } |U_1 + U_2| \qquad \text{à } |U_2 - U_1|$$

En général on se place dans des conditions telles que :

$$U_2 \geq U_1 \quad (1)$$

Dans ce cas, la variation de l'amplitude des oscillations est :

$$\Delta U = (U_2 + U_1) - (U_2 - U_1) = 2U_1,$$

alors que dans le cas du tikker cette variation est seulement égale à  $U_1$ .

Dans ces conditions :

a. *Dans le cas du détecteur de tension :*

Le courant détecté et la variation d'amplitude du courant détecté ont pour expression respectivement :

$$\text{Avec le tikker} \left\{ \begin{array}{l} I'_D = \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi} U_1, \\ \Delta I'_D = \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi} \Delta U_1 = \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi} U_1. \end{array} \right.$$

$$\text{Avec l'hétérodyne} \left\{ \begin{array}{l} I_D = \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi} U, \\ \Delta I_D = \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi} \Delta U = 2 \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi} = 2 \Delta I'_D. \end{array} \right.$$

La variation à basse fréquence de l'amplitude du courant détecté qui seule agit sur le téléphone est donc deux fois plus grande dans le cas de l'hétérodyne que dans le cas du tikker.

b. *Dans le cas du détecteur intégrateur :*

$$\text{Avec le tikker} \left\{ \begin{array}{l} I'_D = \frac{1}{4} f'(U_0) U_1^2, \\ \Delta I'_D = \frac{1}{4} f''(U_0) U_1^2. \end{array} \right.$$

(1) Si l'on avait :  $U_2 < U_1$  la variation à basse fréquence de l'amplitude des oscillations serait :

$$\Delta U = (U_1 + U_2) - (U_1 - U_2) = 2U_2.$$

Dans ce cas l'emploi de l'hétérodyne ne serait avantageux que si l'on avait :

$$2U_2 > U_1 \quad \left( U_2 > \frac{U_1}{2} \right).$$

Avec l'hétérodyne

$$\begin{cases} I_D = \frac{u}{4} f''(U_0) [U_1^2 + U_2^2 + 2U_1 U_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi]] \\ \Delta I_D = f'''(U_0) U_1 U_2 \end{cases}$$

La variation à basse fréquence de l'amplitude du courant détecté est plus grande dans le cas de l'hétérodyne que dans le cas du tikker si l'on a :

$$U_1 U_2 > \frac{U_1^2}{4}$$

c'est-à-dire :

$$U_2 > \frac{U_1}{4}$$

Condition évidemment réalisée puisque nous avons supposé  $U_2 > U_1$ .

Remarque. — La sensibilité du détecteur de tension a pour expression :

$$s = \frac{\Delta I_D}{\Delta U} = \frac{\alpha'' - \alpha'}{\pi}$$

Elle est indépendante de l'amplitude de la tension due à l'hétérodyne. La sensibilité du détecteur intégrateur est :

$$s = \frac{\Delta I_D}{\Delta U_1} = f'''(U_0) U_2$$

au lieu de

$$\frac{1}{4} f'''(U_0) U_1$$

Elle est proportionnelle à l'amplitude de la tension due à l'hétérodyne. Comme  $U_2 > \frac{U_1}{4}$  on peut dire que la sensibilité du détecteur

intégrateur est augmentée dans la réception hétérodyne.

On peut se rendre compte géométriquement par l'examen de la caractéristique des raisons pour lesquelles cette sensibilité est augmentée.

Le détecteur fonctionnant dans des conditions ordinaires détecte mal les oscillations de très faible amplitude parce que cette détection fait intervenir la différence d'inclinaison nécessairement très petite de deux éléments PA et PA' contigus de la courbe caractéristique.

Lors de la réception par interférences, l'oscillation produite par l'hétérodyne agit constamment et on dispose de son amplitude (pa ou ph) que l'on peut rendre très supérieure à celle (pa ou pa') des oscillations à recevoir.

Lorsque ces deux oscillations agissent simultanément l'amplitude varie périodiquement entre la somme :  $ph + pa = pm$  et la différence :  $ph - pa = pn$ .

L'abscisse du point de fonctionnement qui, en l'absence de tout signal, oscillait périodiquement entre a et a' oscille aux instants des battements entre m et m' et aux instants des minima d'amplitude entre n et n'.

La détection fait intervenir maintenant la différence d'inclinaison de deux éléments non contigus mn et m'n' de la courbe caractéristique. Cette différence peut être grande même pour des signaux faibles, il suffit, comme nous l'avons vu, que l'oscillation de l'hétérodyne ait une amplitude suffisante.

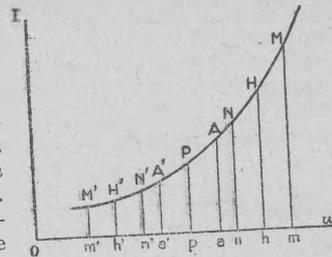


Fig. 145.

### Mode d'emploi du téléphone.

Le courant moyen mis en évidence par le détecteur, est très faible, mais il est suffisant dans beaucoup de cas pour actionner la membrane d'un téléphone, sans amplification préalable.

Le téléphone est en effet un appareil extrêmement sensible. Le récepteur téléphonique ordinaire fonctionne sous une puissance de 1/10.000. de watt dans les conversations à grande distance. Sa limite de sensibilité est d'environ  $10^{-8}$  watts.

Cette sensibilité dépend de l'impédance du téléphone. Cette impédance est fonction de la résistance et de la self-induction de l'enroulement, et aussi de la fréquence. Pour augmenter la sensibilité du téléphone, on est conduit à constituer l'enroulement par un très grand nombre de tours de fil.

Cet enroulement doit être alimenté par le courant détecté. Pour cela on place le téléphone :

- soit en dérivation aux bornes du détecteur,
- soit en série avec le détecteur.

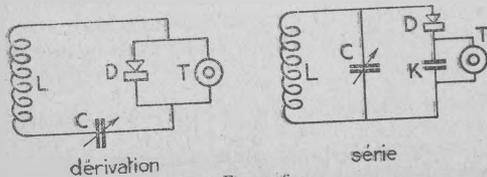


Fig. 146.

— Dans le premier cas, les courants de haute fréquence passent dans le système « détecteur téléphone » comme l'indique la figure ci-dessous :

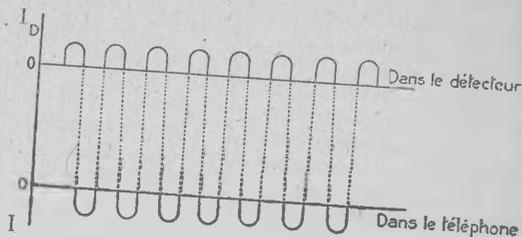


Fig. 147.

Si nous supposons la détection totale, les pulsations continues par les alternances d'un certain sens (positives par exemple) passent dans le détecteur; les pulsations des alternances de sens contraire, dans le téléphone.

— Dans le deuxième cas, les alternances d'un certain sens (positives par exemple) traversent le détecteur et le téléphone, les alternances de sens contraire étant complètement arrêtées si l'on suppose toujours la détection totale.

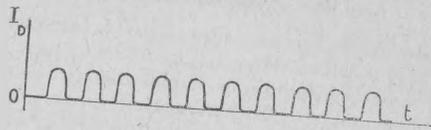


Fig. 148.

Dans les deux cas, le courant qui passe dans le téléphone est un courant pulsatoire de même sens.

Ce courant pulsatoire peut être considéré comme la résultante d'un courant constant et d'un courant oscillatoire.

Le premier passe dans l'enroulement téléphonique. C'est ce courant qu'il est nécessaire de moduler si l'on veut que le téléphone rende un son.

Le second est arrêté par l'inductance considérable de l'enroulement téléphonique. Il passe par capacité entre les spires de l'enroulement.

Lorsque le téléphone est monté en série avec le détecteur il y a intérêt à le shunter par un petit condensateur, qui constitue un obstacle pour le courant détecté, et qui laisse passer aisément le courant oscillatoire.

EMPLOI DU TÉLÉPHONE AVEC LE DÉTECTEUR MAGNÉTIQUE.

Le détecteur magnétique se prête aussi bien que les détecteurs redresseurs à l'emploi du téléphone.

Le détecteur magnétique ne donne pas de courant mais il donne une variation d'aimantation. On conçoit aisément que si l'amplitude du courant de haute fréquence est modulée à basse fréquence, la variation d'amplitude de l'aimantation du fer sera également modulée à basse fréquence. Donc si nous faisons passer le fil de fer avec une vitesse constante dans l'axe d'une bobine intercalée dans un enroulement téléphonique, cette bobine soumise à un flux magnétique variable sera le siège d'une f. e. m. d'induction dont l'amplitude variera périodiquement avec la même fréquence que l'aimantation.

Le téléphone vibrera donc avec cette fréquence. Si l'on veut recevoir d'une manière continue, il suffit de disposer la bobine alimentant le téléphone dans l'axe de la bobine parcourue par le courant de haute fréquence et de disposer à la sortie, un aimant permanent dont le rôle est de détruire l'aimantation du fer, c'est-à-dire d'effacer l'empreinte magnétique due aux signaux incidents.

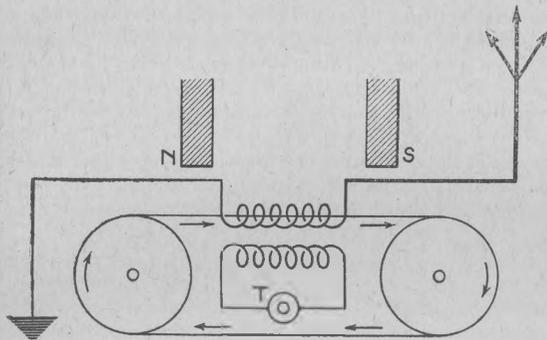


Fig. 149.

Téléphones employés en T. S. F. — Pour augmenter la sensibilité du téléphone on constitue des enroulements très longs et par suite très résistants.

Les écouteurs téléphoniques de la Radiotélégraphie Militaire ont une résistance de l'ordre de 1.000 à 2.000 ohms en courant continu. A cause de la présence du fer, l'impédance est beaucoup plus grande pour des courants de fréquence musicale. Elle peut atteindre 12.000 à 15.000 ohms.

Ces écouteurs sont associés par deux en série pour constituer des casques téléphoniques.

Remarque. — La sensibilité d'un téléphone est fonction de la fréquence du courant détecté. Cette sensibilité peut être définie par la valeur de l'intensité efficace du plus faible courant ayant la fréquence donnée et donnant un son perceptible à l'oreille.

Si l'on trace la courbe représentant la variation de la sensibilité en fonction de la fréquence, on obtient en général une courbe présentant un maximum.

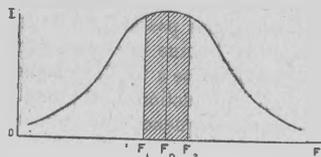


Fig. 150.

La sensibilité maximum du téléphone correspond à la fréquence propre de vibration de la membrane.

Si l'on n'envisage que la réception de signaux télégraphiques on peut avoir intérêt à régler la fréquence du courant détecté, c'est-à-dire la hauteur du son perçu, sur la fréquence propre de la membrane, pour profiter de cette résonance mécanique.

Dans le cas de la radiotéléphonie, le courant détecté est modulé par la parole. C'est la résultante d'un grand nombre de courants dont les fréquences sont comprises entre certaines limites  $F_1$ ,  $F_2$ . Pour que le téléphone reproduise exactement la parole il faudrait que sa sensibilité soit la même pour toutes ces fréquences, c'est-à-dire que la courbe ci-dessus présente une partie sensiblement rectiligne et parallèle à l'axe des abscisses dans l'intervalle des fréquences  $F_1$ ,  $F_2$ . Pour cela, il est nécessaire que la courbe de résonance soit très aplatie, c'est-à-dire que la membrane soit très amortie.

Dans ces conditions l'expérience montre qu'on obtient une réception convenable en faisant en sorte que la fréquence propre de la membrane soit comprise dans l'intervalle des fréquences  $F_1$ ,  $F_2$ .

### B. ENREGISTREMENT DES SIGNAUX TÉLÉGRAPHIQUES.

L'intérêt du téléphone est d'être extrêmement sensible. Cela explique pourquoi, au début de la T. S. F., alors qu'on ne disposait pas des moyens d'amplification considérable que permet l'emploi des lampes à trois électrodes et que nous étudierons ultérieurement, on ait fait appel presque exclusivement à cet appareil. On s'était préoccupé cependant de la possibilité d'obtenir une inscription graphique des signaux, procédé particulièrement avantageux pour l'obtention de transmissions à grande vitesse.

L'emploi du téléphone pour la réception des signaux télégraphiques exige, en effet, un certain entrainement du personnel, et ne permet pas de recevoir aisément à des vitesses dépassant 20 mots à la minute. On peut atteindre des vitesses bien supérieures, par une émission automatique et l'enregistrement à la réception. On peut classer en trois groupes principaux les méthodes d'inscription :

- 1° les méthodes acoustiques,
- 2° les méthodes photographiques,
- 3° les méthodes d'inscription mécanique.

— Les méthodes acoustiques utilisent en dernière analyse la lecture au son, mais par un enregistrement préalable, au phonographe par exemple. Le disque tournant à une vitesse convenable enregistre les signaux; et l'on peut ensuite, autant de fois qu'on le veut, en le faisant tourner à vitesse réduite, écouter les signaux enregistrés.

On peut utiliser de la même manière le *télégraphophone*.

Le principe de cet appareil consiste à inscrire les variations du courant détecté, sous forme de variations d'aimantation d'un fil de fer se déplaçant devant l'électro-aimant du récepteur. Un nouveau passage, à vitesse réduite, du fer à aimantation variable devant l'électro-aimant d'un écouteur permet d'entendre les signaux.

— Dans les méthodes photographiques, le récepteur téléphonique ordinaire est remplacé par un galvanomètre, un électromètre, ou par un téléphone muni d'un petit miroir dont l'organe mobile très léger et peu amorti suit sans retard les signaux.

Un faisceau lumineux émanant d'une source fixe, tombe sur l'organe mobile et se réfléchit sur une pellicule photographique mobile à angle droit des mouvements de l'image. Le tracé obtenu se compose d'une ligne qui reste rectiligne en l'absence de signaux et qui se déplace ou change d'aspect lors du passage d'un signal.

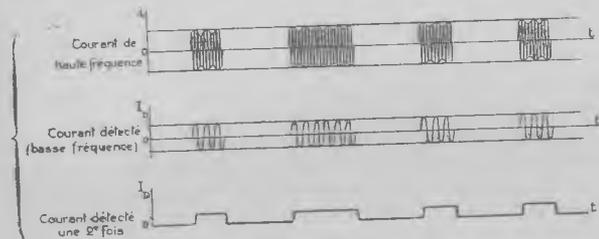


Fig. 151.

— Les méthodes d'inscription mécanique utilisent le mouvement d'un organe mécanique, le cadre d'un galvanomètre par exemple ou même, après amplification du courant, l'armature d'un électro-aimant, par exemple la palette d'un Morse ou d'un relais Baudot.

C'est ainsi qu'on a pu utiliser sans amplification préalable des galvanomètres particulièrement sensibles, en adaptant au cadre de l'appareil un petit stylet très léger qui inscrit ses déplacements sur un cylindre tournant, ou sur une bande de papier enfumé se déplaçant d'un mouvement uniforme dans un sens perpendiculaire aux mouvements du stylet.

Le stylet peut être remplacé par un petit tube très fin servant de siphon, et dont le frottement sur le cylindre peut être très réduit (par exemple par crachement de l'encre préalablement électrisée). Sur ces principes ont été construits le «siphon recorder» et les appareils similaires tels que les *ondulateurs*.

Ces appareils présentent toutefois l'inconvénient de nécessiter un personnel particulièrement entraîné. C'est pourquoi l'on s'efforce de réaliser des dispositifs permettant d'utiliser des appareils de télégraphie ordinaire, comme le Morse et le Baudot. Signalons aussi l'emploi du système Creed, assez répandu, qui permet d'enregistrer des réceptions de transmissions à grande vitesse de l'ordre de 150 mots à la minute.

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE V.

### Principe de la réception,

Un poste récepteur comprend essentiellement un système de conducteurs métalliques constituant un circuit ouvert (antenne) ou fermé (cadre) qui plongé dans le champ électromagnétique des ondes provenant du poste émetteur devient le siège d'oscillations de haute fréquence.

— Si les ondes reçues sont *amorties*, ces oscillations sont la résultante d'oscillations forcées qui ont la période et l'amortissement des ondes captées et d'oscillations libres qui ont la période et l'amortissement propres du circuit de réception (collecteur).

— Si les ondes reçues sont *entretenues* les oscillations libres amorties s'éteignent rapidement et il ne subsiste au bout d'un temps extrêmement court que les oscillations forcées non amorties.

En général les courants de haute fréquence induits par le champ dans le collecteur sont trop faibles pour pouvoir être décelés directement par des appareils thermiques ordinaires, même très sensibles, comme le bolomètre, le thermogalvanomètre ou le couple thermo-électrique qui ne peuvent être utilisés que pour des mesures.

On emploie de préférence pour recevoir les signaux radiotélégraphiques des appareils mécaniques, téléphone ou système inscripteur.

Ces appareils comportent en principe un organe mobile mû par les actions électromagnétiques mises en jeu par le passage du courant dans un enroulement.

Toutefois le courant de haute fréquence induit dans le collecteur ne peut être utilisé tel quel pour alimenter cet enroulement.

En effet :

— Dans le cas de la réception d'ondes entretenues l'enroulement serait le siège d'un courant alternatif qui donnerait naissance à des forces électrodynamiques changeant de sens un très grand nombre de fois par seconde, ayant même amplitude dans les deux sens et auxquelles ne pourrait obéir l'organe mobile, doué d'une inertie mécanique inévitable. Pour que celui-ci puisse se mouvoir,

il faut que l'amplitude des forces électromagnétiques d'un certain sens soit supérieure à celle des forces de sens contraire, pour que l'effet moyen ne soit pas nul. Il est donc nécessaire de transformer le courant alternatif de haute fréquence et d'intensité moyenne nulle en un courant dont l'intensité moyenne ait une valeur non nulle et assez grande pour que l'action électromagnétique moyenne qui en résulte imprime à l'organe mobile un déplacement suffisant.

— Dans le cas des ondes amorties le courant moyen n'est pas nul. Si l'on considère en effet un train d'ondes amorties, on voit que chacune des alternances d'ordre impair l'emporte sur l'alternance d'ordre pair suivante. L'effet moyen des forces mises en jeu n'est donc pas nul. On constate bien, en effet, en écoutant au casque les ondes amorties émises par un poste très proche et suffisamment

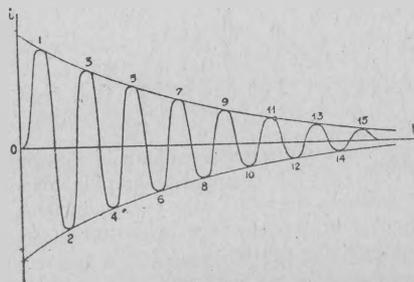


Fig. 159.

puissant, que chaque train d'onde donnant lieu à un toc dans les écouteurs, l'émission est audible, alors que des ondes entretenues ne donnent aucun son.

Toutefois cet effet moyen est insuffisant pour permettre la réception à grande distance des ondes amorties même si l'on met en jeu de grandes puissances à l'émission.

On est ainsi conduit, aussi bien dans le cas des ondes amorties que dans le cas des ondes entretenues à transformer le courant de haute fréquence afin de faire apparaître un courant moyen assez intense pour que le déplacement de l'équipage mobile ait une amplitude suffisante.

Il suffit pour cela que pendant la durée des oscillations de haute fréquence les alternances d'un certain sens passent avec une plus grande intensité que les alternances de sens contraire.

Pour créer cette dissymétrie on utilise un appareil spécial : Le détecteur redresseur, plus simplement désigné sous le nom de détecteur.

Le détecteur. — Le détecteur est essentiellement constitué par un système conducteur ayant la propriété d'opposer au passage du courant une résistance plus grande dans un sens que dans le sens contraire.

Les conducteurs ordinairement utilisés en électrotechnique ne possèdent pas cette propriété. Les courants dont ils sont le siège sont proportionnels aux différences de potentiel appliquées quel que soit le sens de celles-ci et le coefficient de proportionnalité est indépendant du sens du courant. C'est ce qu'exprime la loi d'Ohm :

$$U = RI.$$

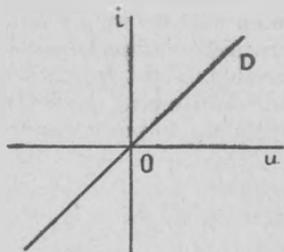


Fig. 153.

Les systèmes conducteurs employés pour la détection ne suivent pas la loi d'Ohm. Si l'on représente graphiquement les variations de l'intensité du courant  $i$  dans ces conducteurs en fonction de la tension aux bornes  $u$ , au lieu d'avoir une droite passant par l'origine on obtient une courbe C.

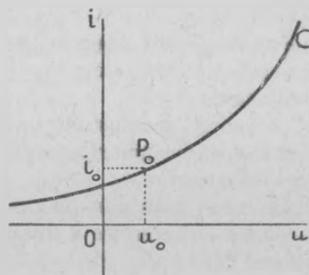


Fig. 154.

Cette courbe s'appelle la *caractéristique* du détecteur.

Elle présente en général un point  $P_0(u_0, i_0)$  au voisinage duquel la pente varie rapidement. Si l'on applique aux bornes du détecteur une tension continue égale à  $u_0$  ce conducteur est le siège d'un courant continu  $i_0$ . Le point de coordonnées  $(u_0, i_0)$  qu'on appelle le point de fonctionnement est donc en  $P_0$  en l'absence d'oscillations de haute fréquence. Pendant la durée des oscillations, à la tension constante  $u_0$  s'ajoute une tension variable  $u$ , alternative entretenue ou alternative amortie et le point de fonctionnement se déplace

sur la caractéristique de part et d'autre du point  $P_0$  entre deux positions extrêmes  $P_1$  et  $P_2$ .

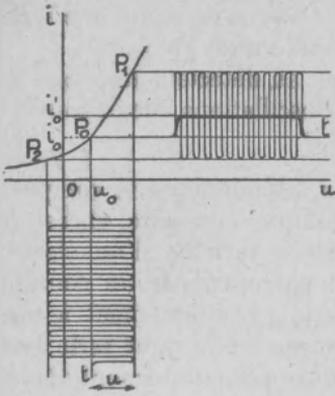


Fig. 155.

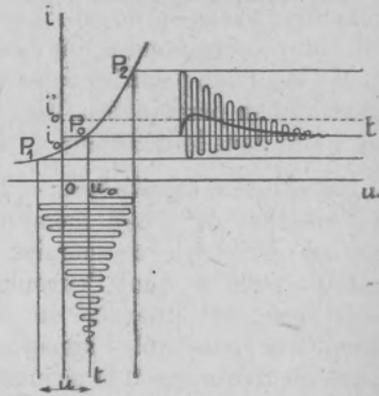


Fig. 156.

Si la pente moyenne de la courbe est plus grande dans la partie  $P_0P_1$  que dans la partie  $P_0P_2$ , les alternances positives du courant  $i$  qui correspondent aux alternances positives de la tension sont plus grandes que les alternances négatives. Au courant moyen se superpose donc un courant variable  $i'$  dont l'intensité moyenne  $i'_0$  est plus grande que  $i_0$ . Au courant continu  $i_0$  qui passe en permanence dans le détecteur s'ajoute pendant les oscillations un courant de sens invariable :

$$i_d = i'_0 - i_0.$$

C'est le courant détecté.

Tant que durent les oscillations de haute fréquence, le détecteur fait donc apparaître un courant de sens invariable. Dans le cas des ondes entretenues pures c'est un courant d'amplitude constante. Dans le cas des ondes entretenues modulées, c'est un courant continu modulé dont l'amplitude suit les variations de l'amplitude du courant de haute fréquence. Dans le cas d'un train d'ondes amorties c'est un courant dont l'intensité part d'une valeur nulle, croît, passe par un maximum et décroît ensuite rapidement.

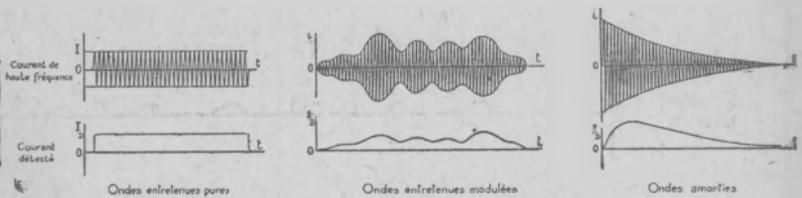


Fig. 157.

Les détecteurs les plus couramment utilisés sont les détecteurs à lampes et le détecteur à galène. Les premiers seront étudiés plus loin. Le détecteur à galène est constitué par un cristal de galène

(sulfure de plomb) sur lequel vient s'appuyer légèrement la pointe d'un fil métallique fin. Le courant passe avec une plus grande intensité de la galène à la pointe que de la pointe à la galène. Le point de fonctionnement optimum  $P_0$  où la caractéristique présente une forte courbure correspond à une tension continue nulle ( $u_0 = 0$ ).

Il n'est donc pas nécessaire d'appliquer au détecteur une tension continue en permanence. En l'absence d'oscillations aucun courant ne passe dans le détecteur.

*La réception au téléphone.* — L'écouteur téléphonique se compose essentiellement d'une membrane métallique circulaire encastrée sur sa périphérie et soumise à l'attraction variable d'un électroaimant polarisé dont l'enroulement est parcouru par un courant électrique. Si l'intensité du courant varie périodiquement à une fréquence convenable l'aimantation du noyau de fer doux varie avec la même fréquence et la membrane se trouve périodiquement déplacée de sa position d'équilibre. Elle vibre avec la même fréquence que le courant. L'inertie de cette membrane qui ne lui permet pas de suivre les oscillations de haute fréquence ne s'oppose pas à des vibrations dont la fréquence est de l'ordre de celle des sons musicaux perceptibles par l'oreille.

Le problème de la réception téléphonique revient donc à alimenter l'enroulement de l'écouteur par un courant dont l'intensité varie périodiquement avec une fréquence audible.

— *Dans le cas des ondes amorties* chaque train d'ondes donne un courant détecté de courte durée qui peut être suffisant pour déplacer la membrane de l'écouteur. Entre deux trains d'ondes successifs elle revient à sa position d'équilibre. Si les trains se succèdent avec une fréquence musicale  $\mathcal{F}$  la membrane rend donc le son de hauteur  $\mathcal{F}$ .

Cette condition se trouve réalisée dans les postes d'émissions d'ondes amorties à étincelles musicales, où chaque étincelle donne lieu à un train d'ondes.

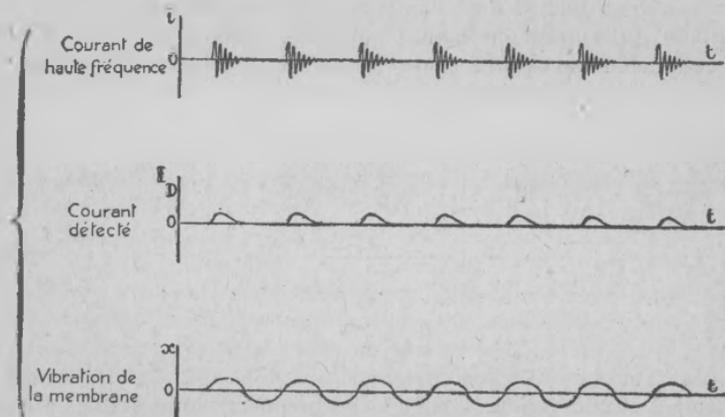


Fig. 158.

— Dans le cas des ondes entretenues modulées à fréquence audible l'amplitude du courant détecté varie avec la même fréquence et la membrane de l'écouteur soumise à des attractions variables vibre avec cette fréquence.

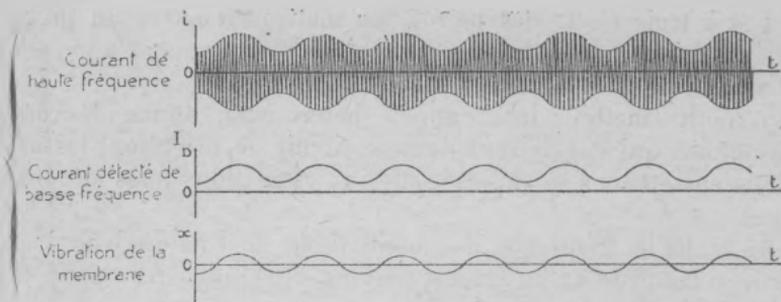


Fig. 159.

Les ondes modulées par la parole donnent un courant détecté modulé analogue au courant téléphonique ordinaire, et la membrane vibre en reproduisant les vibrations de la voix.

— Dans le cas des ondes entretenues pures le courant détecté conserve une amplitude invariable et la membrane ne peut pas vibrer. Tout au plus entend-on un toc dans l'écouteur à l'arrivée des ondes et au moment où cessent les oscillations.

Il est nécessaire de moduler le courant détecté à fréquence audible. Un moyen très simple consiste à découper les ondes soit à l'émission soit à la réception de manière à obtenir au poste récepteur des groupes d'oscillations se succédant périodiquement à la fréquence désirée. Chaque groupe agit comme un train d'ondes amorties. Le courant détecté se présente alors comme une succession de pulsations à intervalles réguliers.

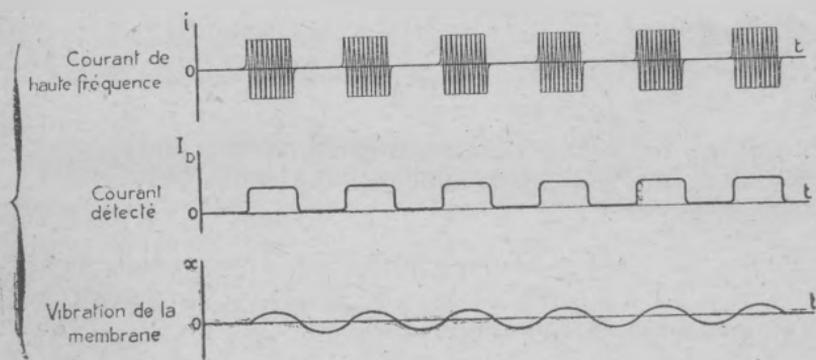


Fig. 160.

Les procédés utilisés à l'émission pour découper les oscillations de haute fréquence seront étudiés plus loin.

A la réception on a utilisé un *tikker*. Cet appareil n'est autre qu'un interrupteur mécanique constitué par une lame métallique vibrant à la fréquence voulue et qui coupe un circuit à chacune de ses oscillations.

Aujourd'hui cet appareil est à peu près délaissé car l'emploi des lampes à trois électrodes permet de mettre en œuvre un procédé bien supérieur : la modulation par l'hétérodyne.

Le principe en est le suivant :

Un petit émetteur local, appelé hétérodyne, donne des ondes entretenues qui engendrent dans le circuit de réception des oscillations entretenues se superposant aux oscillations dues aux ondes reçues.

On règle la fréquence des oscillations de l'hétérodyne à une valeur voisine de celle des oscillations des ondes reçues de telle sorte que la différence :

$$\bar{F} = F_1 - F_2$$

soit de l'ordre des hauteurs de sons musicaux.

La superposition de ces deux espèces d'oscillations donne lieu à des battements c'est-à-dire, à des renforcements et des affaiblissements périodiques du courant dont la fréquence est précisément égale à la différence des fréquences :  $\bar{F}$ .

Ces battements sont tout à fait comparables aux interférences acoustiques de deux sons voisins ; par exemple les vibrations de deux tuyaux d'orgue presque à l'unisson. A un certain instant l'une des vibrations est en phase et s'ajoutent ; puis celle dont la fréquence est la plus grande, avance peu à peu sur l'autre. Lorsqu'elle a fait une demi-oscillation de plus, les phases sont de signes contraires et les amplitudes se retranchent.

Puis l'avance atteint une période entière, les amplitudes s'ajoutent. Et ainsi de suite.

Désignons par T l'intervalle de temps qui s'écoule entre deux instants successifs où les phases sont en concordance. La fréquence des battements est :

$$\bar{F} = \frac{1}{T}$$

Pendant le temps T, la vibration la moins rapide a exécuté n oscillations et la vibration la plus rapide on a exécuté n + 1.

On a donc :

$$T = nT_2 = (n + 1) T_1 \quad \text{si } T_2 > T_1$$

où, en mettant en évidence les fréquences :

$$\frac{1}{\bar{F}} = \frac{n}{F_2} = \frac{n + 1}{F_1} = \frac{1}{F_1 - F_2}$$

d'où :

$$\bar{F} = F_1 - F_2$$

Ainsi la superposition des oscillations incidentes et des oscillations locales donne lieu à des battements de fréquence  $\mathcal{F}$  et par conséquent l'amplitude du courant détecté varie avec cette fréquence.

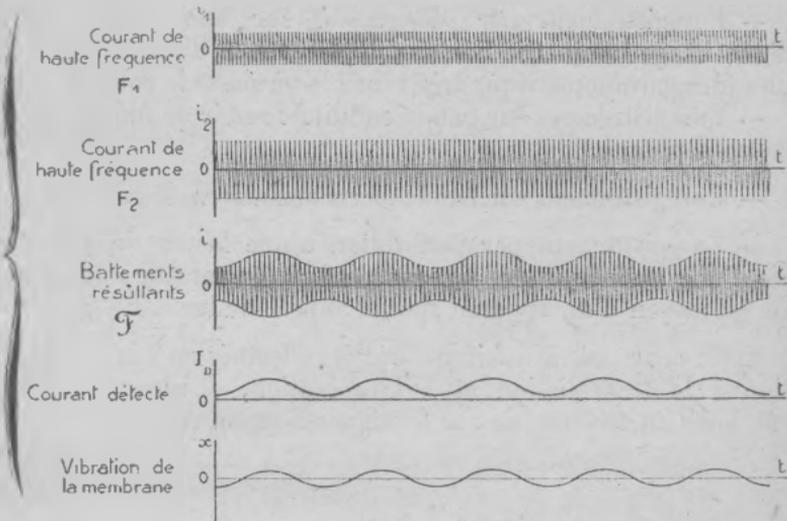


Fig. 161.

Ce procédé est très sensible et très puissant. L'énergie fournie par l'émetteur local s'ajoute à l'énergie des ondes reçues, et peut être très grande. En outre, le réglage de la fréquence de l'hétérodyne permet de choisir la fréquence la plus favorable pour les battements. On peut utiliser ainsi le téléphone et l'oreille dans les conditions de plus grande sensibilité.

Mais l'intérêt essentiel du procédé de réception par hétérodyne consiste dans le fait qu'il permet de faire travailler plusieurs postes voisins à ondes entretenues sur des longueurs d'onde très voisines sans qu'ils se gênent entre eux ; c'est-à-dire de multiplier la densité des communications dans un espace restreint et dans une gamme de longueurs d'onde donnée.

*Enregistrement des signaux télégraphiques.* — L'emploi du téléphone présente un grand intérêt en ce qu'il permet de réaliser des communications en langage ordinaire (radiotéléphonie). Il est aussi avantageusement employé pour la réception des signaux télégraphiques en langage convenu (Morse) d'abord parce qu'il ne nécessite aucun dispositif mécanique spécial et parce qu'il permet à l'opérateur d'exercer au milieu des perturbations de toutes sortes (brouillages ou parasites) un triage intelligent des signaux.

Toutefois la nécessité d'accroître le rendement des communications radiotélégraphiques limité dans la réception au téléphone par la sensibilité de l'oreille (1.200 à 1.500 mots à l'heure) conduit à utiliser des dispositifs d'enregistrement.

C'est ainsi qu'on a employé avec succès des appareils *phonographiques* qui permettent d'enregistrer jusqu'à 4.000 mots à l'heure

et de restituer ensuite les télégrammes enregistrés à une vitesse plus lente compatible avec la sensibilité de l'oreille.

D'autres procédés d'enregistrement donnent aussi de bons résultats : Par exemple :

— Enregistrement par *photographie* sur une pellicule mobile d'une image lumineuse liée aux déplacements d'un miroir fixé sur un cadre galvanométrique très sensible où passe le courant détecté.

— Enregistrement sur bande enduite de noir de fumée (galvanomètre à plume).

— Enregistrement sur bande *Morse* ordinaire.

— Enregistrement par perforation d'une bande de papier suivie d'une traduction des signaux perforés en caractères d'imprimerie au moyen d'un appareil spécial appelé traducteur.

Enfin des essais satisfaisants ont été effectués en vue de l'application à la transmission et à la réception, des appareils *Baudot* employés en télégraphie sur les lignes à grand rendement.

## CHAPITRE VI.

### UTILISATION DES ANTENNES ET DES CADRES À LA RÉCEPTION.

---

#### INTRODUCTION.

##### § 1. LA RÉCEPTION DIRECTE.

###### A. *Énergie captée par le collecteur :*

###### 1° Cas de l'antenne :

- a. Réception des ondes entretenues ;
- b. Réception des ondes amorties.

###### 2° Cas du cadre :

- a. Réception des ondes entretenues ;
- b. Réception des ondes amorties.

###### B. *Énergie consommée dans le détecteur.*

###### C. *Réglage en réception directe.*

###### D. *La syntonie dans la réception directe.*

###### E. *Inconvénients de la réception directe.*

##### § 2. LA RÉCEPTION INDIRECTE.

###### A. *Avantages de la réception indirecte :*

- 1° Amélioration de la syntonie ;
- 2° Suppression du réglage de la résistance ;
- 3° Emploi d'une antenne désaccordée.

###### B. *Inconvénients de la réception indirecte.*

###### C. *Réglage en réception indirecte :*

- 1° Recherche de l'émission à recevoir ;
- 2° Amélioration de la syntonie.

###### D. *Emploi d'un amplificateur.*

##### § 3. DISPOSITIF DE PROTECTION CONTRE LES BROUILLAGES :

- Cadres et antennes dirigées ;
- Circuits différentiels ;
- Montage en pont de Wheatstone ;
- Résonance acoustique.

##### § 4. PROTECTION CONTRE LES PARASITES.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

1911

## CHAPITRE VI.

### UTILISATION DES ANTENNES ET DES CADRES A LA RÉCEPTION.

#### INTRODUCTION.

Nous avons vu qu'il était possible d'utiliser à la réception, comme collecteurs d'ondes, des antennes, ou des cadres. Les oscillations de haute fréquence qui prennent naissance dans le collecteur sont transmises au détecteur, directement, ou par l'intermédiaire d'un second circuit couplé à l'antenne ou au cadre.

Dans le premier cas, on dit que la réception est directe, dans le second cas, que la réception est indirecte.

Nous étudierons successivement ces deux montages, et nous montrerons l'avantage que présente la réception indirecte, tant au point de vue d'une meilleure utilisation de l'énergie captée qu'au point de vue de l'élimination des émissions gênantes.

#### § 1. Réception directe.

Dans la réception directe, le détecteur est intercalé directement dans l'antenne ou dans le cadre.

Dans le cas de l'antenne mise à la terre, il y a avantage à le placer à la base, où l'intensité du courant atteint la plus grande amplitude.

Nous allons évaluer la quantité d'énergie captée par le collecteur, et la quantité d'énergie utilisée par le détecteur, et nous en déduirons les conditions optima à réaliser pour la réception.

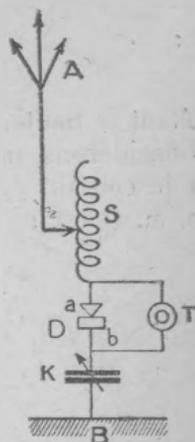


Fig. 16a.

#### A. ÉNERGIE CAPTÉE PAR LE COLLECTEUR.

Connaissant la valeur des champs électrique et magnétique au voisinage de l'antenne ou du cadre de réception, il est facile de

déterminer la valeur de la f. e. m. induite dans l'antenne ou dans le cadre. Il est indifférent d'utiliser pour ce calcul le champ électrique ou le champ magnétique; mais il est commode de se servir du champ électrique dans le cas de l'antenne et du champ magnétique dans le cas du cadre.

1° Cas de l'antenne.

Proposons-nous de déterminer la f. e. m.  $\mathcal{E}$  qui, dans le circuit équivalent à l'antenne donnée donnerait un courant égal au courant de réception à la base de l'antenne.

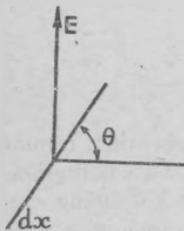


Fig. 163.

Soit  $E$  l'amplitude du champ électrique, que nous supposons vertical. Considérons un élément  $dx$  de l'antenne, faisant avec l'horizontale un angle  $\theta$ .

La composante du champ dans l'élément  $dx$  est  $E \sin \theta$ .

La f. e. m. induite dans l'élément  $dx$  a donc pour valeur (1) :

$$d\mathcal{E} = Edx \sin \theta.$$

Si  $I$  est l'intensité du courant dans l'élément  $dx$  l'énergie fournie pendant le temps  $dt$  par la f. e. m. agissant sur cet élément est :

$$d\mathcal{E} \cdot I \cdot dt = EI \sin \theta dx \cdot dt.$$

Et tout le long de l'antenne :

$$Edt \int dx \sin \theta,$$

ou :

$$Edt \cdot I_0 h_e,$$

$h_e$  étant la hauteur effective de l'antenne.

Considérons maintenant le circuit fermé équivalent parcouru par le courant  $I_0$ . Pendant le temps  $dt$  l'énergie fournie par la f. e. m.  $\mathcal{E}$  est :

$$\mathcal{E} I_0 dt = Edt I_0 h_e,$$

d'où :

$\mathcal{E} = E h_e$
-----------------------

(1) Les équations de Maxwell montrent en effet que le courant dans le conducteur est localisé dans une couche superficielle très mince dans laquelle le champ électrique qui crée le courant ( $i = \sigma \epsilon$ ) est parallèle à la surface, et égal et opposé au champ électrique dû aux ondes incidentes, de telle sorte que la composante tangentielle résultante des champs électriques est nulle.

*Remarque.* — Nous avons supposé que le champ électrique était vertical. S'il n'en est pas ainsi, on verrait aisément qu'il y aurait intérêt à incliner l'antenne réceptrice dans le sens du champ électrique.

*Energie captée par l'antenne.* — Deux cas sont à considérer selon qu'il s'agit d'ondes entretenues ou d'ondes amorties.

a. *Réception des ondes entretenues.*

Dans ce cas, la f. e. m. est de la forme :

$$\mathcal{E} = h_e E \sin \omega t.$$

Si  $Z$  est l'impédance du circuit équivalent, l'intensité du courant de réception aura pour valeur :

$$I_0 = h_e \frac{E}{Z} \sin \omega t$$

$$Z = \sqrt{R^2 + \left( L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)^2}$$

Ce courant est maximum lorsque l'antenne est accordée sur l'onde à recevoir. Il a alors pour valeur :

$$I_0 = \frac{E h_e}{R}$$

L'énergie captée est alors maximum :

$$W_m = \frac{E^2 h_e^2}{R}$$

b. *Réception des ondes amorties.*

Dans le cas des ondes amorties, la f. e. m. est de la forme :

$$\mathcal{E} = h_e E e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t$$

{  $\alpha_1$  étant l'amortissement du circuit d'émission.

{  $\omega_1$  la pulsation de ce circuit.

Pour le calcul de l'intensité du courant dans le circuit de réception, nous pouvons appliquer la formule de Bjerkness.

Si  $\alpha_2$  est l'amortissement du circuit de réception  $\omega_2$  la pulsation propre de ce circuit nous avons :

$$I^2 = K \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2} \frac{1}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2}$$

Cette formule suppose, en outre, les amortissements faibles, et les pulsations voisines.

Dans ce cas, nous avons encore un courant maximum, à la résonance, c'est-à-dire à l'accord du circuit de réception et d'émission. Aussi l'énergie captée à la réception est-elle maximum lorsque cet accord est réalisé.

*Remarque.* — Dans tous les cas, il faut observer que le courant qui prend naissance dans une antenne de réception modifie le champ électromagnétique environnant. L'antenne de réception émet un rayonnement secondaire.

### 2° Cas du cadre.

Pour déterminer la f. e. m. induite dans le cadre, il est commode de se servir du champ magnétique.

Supposons que les dimensions du cadre soient assez faibles pour que l'on puisse considérer la valeur instantanée du champ magnétique  $h$  comme étant la même à un instant donné, en tous les points du cadre.

Désignons par  $S$  la surface du cadre (1).

Désignons par  $\theta$  l'angle du champ avec la normale du plan du cadre (c'est aussi l'angle du plan du cadre avec la direction de propagation).

Le flux magnétique qui traverse ce cadre a pour expression :

$$\Phi = hS \cos \theta.$$

Et la f. e. m. induite a pour valeur :

$$\mathcal{E} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = S \cos \theta \frac{\partial h}{\partial t}.$$

Elle est maximum pour  $\theta = 0$  et  $\theta = \pi$ .

#### a. Réception des ondes entretenues.

$h$  est de la forme :

$$h = H \sin \omega t.$$

Alors :

$$\mathcal{E} = HS\omega \cos \theta \cos \omega t.$$

Et l'amplitude du courant induit dans le cadre d'impédance  $Z$  est :

$$I = \frac{HS\omega}{Z} \cos \theta.$$

(1)  $S$  est la surface totale.

Si  $s$  est la surface d'une spire (ou la surface moyenne si les spires sont négales)  $n$  le nombre des spires :

$$S = ns.$$

Elle est maximum quand le circuit du cadre est accordé sur l'émission à recevoir ( $Z = R$ ).

$$I_0 = \frac{HS\omega}{R} \cos \theta.$$

*Remarque.* — Si nous supposons le cadre orienté dans les conditions optima de réception, c'est-à-dire normalement au champ magnétique ( $\cos \theta = 1$ ) l'expression de la f. e. m. induite devient :

$$\mathcal{E} = HS\omega,$$

ce qui peut s'écrire :

$$\mathcal{E} = \frac{E}{V} S\omega = \frac{2\pi S}{\lambda} E.$$

Donc à ce point de vue, le cadre se comporte à la réception comme une antenne dont la hauteur effective serait :

$$h_c = \frac{2\pi S}{\lambda}$$

Si nous calculons cette grandeur pour une valeur donnée de la longueur d'onde, nous trouvons des valeurs très faibles.

Par exemple pour un cadre hexagonal de six spires de 3 mètres de diamètre recevant une onde de 600 mètres, on trouve :

$$h_c = 37 \text{ cms.}$$

Mais il faut observer par contre que la résistance du cadre peut être très inférieure à celle d'une antenne, et que par suite le courant de résonance peut être assez grand. En outre l'antenne perd par rayonnement secondaire une partie de l'énergie qu'elle capte tandis que l'énergie rayonnée par le cadre est insignifiante. ❏

#### b. Réception des ondes amorties.

L'intensité du courant de réception est encore donnée par la formule de Bjerkness.

Il y a encore avantage à accorder le cadre sur l'émission à recevoir.

Cette condition étant réalisée, cherchons à quelle autre condition il faut satisfaire pour que l'énergie consommée dans le détecteur soit maximum.

B. ÉNERGIE CONSOMMÉE DANS LE DÉTECTEUR.

a. Réception des ondes entretenues.

Si nous appelons R la résistance totale du circuit, l'intensité du courant de réception a pour valeur :

$$I = \frac{C}{R}.$$

Mais R comprend la résistance propre de l'antenne  $R_0$  et la résistance offerte par le détecteur :  $R_D$ .

Donc l'énergie consommée dans le détecteur a pour expression :

$$W_D = R_D I^2 = \frac{C^2}{\left(R_D + \frac{R_0^2}{R_D}\right) + 2R_0}.$$

Elle est maximum pour :

$$R_D = R_0$$

C'est-à-dire lorsque la résistance du détecteur est égale à la résistance propre du circuit de réception.

Donc pour recueillir aux bornes du détecteur le maximum d'énergie, il faut que les deux conditions ci-après soient remplies :

- 1° Accord du circuit sur l'émission à recevoir.
- 2° Egalité entre la résistance propre du circuit et celle du détecteur.

b. Réception des ondes amorties.

Dans le cas des ondes amorties, nous devons utiliser la formulé de Bjerknæs qui nous donne à la résonance :

$$W_0 = R_0 I^2 = \Delta E^2 \frac{\delta_D}{\delta_e \delta_r (\delta_e + \delta_0)}.$$

- $\delta_e$  décrement du circuit d'émission.
- $\delta_r$  décrement du circuit de réception.
- $\delta_0$  décrement dû à la résistance du détecteur.

Si  $\delta_0$  est le décrement propre du circuit en l'absence du détecteur.

$$\delta_r = \delta_0 + \delta_D.$$

L'énergie consommée est maximum lorsque l'expression :

$$\frac{\delta_D}{\delta_e(\delta_0 + \delta_D)(\delta_e + \delta_0 + \delta_D)} \text{ est maximum.}$$

On voit aisément qu'il en est ainsi lorsque :  $\delta_D^2 = \delta_0(\delta_e + \delta_0)$ .

C'est-à-dire lorsque :

$$R_D = R_0 \sqrt{1 + \frac{\delta_e}{\delta_0}}$$

La valeur optimum de  $R_D$  est plus grande dans le cas des ondes amorties que dans le cas des ondes entretenues.

### C. RÉGLAGE EN RÉCEPTION DIRECTE.

Le réglage du poste consiste à réaliser les deux conditions que nous venons d'examiner :

- Accord du circuit de réception sur l'émission à recevoir.
- Réglage de la résistance du circuit.

Nous supposerons cette deuxième condition satisfaite.

Pour accorder le circuit sur l'onde à recevoir, il suffit de faire varier la capacité ou la self-induction. Toutefois la variation de la self-induction entraînant une variation de la résistance nous réglerons de préférence au moyen du condensateur.

Nous pouvons alors tracer une courbe de résonance en portant en abscisses la valeur de la période propre du circuit de réception  $T$  et en ordonnée, la valeur de l'intensité du courant  $I$ . Cette courbe présente un maximum lorsque le circuit est accordé sur la période des ondes à recevoir  $T_0$ .

*Zone de réception.* — L'ensemble oreille-téléphone ayant une sensibilité limitée, il est nécessaire, pour qu'un son soit perçu que l'intensité du courant qui traverse le téléphone dépasse une valeur limite  $I_0$ . En traçant la droite  $I = I_0$  on voit que l'émission de période  $T_0$  peut être perçue non pas pour une valeur unique de la période propre  $T = T_0$  du récepteur mais pour toutes les périodes comprises entre deux limites  $T'$ ,  $T''$  encadrant cette valeur  $T_0$ . L'intervalle ( $T'T''$ ) représente la zone de réception.

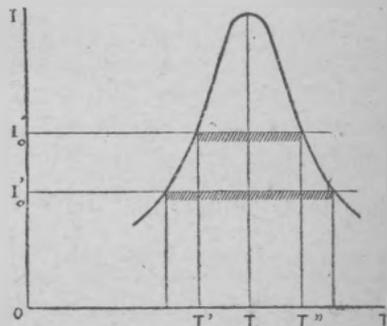


Fig. 164.

Si l'on fait croître d'une façon continue la période propre du circuit de réception, on commencera à percevoir un son quand elle atteindra la valeur  $l_0$  ; l'intensité du son croîtra jusqu'au moment de l'accord  $T = T_0$ , puis diminuera pour s'éteindre en  $T''$ .

La grandeur de cette zone de réception dépend de plusieurs facteurs :

1° De la sensibilité du détecteur et du téléphone.

Si cette sensibilité augmente, le courant nécessaire pour obtenir un son perceptible diminue et devient  $l_0'$ . La zone de réception correspondant à la même courbe de résonance s'élargit.

2° De la forme de la courbe de résonance.

La courbe de résonance est toujours une courbe en cloche ; mais sa forme dépend d'un certain nombre de facteurs.

— Dans le cas des ondes entretenues elle a pour équation :

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left( L\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0} \right)^2}}$$

L'intensité du courant de réception dépend de l'amplitude de la f. e. m.  $E$  et des constantes caractéristiques du circuit de réception.

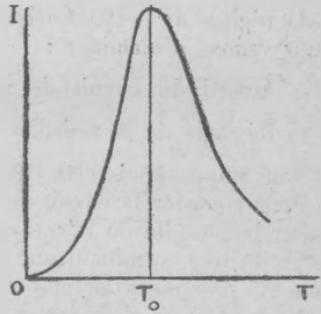


Fig. 165.

L'amplitude de la f. e. m.  $E$  est d'autant plus grande que la puissance émise est plus grande et que les postes sont moins éloignés.

— Dans le cas des ondes amorties la courbe de résonance est donnée par la formule de Bjerkness.

Elle est d'autant plus aplatie à son sommet, que :

- 1° la moyenne des décroissements des deux circuits est plus grande.
- 2° le couplage est plus serré, c'est-à-dire les circuits plus rapprochés.

Considérons deux courbes de résonance tracées pour des amortissements différents (tous les autres paramètres étant fixes)

la courbe  $C$  correspondant au décroissement moyen :  $\delta_0 = \frac{\delta_c + \delta_r}{2}$ ,

la courbe  $C'$  correspondant au décroissement moyen :  $\delta_0' = \frac{\delta_c' + \delta_r'}{2}$ .

Si  $\delta'_0 < \delta_0$  l'amplitude maximum est diminuée, mais la courbe de résonance est élargie, la zone de réception peut être aussi plus large.

En général  $a'b' > ab$ .

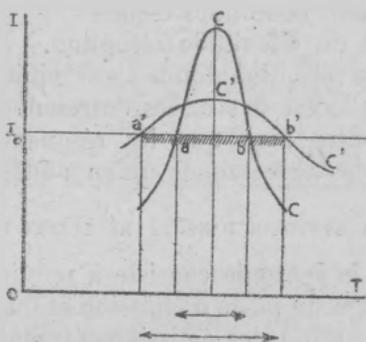


Fig. 166.

— D'autre part, plus la puissance émise est grande plus les postes sont rapprochés, et plus l'amplitude maximum de réception est grande et la zone d'audition élargie.

C'est le cas de la figure ci-dessous, où 3 courbes ont été tracées pour des puissance décroissantes.

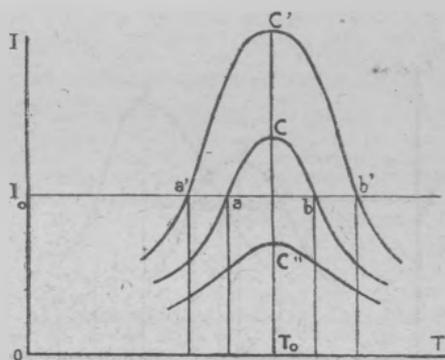


Fig. 167.

La zone  $a'b'$  correspondant à la plus grande puissance, ou à la plus petite distance est plus large que la zone  $ab$  (puissance plus faible ou éloignement plus grand).

La courbe  $C''$  correspondrait au cas d'une émission très peu puissante ou très éloignée. L'amplitude maximum n'atteint pas la limite de sensibilité du téléphone. Cette émission ne sera pas perçue.

*Remarque.* — Dans le cas des ondes entretenues les courbes de résonance sont, toutes choses égales d'ailleurs, beaucoup moins aplaties que dans le cas des ondes amorties. L'accord est beaucoup plus aigu.

Nous avons vu en effet que ces courbes sont d'autant plus aplaties que la moyenne des décrotements est plus grande :

$$\delta_0 = \frac{\delta_e + \delta_r}{2}$$

où  $\delta_e$  est le décrotement des ondes émises

$\delta_r$  le décrotement du circuit de réception.

Pour un circuit de réception donné  $\delta_0$  est minimum lorsque  $\delta_e = 0$

C'est-à-dire dans le cas des ondes entretenues.

L'expérience montre bien que les résonances sont beaucoup plus aiguës en ondes entretenues qu'en ondes amorties.

#### D. LA SYNTONIE DANS LA RÉCEPTION DIRECTE.

Le problème de la syntonie consiste à réduire, le plus possible grâce à un accord aigu du poste d'émission et du poste de réception, l'intensité de la réception des émissions étrangères, par rapport à l'intensité de la réception que l'on désire.

Considérons un poste récepteur réglé sur une émission de période  $T_0$  que nous supposons amortie. Le cas des ondes entretenues étant un cas limite correspondant à un amortissement nul du poste émetteur.

Traçons la courbe de résonance correspondant à cette émission C. Supposons d'autre part qu'un autre poste d'émission travaille sur une période  $T'_0$  et traçons aussi la courbe de résonance correspondant C'.

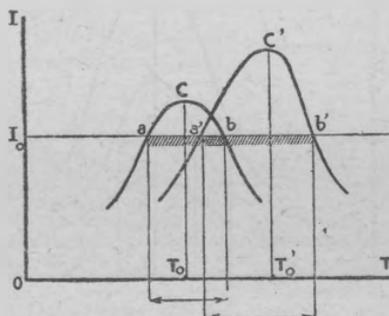


Fig. 168.

Soit  $I_0$  le courant correspondant à la sensibilité limite du système oreille-téléphone.

Nous allons voir dans quels cas il est possible de séparer les deux émissions, et dans quels cas cette séparation n'est pas possible.

##### 1° Possibilité de la séparation.

Elle dépend de plusieurs conditions :

a. De l'écart entre les périodes des deux émetteurs. — On voit, en effet, que si les périodes  $T_0$  et  $T'_0$  des deux postes sont très différentes

(fig. I) les zones de réception  $ab$ ,  $a'b'$  peuvent être distinctes; il n'est alors possible de recevoir qu'un poste à la fois.

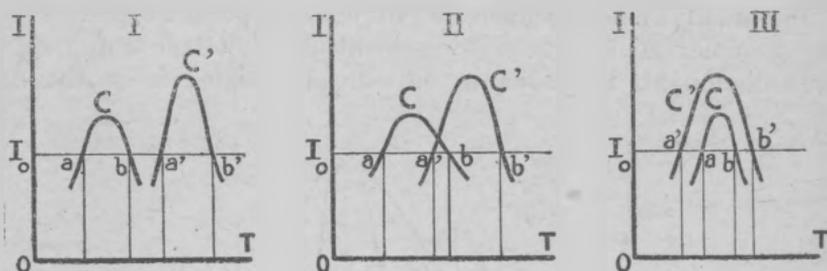


Fig. 169.

Si les périodes se rapprochent, les zones de réception empiètent l'une sur l'autre (fig. II). On a une zone commune  $a'b$  qui s'étend de plus en plus au fur et à mesure que les périodes  $T_0$  et  $T'_0$  deviennent plus voisines.

Enfin, si les deux périodes  $T_0$  et  $T'_0$  sont très voisines (fig. III), la séparation peut devenir impossible. Dans le cas de la figure, le poste de période  $T_0$  ne pourra pas être reçu séparément; on pourra recevoir le poste de période  $T'_0$  en se dérégulant pour se placer dans les zones  $a'a$  ou  $bb'$  mais l'intensité du son sera diminuée.

b. *Des valeurs relatives des ordonnées maxima des courbes de résonance.* — Considérons en effet les courbes de résonance  $C$  et  $C'$  relatives à deux émissions de période  $T_0$  et  $T'_0$  et supposons par exemple que la courbe  $C$  recouvre entièrement la courbe  $C'$ . La séparation des deux émissions ne peut être effectuée.

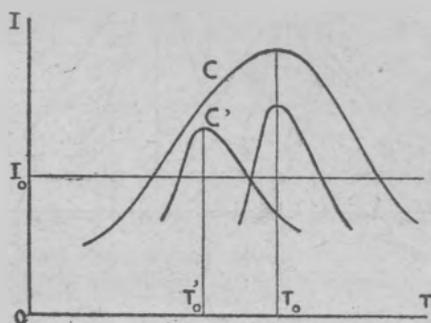


Fig. 170.

Mais imaginons qu'au moyen d'un artifice quelconque on réduise l'amplitude de la courbe  $C$ .

Si les périodes  $T_0$  et  $T'_0$  ne sont pas trop voisines, on pourra séparer les deux émissions.

On peut obtenir ce résultat en diminuant la puissance mise en jeu dans le poste de période  $T'_0$  ou en augmentant la distance de ce poste au poste de réception. Cela n'est d'ailleurs pas possible en général.

c. *Des amortissements relatifs des émetteurs et du récepteur.* — Soient les deux postes émetteurs de périodes  $T_0$  et  $T'_0$  donnant une zone commune de réception en  $ab$ .

Diminuons l'amortissement de l'un d'eux le poste de période  $T'_0$  par exemple. La moyenne des décréments de l'émetteur et du récepteur diminuant, la résonance devient plus aiguë, la courbe de

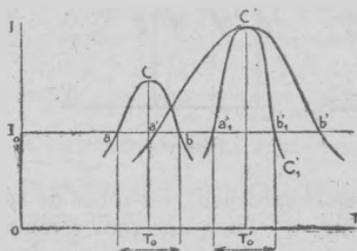


Fig. 171.

résonance est plus étroite, soit  $C'_0$ . On voit que la séparation devient complète, les zones de réception  $ab$  et  $a_1b_1$  étant complètement éparées.

— Au lieu de diminuer l'amortissement d'un des émetteurs, diminuons l'amortissement du récepteur. On rend ainsi plus aiguës les deux courbes de résonance, et au lieu de  $C$  et  $C'$  on a  $C_1$  et  $C'_1$ , les zones de réception se séparent en  $a_1b_1$  et  $a'_1b'_1$ . Les deux réceptions sont alors entièrement distinctes.

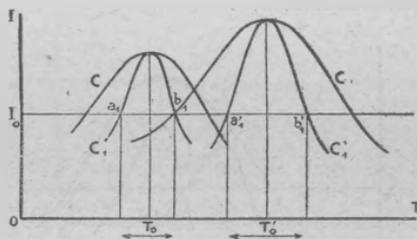


Fig. 172.

2° *Cas où l'élimination est impossible.*

Il est des cas où la séparation est impossible. On peut recevoir le poste émetteur de période  $T'_0$  en désaccordant suffisamment le circuit de réception mais c'est aux dépens de l'intensité du son au téléphone; il est impossible de recevoir le poste de période  $T_0$  sans être gêné par l'autre. On peut cependant trouver un réglage du récepteur, tel que l'intensité de la réception du premier soit notablement supérieure à celle du second; dans ces conditions la réception de  $T_0$  est encore possible. Enfin, si la fréquence des trains

d'oscillations est différente pour les deux postes, c'est-à-dire si la hauteur du son perçu n'est pas la même, un opérateur exercé peut recevoir l'une des transmissions, même si l'autre a une intensité égale.

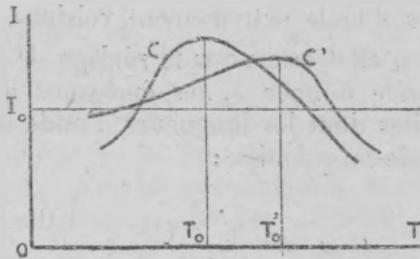


Fig. 173.

*En résumé.* — La réception d'une seule émission parmi plusieurs émissions simultanées de périodes  $T_0$ ,  $T_0'$ ,  $T_0''$  est d'autant plus facile que :

- 1° Les périodes  $T_0$ ,  $T_0'$ ,  $T_0''$  sont plus différentes.
- 2° Que l'énergie mise en jeu dans les émetteurs est plus faible à condition, bien entendu, qu'elle soit suffisante pour la réception.
- 3° Que la moyenne des décrets des circuits émetteurs et récepteurs  $\delta_0 = \frac{\delta_e + \delta_r}{2}$  est plus petite.

En particulier nous voyons que la syntonie des ondes entretenues est bien supérieure à celle des ondes amorties.

*Conditions d'emploi des ondes entretenues et des ondes amorties.*

De ce qui précède il résulte que les ondes entretenues seront en général bien préférables aux ondes amorties.

Aussi dans le domaine des applications militaires, les ondes entretenues ont-elles pris une place prépondérante.

Le problème essentiel qui se pose est en effet, de répartir sur un espace restreint un très grand nombre de réseaux c'est-à-dire d'émissions de longueurs d'onde déterminées.

La faible syntonie de réception compatible avec l'emploi des ondes amorties ne permet pas de multiplier les émissions. L'expérience montre que pour des longueurs d'ondes de l'ordre de 100 mètres, il est nécessaire pour que deux émissions ne se brouillent pas mutuellement qu'à puissance égale les longueurs d'onde diffèrent d'au moins 25 mètres.

Pour utiliser simultanément un nombre donné d'émissions, on est ainsi conduit à étendre considérablement la gamme des longueurs d'ondes, et à différencier les émissions simultanées par la hauteur des sons d'étincelle.

L'emploi des ondes entretenues et reçues par hétérodyne permet de résoudre le problème d'une manière beaucoup plus satisfaisante.

Dans le cas des ondes entretenues la syntonie est en effet bien supérieure, et la réception hétérodyne permet de séparer des émissions de longueurs d'onde extrêmement voisines.

Nous avons vu en effet que pour le réglage de l'hétérodyne sur une longueur d'onde donnée  $\lambda$ , les émissions qui peuvent être entendues sont celles dont les longueurs d'onde diffèrent de  $\lambda$  en plus ou en moins de la quantité :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{10^5}.$$

Pour  $\lambda = 1000$  nous avons trouvé  $\Delta\lambda = 10$  mètres.

Or l'hétérodyne peut être réglée soit sur une longueur d'onde supérieure, soit sur une longueur d'onde inférieure à celles des ondes à recevoir.

Si le poste qui pourrait brouiller les signaux a une longueur d'onde supérieure à celle du poste que l'on désire entendre, on peut régler l'hétérodyne sur une longueur d'onde inférieure à celle de ce dernier. Les signaux à éliminer ne seront donc pas perçus lorsque la différence est seulement la moitié de  $\Delta\lambda$ .

On réglerait au contraire l'hétérodyne sur une longueur d'onde supérieure à celle du poste à recevoir, si le poste brouilleur avait la plus petite longueur d'onde.

Enfin les signaux sont encore lisibles si la hauteur du son qui leur correspond est très différente de celle du son produit par un poste brouilleur. On constate pratiquement que sur des longueurs d'ondes de l'ordre de 100 mètres deux postes dont les longueurs d'onde diffèrent extrêmement peu ne se gênent pas mutuellement. Pour une longueur d'onde de 1000 mètres, la différence nécessaire pour éviter tout brouillage n'est que de quelques mètres.

Elle est extrêmement faible pour les ondes courtes, et c'est là un des avantages de l'emploi des ondes courtes, en radiotélégraphie militaire.

Remarquons que la réception par hétérodyne ne permet pas d'éliminer les émissions gênantes à ondes amorties.

Ces signaux sont reçus au téléphone même en l'absence de l'hétérodyne. L'action de l'hétérodyne les renforce mais leur fait perdre leur caractère musical. On perçoit un bruit sans hauteur de son bien déterminée.

En raison de leur amortissement même qui les rend aptes à être reçues facilement au moyen des appareils les plus simples, les ondes amorties continuent à être employées pour certaines applications, notamment pour la diffusion des renseignements horaires ou météorologiques.

E. INCONVÉNIENTS DE LA RÉCEPTION DIRECTE.

De l'étude qui vient d'être faite il résulte que la réception directe présente deux graves inconvénients.

1° *La syntonie est très mauvaise.*

La présence du détecteur, très résistant, dans le circuit de réception, entraîne un amortissement considérable du circuit. Par suite, les courbes de résonance sont très aplaties, aussi bien dans la réception des ondes entretenues que dans celle des ondes amorties.

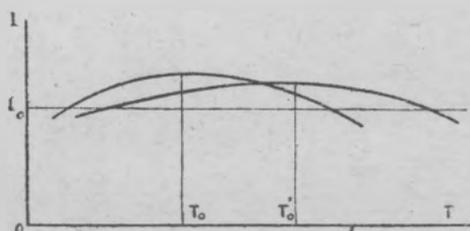


Fig. 174.

Les courbes de résonance correspondant à plusieurs émissions de longueurs d'ondes voisines se pénètrent ou se recouvrent, et la séparation devient impossible.

2° *Le réglage de la résistance est difficile.*

Nous avons vu en effet que pour obtenir le rendement maximum à la réception, il est nécessaire, dans le montage direct de satisfaire à la condition :

$$\left. \begin{aligned} R_D &= R_0 && \text{en ondes entretenues.} \\ R_D &= R_0 \sqrt{1 + \frac{\delta_r}{\delta_e}} && \text{en ondes entretenues.} \end{aligned} \right\}$$

Ce réglage est délicat. La résistance du circuit de réception qui comprend en particulier la résistance provenant des pertes dans les isolants et dans le condensateur est d'ailleurs fonction de la longueur d'onde.

La modification de la résistance du détecteur et de la résistance de l'antenne ne peut se faire qu'au détriment de la sensibilité de l'un ou de l'énergie ravie par l'autre au champ électromagnétique.

Aussi le montage direct n'est-il pas employé.

On a recours en pratique au montage indirect.

## § 2. Réception indirecte.

### A. AVANTAGES DE LA RÉCEPTION INDIRECTE.

Dans la réception indirecte le détecteur est intercalé dans un circuit couplé avec le circuit de réception.

L'emploi des circuits couplés permet, dans tous les cas, d'améliorer considérablement la syntonie. En outre dans le cas des ondes entretenues il permet de s'affranchir de la condition du réglage de la résistance, et pour des ondes assez courtes d'utiliser des collecteurs non accordés.

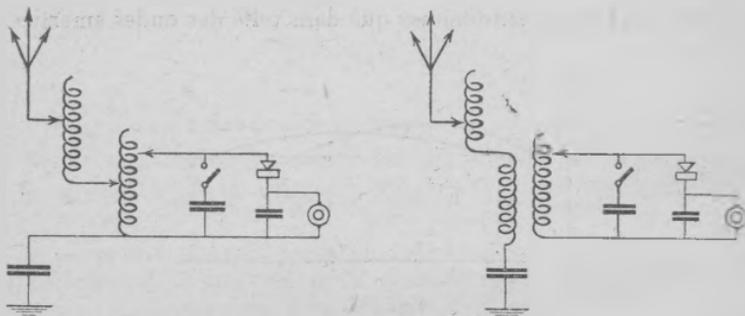


Fig. 175.

#### 1° Amélioration de la syntonie.

Le détecteur n'étant plus dans le circuit de réception, la résistance de ce circuit, et par suite le décrement d'amortissement correspondant est considérablement réduit.

Les courbes de résonance sont donc beaucoup moins aplaties, et la séparation des émissions, beaucoup plus facile.

En outre, le circuit primaire étant accordé sur les oscillations à recevoir, celles-ci sont déjà renforcées par rapport aux oscillations perturbatrices. Ce phénomène s'accroît dans le circuit secondaire également accordé.

On se rend compte ainsi que par le jeu de circuits successifs, couplés lâchement et accordés sur l'émission à recevoir on puisse réduire considérablement l'intensité des oscillations dues aux émissions étrangères.

Ce procédé a l'inconvénient de réduire aussi l'intensité des oscillations à recevoir mais dans une proportion beaucoup moindre, et les moyens d'amplification dont on dispose par l'emploi de tubes à vide permettent de donner aux signaux une intensité suffisante pour la réception.

#### 2° Suppression du réglage de la résistance.

Nous allons voir que dans le cas des ondes entretenues, l'emploi de la réception indirecte permet de s'affranchir de la condition de réglage de la résistance.

Nous savons en effet que dans le cas du couplage par induction il existe un couplage optimum défini par la condition :

$$M^2\omega^2 = Z_1Z_2.$$

Pour lequel, on obtient le maximum du courant dans le circuit secondaire lorsque l'on a :

$$\varphi_1 = \varphi_2$$

ou :

$$\frac{L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega}}{R_1} = \frac{L_2\omega - \frac{1}{C_2\omega}}{R_2},$$

c'est-à-dire sans qu'il soit nécessaire d'accorder les circuits.

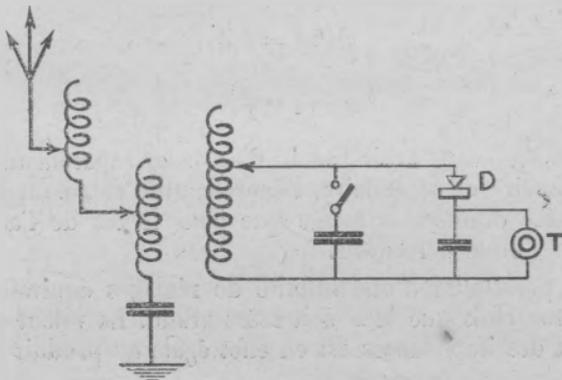


Fig. 176.

Lorsque ces deux conditions sont réalisées, l'intensité du courant dans le circuit secondaire a pour expression :

$$I = \frac{E}{2\sqrt{R_1R_2}}.$$

L'énergie totale que peut consommer le secondaire est donc :

$$W = \frac{E^2}{4R_1}.$$

*Elle est indépendante de la résistance du secondaire.*

Si nous avons intercalé le détecteur dans un circuit unique de réception de résistance  $R_1$ , l'énergie consommée dans ce détecteur aurait été :

$$H_D \frac{E^2}{(R_1 + R_D)^2}.$$

Elle aurait été maximum pour :  $R_0 = R_1$   
 et égale à :  $\frac{E^2}{4R_1}$ .

Nous obtenons donc par l'adjonction d'un circuit secondaire la même consommation dans le circuit d'utilisation, *quelle que soit sa résistance* que celle que nous aurions eue dans le détecteur placé dans un circuit unique, *après le réglage de la résistance*. D'ailleurs étant donnée la faible résistance propre du secondaire, l'énergie consommée dans ce circuit est presque entièrement consommée dans le détecteur.

Il y a donc intérêt à placer celui-ci dans un circuit secondaire.

### 3° Emploi d'une antenne désaccordée.

Dans les conditions que nous venons de rappeler :

$$\begin{cases} M^2\omega^2 = Z_1Z_2, \\ \varphi_1 = \varphi_2. \end{cases}$$

nous savons que sans avoir besoin d'accorder séparément les deux circuits primaire et secondaire, l'énergie utile est, pour une force électromotrice donnée, la même que dans le cas de l'accord des circuits sur l'onde à recevoir.

D'où la possibilité d'une infinité de réglages équivalents, à la condition toutefois que  $M^2\omega^2$  soit assez grand. La valeur minimum du produit des impédances est en effet égale au produit des résistances.

Il faut donc avoir :

$$M^2\omega^2 > R_1R_2$$

ou :

$$\frac{4\pi^2V^2M^2}{\lambda^2} > R_1R_2.$$

Pour la plus grande valeur du couplage que l'on puisse réaliser (valeur maximum de  $M$ ) il est donc nécessaire que la longueur d'onde soit inférieure à une valeur limite :

$$\lambda_0 = \frac{\sqrt{R_1R_2}}{2\pi V} M_0.$$

L'expérience montre en effet que dans le cas des ondes très courtes, il est indifférent de réaliser ou non l'accord des circuits.

Nous avons vu cependant l'avantage que présente cet accord du point de vue de la syntonie.

Remarquons en outre que l'accord de circuits primaire et secondaire sur l'onde à recevoir correspond à la valeur la plus faible du couplage.

L'expression :

$$M^2\omega^2 = Z_1Z_2$$

montre en effet que M est minimum lorsque  $Z_1$  et  $Z_2$  sont minima, c'est-à-dire lorsque les circuits sont accordés sur l'émission à recevoir :

$$\left( S_1 = S_2 = 0, \quad Z_1 = R_1, \quad Z_2 = R_2, \quad M = \frac{\sqrt{R_1R_2}}{\omega} \right).$$

### B. INCONVÉNIENTS DE LA RÉCEPTION INDIRECTE.

D'après ce qui précède il y aurait avantage pour améliorer la syntonie, à utiliser un grand nombre de circuits couplés. On pourrait par exemple intercaler un troisième circuit entre le circuit collecteur et le circuit d'utilisation comme l'indique la figure ci-dessous :

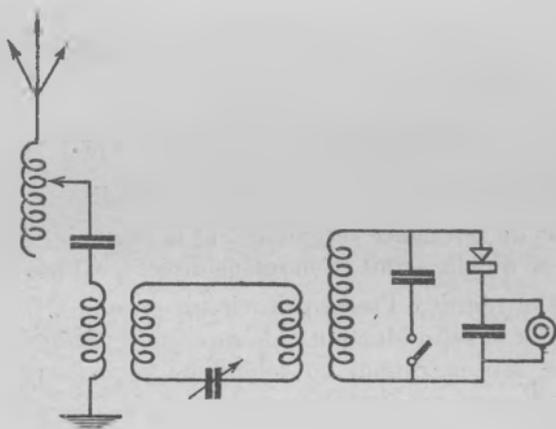


Fig 177.

Toutefois la multiplication des circuits entraîne la complexité des appareils et des réglages.

D'autre part si la syntonie est trop grande, l'accord trop aigu, la zone de réception et par suite la plage du condensateur d'accord sont très petites. La recherche d'une émission devient difficile, et d'autant plus difficile que les ondes à recevoir sont plus courtes. En outre l'obtention de la résonance se complique du fait que les circuits réagissent entre eux ce qui conduit à procéder par approximations successives en retouchant un réglage d'un circuit après avoir réglé les autres.

C'est pourquoi l'on se borne en général à l'emploi de deux circuits couplés seulement (1), dont le secondaire peut être rendu à volonté apériodique par le jeu d'un commutateur qui met le condensateur hors-circuit.

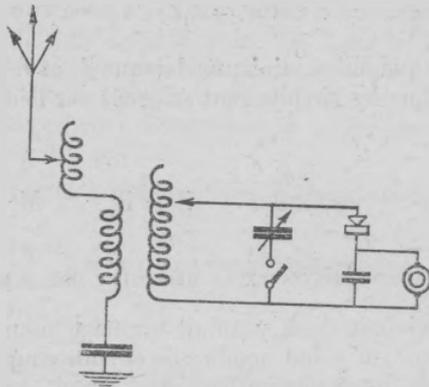


Fig. 178.

### C. RÉGLAGE D'UN POSTE RÉCEPTEUR EN RÉCEPTION INDIRECTE.

Le réglage du poste récepteur ainsi conçu, comprend les deux opérations suivantes :

#### 1° Recherche de l'émission à recevoir.

Cette recherche se fait en secondaire apériodique.

Il n'y a pas de résonance secondaire, et la syntonie tout en étant supérieure à ce qu'elle serait en montage direct n'est pas trop aiguë.

Le réglage se réduit à l'accord du circuit primaire. On le réalise en faisant varier la self-induction et la capacité de manière à obtenir l'intensité de son maximum au téléphone placé dans le circuit d'écoute aux bornes du circuit secondaire.

Pour faire cette recherche il y a intérêt à choisir un couplage assez fort entre les deux circuits.

Toutefois il faut observer que l'accord du circuit primaire varie avec le couplage.

Nous avons vu en effet en étudiant les circuits couplés que dans le circuit secondaire apériodique les oscillations induites ont même période et même amortissement que les oscillations du circuit primaire.

(1) Nous verrons plus loin que l'emploi des tubes à vide permet d'utiliser un plus grand nombre de circuits grâce à un couplage spécial (couplage par lampe) qui confère aux circuits une indépendance relative pour des longueurs d'onde pas trop courtes en même temps qu'il apporte une grande amplification.

Si le couplage n'est pas très lâche, par suite de la réaction du secondaire sur le primaire, tout se passe comme si la résistance du circuit primaire était augmentée, et sa self-induction diminuée, ce qui a pour effet de diminuer la période propre du primaire et d'augmenter le facteur d'amortissement. Cette augmentation est cependant plus faible que celle qui résulterait du montage direct du détecteur dans le circuit collecteur.

### 2° Amélioration de la syntonie.

Le circuit primaire étant réglé, on met en circuit le condensateur du secondaire qui devient alors oscillant. Du fait des accords successifs des deux circuits, on opère ainsi un triage plus serré parmi les oscillations multiples qui peuvent agir sur le poste récepteur.

La variation du couplage nous permet en outre de modifier la forme de la courbe de résonance.

Si  $I$  est l'intensité du courant dans le secondaire en fonction de la période commune des deux circuits, nous savons que la courbe de résonance obtenue est d'autant plus aiguë que le coefficient de couplage est plus faible.

On peut d'ailleurs remarquer qu'en réduisant le couplage on ne diminue pas forcément l'amplitude maximum de la courbe de résonance.

En fait une telle diminution n'est notable que si les oscillations émises sont très amorties; mais dans le cas général, on observe qu'il est possible de trouver un couplage optimum pour lequel l'intensité du son perçu est aussi grande que possible. Ce couplage est d'autant plus faible que les ondes sont moins amorties; il est en particulier très petit dans le cas des ondes entretenues. Cela tient à ce que l'énergie s'accumule de plus en plus dans le secondaire, dont l'amortissement est faible, et permet aux oscillations dans ce secondaire d'atteindre finalement de grandes amplitudes.

*Remarque.* — On peut obtenir l'accord de chacun des circuits primaire et secondaire sur la période convenable, d'une infinité de manières si la self-induction et la capacité sont variables d'une manière continue. Pratiquement la self-induction est en général variable par plots, et ne peut prendre qu'un certain nombre de valeurs déterminées. Il peut donc arriver que l'on puisse réaliser l'accord pour plusieurs valeurs de la self-induction et de la capacité. Il y a dans ce cas avantage à choisir :

*Pour le circuit primaire :* la plus petite self-induction et la plus grande capacité parce que c'est pour la valeur la plus faible de la self-induction que la recherche est la plus aisée.

Considérons en effet les courbes correspondant à deux valeurs données de la self-induction :  $L_1$   $L_2$ .

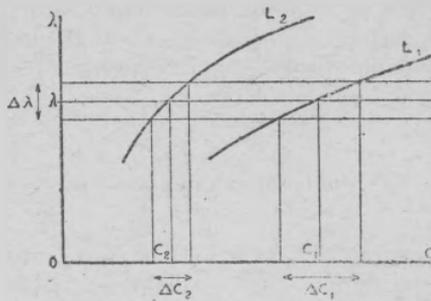


Fig. 179.

Nous voyons que pour une valeur donnée de la longueur d'onde  $\lambda$ , l'accord peut être obtenu de deux manières différentes :

Avec la self-induction  $L_1$  et la capacité  $C_1$ .

Avec la self-induction  $L_2$  et la capacité  $C_2$ .

Mais la courbe  $L_2$  est plus inclinée que la courbe  $L_1$ . Il en résulte que pour une variation donnée de la longueur d'onde, la variation correspondante de la capacité est plus grande pour la courbe  $L_1$  que pour la courbe  $L_2$ .

En d'autres termes la sensibilité  $\frac{\Delta C}{\Delta \lambda}$  est plus grande pour la plus petite self-induction.

Pour le circuit secondaire il faut au contraire s'arrêter au réglage correspondant à la plus grande self-induction et à la plus petite capacité.

Le facteur d'amortissement diminue avec la self-induction  $L$  car avec les bobines à spires jointives employées,  $R$  croît proportionnellement au nombre des spires tandis que  $L$  croît plus vite que le nombre des spires (1).

D'autre part pour la même énergie reçue, la différence de potentiel aux bornes de la bobine est d'autant plus grande que la self-induction est plus grande.

Cette dernière considération est particulièrement importante lorsqu'on fait usage d'un détecteur à lampe.

#### D. EMPLOI D'UN AMPLIFICATEUR.

— L'emploi d'un amplificateur permet d'augmenter considérablement la sensibilité du système détecteur-téléphone, cela revient en effet à abaisser la droite  $I_0$  en  $I'_0$  puisque le courant secondaire

(1) Sensiblement comme le carré du nombre des spires.

nécessaire pour obtenir un son perceptible est beaucoup plus faible. L'amplificateur permet donc d'entendre des émissions dont la réception ne serait pas possible sans lui, c'est-à-dire dont l'amplitude maximum de la courbe de résonance correspondante n'atteint pas la limite inférieure de sensibilité du téléphone.

Ainsi les deux émissions de périodes  $T_0$  et  $T'_0$  dont les courbes de résonance sont figurées ci-dessus, ne peuvent être perçues que grâce à l'emploi d'un amplificateur abaissant la droite  $I_0$  en  $I'_0$ .

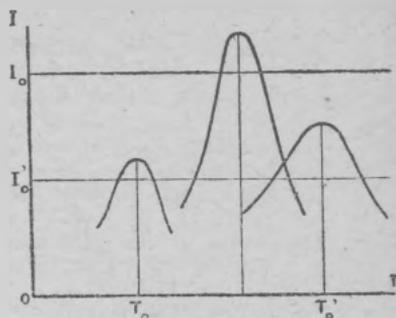


Fig. 180.

— Outre un accroissement de portée, l'amplificateur permet d'augmenter, par diminution du couplage, la syntonie de la réception.

Pour un poste de réception donné, dont le secondaire oscillant est couplé par induction avec une bobine primaire placée dans l'antenne, le seul moyen d'augmenter l'acuité de la résonance consiste à diminuer le couplage entre primaire et secondaire. Mais si, voulant séparer deux émissions de longueurs d'ondes très voisines, on cherche une syntonie très poussée, on est conduit à employer des couplages très faibles; on augmente bien l'acuité des courbes de résonance, mais leurs amplitudes sont généralement réduites et l'audition devient impossible au moyen du téléphone seul.

Si, maintenant le couplage très faible, on adjoint un amplificateur au téléphone, la droite  $I_0$  est abaissée, et l'on peut recevoir, en les séparant parfaitement, les deux postes considérés.

En un mot, toute augmentation de la sensibilité du système de réception permet une diminution du couplage donc une séparation plus facile. On n'est limité dans cette voie que par l'amplification des bruits parasites qui finiraient par couvrir la réception.

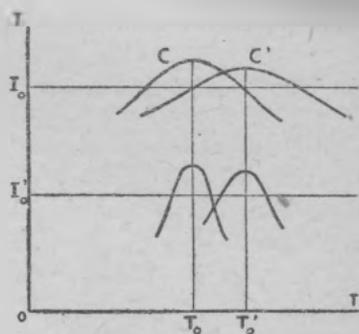


Fig. 181.

### § 3. Dispositif de protection contre les brouillages.

Nous avons vu la nécessité d'une syntonie aiguë pour l'élimination des émissions gênantes, et l'avantage de la réception indirecte.

Pour se protéger contre les brouillages résultant de ces émissions on peut aussi faire appel à des dispositifs particuliers.

Parmi ces dispositifs nous citerons :

- Les cadres et les antennes dirigées :
- Les circuits différentiels (antennes compensatrices).
- Le montage en pont de Wheatstone.
- La résonance acoustique.

a. *Les cadres et les antennes dirigées* seront étudiés en détail au Chapitre : T. S. F. dirigée — Radiogoniométrie.

Remarquons simplement dès maintenant que la f. e. m. induite dans le cadre dépend de l'orientation de celui-ci. Elle est maximum lorsque le plan du cadre est dans la direction du poste à recevoir, et nulle dans la direction perpendiculaire.

On pourra donc, dans certains cas, éliminer une émission gênante en choisissant judicieusement l'emplacement du cadre.



Fig. 182.

On obtient des résultats analogues par l'emploi d'antenne de forme particulière ou de combinaisons d'antennes.

b. *Les circuits différentiels.*

En étudiant les propriétés des circuits couplés nous avons signalé l'intérêt des circuits différentiels qui permettent de neutraliser, dans un circuit donné, les effets d'induction de deux autres circuits sur lesquels agit une même force électromotrice. Le système connu sous le nom de *Montage Fessenden* en est une application directe.

L'antenne de réception comprend deux branches :

La branche  $L_1C_1$  réglée sur l'émission à recevoir  $T_1$ .

La branche  $L_2C_2$  réglée sur l'émission de longueur d'onde voisine à éliminer.

Le circuit de réception (3) est couplé par induction à chacune d'elles.

En réglant les inductions mutuelles  $M_1M_2$  qui sont de signes contraires, on peut rendre égales les intensités des courants induits dans le circuit récepteur. Il reste à mettre les phases exactement en opposition pour annuler totalement l'action de l'émission gênante.

On y arrive par exemple à l'aide d'un circuit branché entre A et B et dont on modifie la phase en agissant sur la résistance.

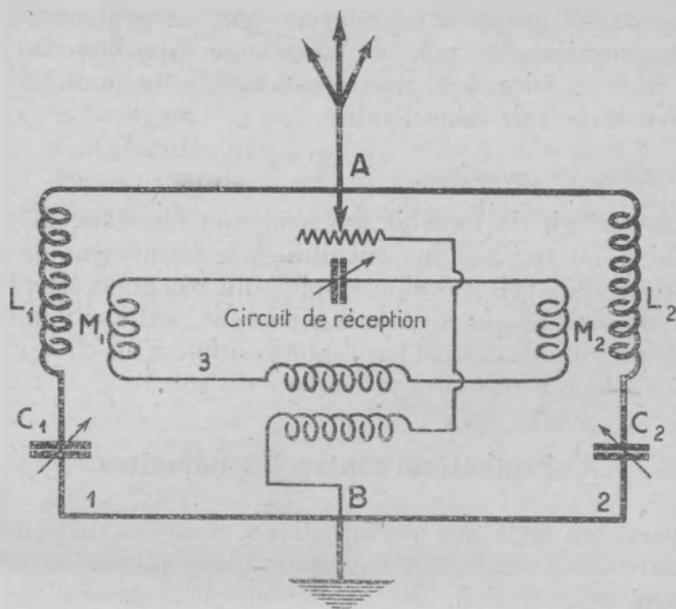


Fig. 183.

*Antennes compensatrices.*

Il y a un grand intérêt à placer le poste récepteur d'une station puissante au voisinage du poste d'émission.

Pour résoudre ce problème on peut utiliser à la réception un cadre convenablement orienté. On peut aussi faire appel aux propriétés des circuits différentiels. C'est sur ces propriétés que sont basées les antennes compensatrices de Marconi.

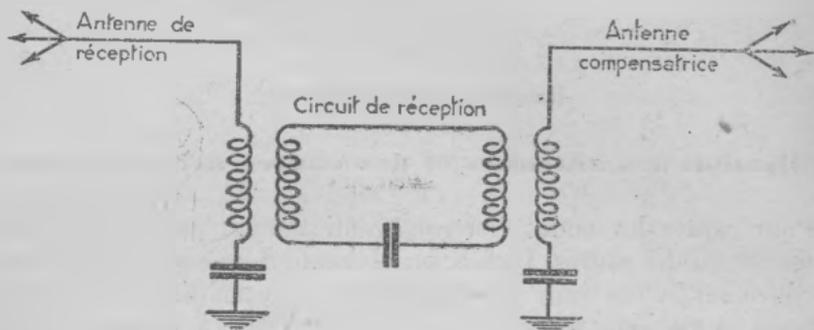


Fig. 184.

Pour ne pas gêner la réception, Marconi emploie une antenne dirigée à l'émission. A cause de la proximité du poste récepteur, il y a néanmoins un champ assez fort pour être gênant. On annule ses effets en installant, au poste récepteur, une petite antenne compensatrice.

c. *Le montage en pont de Wheatstone.*

Dans le cas où il s'agit de protéger un circuit de réception contre des émissions se faisant dans le même local, on peut utiliser également les propriétés du pont de Wheatstone équilibré. On localise l'action perturbatrice dans une des branches du pont, et l'action des ondes à recevoir dans l'autre.

d. *La résonance acoustique.*

Quand il s'agit de recevoir une émission musicale, de hauteur de son bien déterminée, on peut utiliser le phénomène de la résonance acoustique, soit que l'on emploie un récepteur téléphonique dont la vibration propre ait la même hauteur, soit que l'on renforce le son dû au courant détecté par l'interposition d'un circuit accordé sur la fréquence c'est-à-dire la hauteur du son.

#### 4. Protection contre les parasites.

Les parasites sont des perturbations électromagnétiques dues en général à des phénomènes atmosphériques, qui provoquent dans les circuits de réception, des oscillations pouvant être assez violentes pour gêner considérablement l'écoute ou l'enregistrement des signaux.

L'étude détaillée de ces phénomènes et des moyens auxquels on a recours pour se garantir de leurs effets est donnée à l'annexe II.

Disons simplement dès maintenant qu'il est parfois possible d'éliminer certains de ces parasites par l'emploi de cadres au lieu d'antennes.

A cause de ses propriétés directrices le cadre peut être en effet beaucoup moins influencé que l'antenne par les parasites émanant de certaines directions.

---

### RÉSUMÉ DU CHAPITRE VI.

#### Utilisation des antennes et des cadres à la réception.

Pour capter les ondes électromagnétiques on peut utiliser des antennes ou des cadres. La f. e. m. de haute fréquence induite dans le collecteur et par suite aussi la puissance recueillie est maximum lorsque la période propre du circuit est égale à la période des ondes à recevoir. Le réglage de la période propre du circuit de réception s'effectue par variation discontinue de la self-induction et par variation continue de la capacité.

Le détecteur peut être inséré dans le circuit collecteur ou dans un circuit secondaire couplé avec celui-ci. Dans le premier cas on dit que la réception est directe; dans le second cas, que la réception est indirecte.

*Réception directe.*

Le détecteur inséré directement dans le collecteur introduit une résistance supplémentaire. L'énergie totale mise en jeu dans le circuit se compose de deux termes : L'énergie utile consommée dans le détecteur et l'énergie perdue consommée dans le reste du circuit. Dans la limite où l'on peut assimiler le détecteur à une résistance pure, on démontre que l'énergie utile c'est-à-dire l'énergie consommée dans le détecteur est maximum lorsque la résistance du détecteur  $R_d$  est liée à la résistance propre du circuit  $R_0$  par la relation :

$$R_d = R_0 \sqrt{1 + \frac{\delta_r}{\delta_0}} \quad \text{dans le cas des ondes amorties.}$$

$$R_d = R_0 \quad \text{dans le cas des ondes entretenues.}$$

$\delta_r$  est le décrement des ondes à recevoir.

$\delta_0$  est le décrement du circuit de réception.

Le réglage à la réception doit donc comporter en plus de l'accord du circuit un réglage de l'une ou l'autre des résistances. Ce réglage ne peut s'effectuer qu'au détriment de la sensibilité du détecteur ou de l'énergie que peut capter le circuit.

D'autre part la présence du détecteur dans le collecteur amortit considérablement ce circuit. Il en résulte que les courbes de résonance sont très aplaties et la résonance est peu nette. Si plusieurs émissions agissent simultanément les courbes correspondantes se pénètrent ou se recouvrent et il est difficile, parfois impossible, de séparer ces émissions.

Aussi a-t-on recours en général au montage indirect de réception.

*Réception indirecte.*

L'emploi de circuits couplés permet dans tous les cas d'améliorer la syntonie. En outre dans le cas des ondes entretenues il permet de s'affranchir de la condition du réglage de la résistance, et pour des ondes assez courtes d'utiliser des collecteurs non accordés.

L'amélioration de la syntonie résulte de la déformation de la courbe de résonance dont les flancs deviennent d'autant plus abrupts que le nombre de circuits couplés est plus grand.

Dans le cas des ondes entretenues, nous savons que pour un réglage convenable des réactances primaire ou secondaire, et du couplage, on obtient une résonance absolue du courant secondaire.

L'énergie consommée dans ce circuit c'est-à-dire pratiquement dans le détecteur, est alors précisément égale à celle qui aurait pu être consommée dans ce détecteur en montage direct, après réglage de la résistance.

Il n'est donc pas nécessaire de régler celle-ci. Il suffit d'agir sur les réactances et sur le couplage ce qui est beaucoup plus facile. Le réglage des réactances n'implique pas nécessairement l'accord

des circuits. Toutefois c'est lorsque cet accord est réalisé que le couplage est le plus faible et par suite que la syntonie est la plus aiguë. Lorsqu'il s'agit de la réception d'ondes très courtes pour lesquelles la syntonie est grande, il n'est souvent pas nécessaire de rechercher le couplage minimum, ni non plus par conséquent l'accord des circuits. C'est le cas de la réception avec antenne non accordée.

#### *Circuit secondaire aperiodique.*

Le jeu de résonances successives permet d'améliorer considérablement la syntonie. Par contre la multiplication des circuits augmente le nombre des réglages et l'acuité de la syntonie les rend délicats, une faible variation de la capacité de part et d'autre de la capacité d'accord pouvant faire disparaître les signaux. La recherche d'une émission devient alors d'autant plus difficile que les ondes à recevoir sont plus courtes. L'obtention de la résonance se complique en outre du fait des réactions mutuelles des différents circuits ce qui conduit à retoucher le réglage d'un circuit après avoir réglé les autres.

Pratiquement l'on se borne à l'emploi d'un petit nombre de circuits, en général deux, dont le secondaire peut être rendu à volonté aperiodique au moyen d'un commutateur qui peut mettre un condensateur hors-circuit. La recherche des signaux se fait alors en secondaire aperiodique avec un couplage maximum entre les circuits. Il suffit de régler le circuit primaire. Les signaux trouvés, on met le condensateur secondaire en circuit et l'on améliore la syntonie par réglage du circuit secondaire et du couplage.

#### *[ Protection contre les actions perturbatrices.*

L'emploi de simples résonances électriques est parfois insuffisant pour éliminer les brouillages dus à des émissions de postes puissants ou très voisins. On a recours à des dispositifs spéciaux :

— *Cadres ou antennes dirigées* dans lesquels l'intensité du courant de réception dépend de la direction du poste émetteur.

— *Circuits différentiels* (antennes compensatrices) où l'on oppose dans un même circuit les f. e. m. engendrées par l'émission gênante dans deux autres circuits couplés.

— *Montage en pont de Wheatstone* équilibré dans l'une des branches duquel on localise l'action perturbatrice.

— *Résonance acoustique* qui permet de renforcer l'intensité du son des signaux de hauteur donnée par rapport au son de hauteur différente que l'on veut éliminer.

Signalons enfin que l'emploi de cadres ou d'antennes dirigées, et dans certaines conditions, de la résonance, permet de se garantir partiellement contre les perturbations électromagnétiques naturelles (parasites).

## CHAPITRE VII.

### LES POSTES D'ÉMISSION A ONDES AMORTIES.

---

#### INTRODUCTION.

##### § 1. POSTES À ALIMENTATION PAR ALTERNATEUR :

- A. *Circuit de charge ;*
- B. *Circuit de décharge ;*
- C. Modes d'excitation de l'antenne.

- 1° Excitation directe.
- 2° Excitation indirecte.
- 3° Excitation par choc.

##### D. *Manipulation :*

- 1° Sur le circuit de charge ;
- 2° Sur l'excitation de l'alternateur.

##### E. *Réglage.*

##### § 2. POSTES LÉGERS À BOBINES D'INDUCTION.



## CHAPITRE VII. LES POSTES D'ÉMISSION À ONDES AMORTIES.

### INTRODUCTION.

*Introduction.* — Les premiers postes d'émission ont été des postes à ondes amorties. Pour les raisons qui ont été données au chapitre VI ce système d'émission tend de plus en plus à disparaître pour faire place à des systèmes d'émission à ondes entretenues. Toutefois il subsiste encore de nombreux postes à ondes amorties, principalement utilisés pour la diffusion de certains renseignements d'intérêt général comme les prévisions météorologiques ou les appels de détresse des bateaux.

Les postes d'émission à ondes amorties utilisent le phénomène de la décharge oscillante d'un condensateur. Nous avons vu dans quelles conditions cette décharge est susceptible de se produire. Elle provoque dans le circuit un train d'oscillations de très faible durée et dont la pseudo-période peut être extrêmement faible. Si le circuit est un circuit ouvert, une antenne, ou s'il est couplé à cette antenne, les oscillations électriques dont elle est le siège engendrent dans l'espace des champs de haute fréquence qui se propagent avec la vitesse de la lumière. Ce sont des trains d'ondes amorties ayant même période et même amortissement que les oscillations du circuit.

Ils ont aussi la même durée.

Une oscillation unique donne donc lieu à un train d'ondes unique de très courte durée. Elle ne peut suffire à créer une liaison par télégraphie sans fil, qui implique la possibilité d'un langage conventionnel formé par exemple de signaux de durée variable. C'est pourquoi il a fallu recourir aux *oscillations rythmées* du circuit, qui sont constituées comme on l'a vu par une suite de trains d'oscillations qui se succèdent à une fréquence convenable.

Un poste de T. S. F. à ondes amorties comporte donc essentiellement :

— *Un circuit de charge* couplé au circuit oscillant, qui charge le condensateur et le recharge après chaque train d'oscillations.

— *Un circuit de décharge*, le circuit oscillant proprement dit, dont la fréquence propre est très élevée. Elle est comprise en pratique entre 10.000 et 10.000.000.

On peut classer les postes d'émission à ondes amorties d'après le procédé utilisé pour la charge du condensateur. Dans les postes de puissance notable, fixes ou semi-fixes et dans les postes militaires d'avion on utilise en général un alternateur à fréquence musicale.

Dans les postes portatifs militaires on emploie une bobine d'induction alimentée par une source à tension continue.

### § 1. Poste à alimentation par alternateur,

#### A. — CIRCUIT DE CHARGE.

Nous avons étudié au chapitre II comment on pouvait charger un condensateur au moyen d'une source à tension constante ou d'un alternateur. Dans l'un ou l'autre cas la charge est oscillante. Le premier procédé a été utilisé au début de la T. S. F. dans quelques postes côtiers de l'Administration française des P. T. T. et dans les postes anglais Marconi.

Ce procédé n'est plus guère en usage aujourd'hui. Il ne permet pas en effet d'obtenir avec des générateurs à voltage moyen, malgré la surtension, une différence de potentiel suffisante entre les armatures du condensateur et il faudrait recourir à des générateurs de courant continu à haute tension, qui présenteraient des difficultés d'isolement et qui seraient d'un emploi dangereux pour le personnel. Aussi préfère-t-on utiliser un alternateur.

Désignons par E la f. e. m. de l'alternateur de pulsation :

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{T_A}$$

Par  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C$  les constantes caractéristiques du circuit de charge.

Nous avons vu que lorsque le régime permanent est atteint, la tension aux bornes du condensateur C a pour amplitude à la résonance :

$$V = \frac{E}{R_1 C \omega_1} = E.s.$$

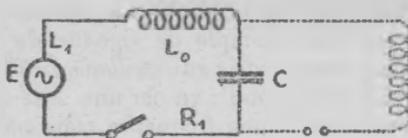


Fig. 185.

$s = \frac{1}{R_1 C \omega_1}$  est le coefficient de surtension, couramment compris entre 3 et 10.

Quant à la résonance elle est définie par la relation :

$$L_1 C \omega_1^2 = 1$$

ou :

$$T_A = 2\pi\sqrt{L_1 C} = T_1.$$

La période propre du circuit doit donc être réglée sur la période de l'alternateur. C'est ce qu'on appelle *la résonance primaire*.

Pour réaliser cette résonance on est ainsi conduit à insérer dans le circuit primaire une self-induction variable  $L_0$ . La self-induction  $L_1$  qui représente la self-induction totale du circuit comprend donc la self-induction de réglage  $L_0$  et la self-induction de l'enroulement de l'alternateur  $L_A$ . ( $L_1 = L_0 + L_A$ ).

*Transformateur.* — En fait, même en employant un alternateur, la surtension est encore souvent insuffisante pour permettre d'obtenir aux bornes du condensateur la haute tension désirée, en partant de génératrices à faible voltage. Aussi emploie-t-on en général un transformateur élévateur de tension.

Dans ce cas, si l'on désigne par  $a$  le rapport de transformation de cet appareil, c'est-à-dire le rapport du nombre de spires de l'enroulement secondaire au nombre de spires de l'enroulement primaire ( $a = \frac{n_2}{n_1}$ ) en supposant qu'il n'y a pas de fuites magnétiques, on peut écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_2 = aV_1 \\ I_2 = \frac{1}{a} I_1 \end{array} \right.$$

$I_1, I_2$  désignant les amplitudes des courants dans les enroulements primaire et secondaire.

$V_1, V_2$  désignant les tensions aux bornes des enroulements.

Or comme :

$$I_2 = C\omega_1 V_2.$$

Il vient :

$$I_1 = C\omega_1 a^2 V_1.$$

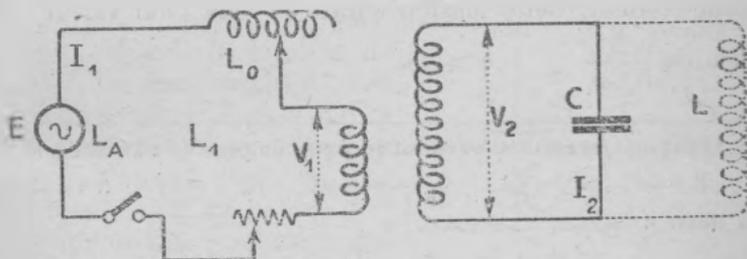


Fig. 186.

Comparons cette formule à celle qui donnerait l'amplitude du courant primaire s'il n'y avait pas de transformateur.

$$I_1 = C\omega_1 V_1.$$

On voit que du point de vue du courant primaire tout se passe comme si l'ensemble transformateur-condensateur était remplacé par un condensateur fictif de capacité  $Ca^2$  connecté aux bornes du primaire.

En particulier la condition de résonance devient :

$$L_1 Ca^2 \omega_1^2 = 1$$

Et le coefficient de surtension :

$$s = \frac{E}{R_1 Ca^2 \omega_1}$$

La tension aux bornes du condensateur fictif est alors égale à :

$$V_1 = \frac{E}{B_1 Ca^2 \omega_1}$$

Et la tension aux bornes du secondaire du transformateur c'est-à-dire entre les armatures du condensateur réel est :

$$V_2 = aV_1 = \frac{E}{B_1 Ca \omega_1}$$

La tension de charge du condensateur C est donc atteinte en deux étages (1) :

1° — Surtension due à la résonance :  $V_1 = sE$ .

2° — Elévation de tension due au transformateur :  $V_2 = aV_1$ .

*Remarque I.* — Si l'on compare les modes de charge, à la résonance, avec et sans transformateur, on trouve que si les résistances primaires étaient les mêmes dans les deux cas, l'emploi d'un transformateur aurait pour résultat de réduire la tension aux bornes du condensateur. Cette tension aurait en effet pour valeur  $\frac{E}{R_1 Ca \omega_1}$  au lieu de  $\frac{E}{R_1 Ca^2 \omega_1}$  ( $a > 1$ ).

(1) Appliquons ces résultats au circuit de charge du poste de 2 kw. sur automobile.

$$E = 40^v \quad a = 17,5 \quad C = 0,0375 \mu f \quad F_L = 1000 \quad R = 1,54 \text{ ohm.}$$

On trouve :

$$s = \frac{1}{R_1 Ca^2 \omega_1} = \frac{1}{1,54 \times 0,0375 \times 10^{-6} \times 17,5^2 \times 2\pi \times 10^3} = 9 \text{ environ.}$$

Tension aux bornes de l'enroulement primaire :

$$V_1 = sE = 40 \times 9 = 360 \text{ v.}$$

Tension aux bornes du condensateur :

$$V_2 = aV_1 = 17,5 \times 360 = 6,300 \text{ v.}$$

Mais les résistances qui interviennent dans ces deux expressions sont en réalité très différentes. Car l'adjonction d'un transformateur permet d'établir la résonance avec une self-induction  $a^2$  fois plus petite, la résistance correspondante est réduite à peu près dans le même rapport et la tension obtenue aux bornes du condensateur est en définitive  $a$  fois plus grande.

*Remarque II.* — A la résonance, la surtension se produit aussi bien aux bornes de la bobine de self-induction ( $L_0 + L_A$ ) que de la capacité dans le circuit fictif que nous avons considéré.

La surtension aux bornes de la bobine de self-induction se répartit entre la self-induction de réglage  $L_0$  et la self-induction de l'enroulement de l'alternateur  $L_A$ .

Si celle-ci est suffisante pour que la condition de résonance soit satisfaite, la self-induction  $L_0$  est inutile. Toute la tension est alors appliquée aux bornes de  $L_A$  c'est-à-dire aux bornes de l'alternateur et des précautions spéciales doivent être prises pour isoler les enroulements (alternateurs à résonance).

Pratiquement cette tension de résonance n'est d'ailleurs jamais atteinte. S'il fallait attendre en effet que le régime permanent fut établi dans le circuit pour déclencher la décharge du condensateur, on ne pourrait obtenir qu'un petit nombre d'étincelles par seconde, à cause de la constante de temps du circuit de charge, et le rendement de l'opération serait très faible, la durée de la charge étant un temps mort dans la transmission. Aussi provoque-t-on la décharge avant que soit atteint le régime permanent.

On appelle *degré d'approche du régime permanent* le rapport entre le temps de charge adopté et le temps qui serait nécessaire en pratique pour atteindre ce régime. Le degré d'approche est en général égal à  $1/2$ .

### B. — CIRCUIT DE DÉCHARGE.

Le circuit de décharge d'un poste à ondes amorties comprend un condensateur, une bobine de self-induction, et un éclateur. La capacité et la self-induction sont déterminées pour que le circuit ait la période voulue. On peut appliquer pour cela la formule de Thomson. Le condensateur doit être en outre calculé de manière à pouvoir supporter sans claquage les hautes tensions mises en jeu pendant la décharge. La bobine doit pouvoir supporter le courant de décharge dont l'intensité peut être considérable. L'éclateur comprend deux pièces métalliques, appelées électrodes ou pôles séparées par un petit intervalle de diélectrique.

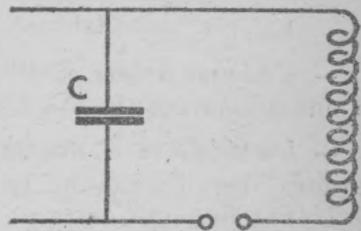


Fig. 187.

Pendant la charge du condensateur l'éclateur se comporte comme une coupure franche du circuit. Lorsque la tension entre électrodes

qui est égale à la tension aux bornes du condensateur atteint la valeur limite que peut supporter le diélectrique c'est-à-dire la tension disruptive, une étincelle jaillit entre les pôles de l'éclateur, en arrachant aux électrodes des particules métalliques aussitôt volatilisées. Cette étincelle crée un chemin conducteur et le circuit se trouve fermé. Quand les oscillations s'éteignent, la coupure cesse d'être conductrice (1), et le circuit de charge intervient de nouveau. L'éclateur joue donc un double rôle :

1° Il provoque automatiquement la décharge oscillante du condensateur au moment où la tension entre les armatures de ce dernier atteint une valeur convenable ;

2° Il coupe automatiquement le circuit de décharge quand les oscillations ont pris fin et permet ainsi une nouvelle charge.

L'éclateur est la partie réellement caractéristique des postes à émissions amorties. C'est pourquoi on leur donne également le nom de postes à éclateurs ou postes à étincelles.

*Principaux types d'éclateurs.* — Au début de la T. S. F. on a utilisé des éclateurs dont les électrodes étaient des sphères, comme l'éclateur de l'oscillateur de Hertz. On a employé depuis de nombreux types d'éclateurs. Citons en particulier :

— *L'éclateur tube-plateau.* — Eclateur normal des postes à ondes amorties de 2 kilowatts sur automobile, des postes d'avions avec C. O. K. 12, et des postes portatifs type P. P. 5.

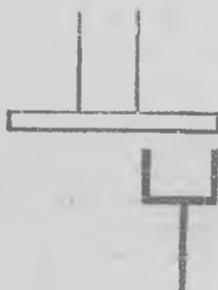


Fig. 188.

Le tube est en laiton. Le plateau est en cuivre rouge. Dans les postes puissants il y a intérêt à refroidir les électrodes, soit par une circulation d'eau, soit au moyen d'un ventilateur. Dans ce cas le tube sert de tuyère.

Si le plateau est assez large on l'excentre par rapport au tube, on peut ainsi répartir l'usure sur toute la surface en le déplaçant de temps à autre ou en le faisant tourner d'un mouvement continu au moyen d'un petit moteur auxiliaire dans le cas d'un poste puissant.

— *L'éclateur à tores parallèles.* — Eclateur de secours des postes à ondes amorties de 2 kilowatts sur automobile.

— *Les éclateurs à étincelles fractionnées* qui sont généralement utilisés dans l'excitation par choc.

L'étincelle jaillit entre un certain nombre de pièces métalliques très rapprochées. Elles sont en séries, et, très courtes, de l'ordre du dixième de millimètre.

(1) On peut se demander si le courant de l'alternateur en fin de décharge ne prolonge pas la durée de l'étincelle en débitant dans le circuit de décharge. Il n'en est rien car, pendant toute la décharge, le circuit primaire n'est plus en résonance, la capacité C se trouvant alors, du fait de l'étincelle conductrice shuntée par la bobine L, et l'intensité du courant primaire devient trop faible pour entretenir la conductibilité de la coupure.

Les éclateurs à étincelles fractionnées sont constitués par une série de cylindres en cuivre rouge parallèles entre eux, dont la distance est réglable, soit par des disques de cuivre argenté, empilés et séparés par des rondelles de mica.

— Les éclateurs tournants sont utilisés dans les postes d'avion et dans les postes à excitation par choc. L'une des électrodes est fixe; l'autre électrode est constituée par un disque de métal monté sur l'arbre de l'alternateur et qui porte à la périphérie un certain nombre de dents. Si le nombre de dents est égal au nombre d'alternances de la f. e. m. par tour de l'alternateur, ou à un sous-multiple de ce nombre  $1/2$ ,  $1/3$ ,  $1/4$ ,  $1/6$ , l'étincelle jaillit à chaque passage d'une dent devant l'électrode fixe, c'est-à-dire à chaque alternance, ou toutes les 2, 3, 4, 6 alternances. L'éclateur est dit synchrone.

Dans ce type d'éclateur la position de l'électrode fixe doit être réglée de telle façon que les dents se présentent à bonne distance d'étincelle à l'instant le plus favorable.

Dans ces conditions la tension disruptive se règle automatiquement. Les formes des dents et de l'électrode fixe doivent faire l'objet d'une étude spéciale dans chaque cas particulier de fonctionnement.

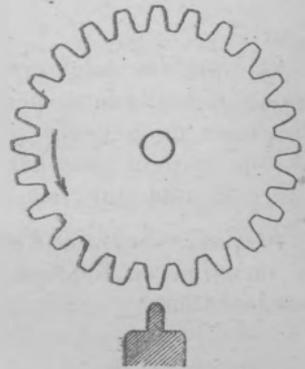


Fig. 189.

La fréquence d'étincelle d'un éclateur tournant synchrone est égale au produit du nombre de dents du disque par le nombre de tours qu'il effectue par seconde.

Dans le cas des postes type Y dont l'alternateur tourne en régime normal à raison de 75 tours par seconde, la fréquence d'étincelle a pour valeur :

Avec un disque à 24 dents :  $24.75 = 1.800$ .

Avec un disque à 16 dents :  $16.75 = 1.200$ .

Avec un disque à 12 dents :  $12.75 = 900$ .

Avec un disque à 8 dents :  $8.75 = 600$ .

Avec un disque à 6 dents :  $6.75 = 450$ .

On utilise ces différents disques pour distinguer à la réception par leur tonalité plusieurs émissions simultanées faites sur des longueurs d'ondes pas très différentes et que la faible syntonie des appareils récepteurs ne permet pas de séparer parfaitement.

On peut aussi modifier le timbre du son, en enlevant un certain nombre de dents symétriquement, sur le disque, par exemple 2 dents opposées, ou 3 dents à  $120^\circ$ . On crée ainsi une discontinuité dans la succession des étincelles, qui sans changer la tonalité donne à la note un timbre spécial.

— Pour obtenir à l'aide d'un alternateur à faible fréquence, un grand nombre d'étincelles par seconde, on a parfois employé des éclateurs tournants dont la vitesse de rotation n'est plus dans un rapport simple avec la fréquence du courant.

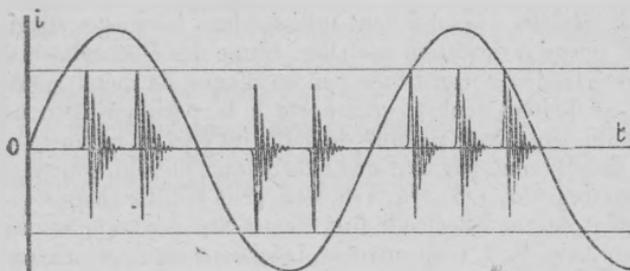


Fig. 190.

Ce sont des éclateurs asynchrones. On obtient alors plusieurs trains d'oscillations pendant une alternance. Naturellement les étincelles ne peuvent plus éclater à tous les passages de dents et l'on ne peut plus parler de fréquence d'étincelle. On n'obtient pas une note pure mais plutôt un bruit plus ou moins musical.

*Fréquence des trains d'oscillations.* — Représentons par une courbe la variation en fonction du temps de la tension aux bornes du condensateur.

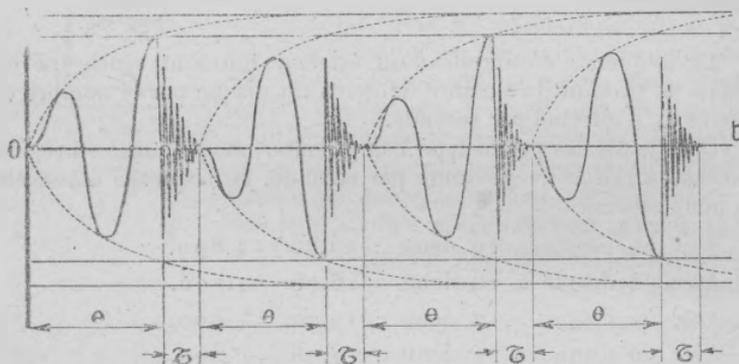


Fig. 191.

Cette courbe met en évidence les deux phases successives du phénomène.

— La charge oscillante du condensateur sous l'action de la f. e. m dont la durée est égale à  $\theta$ .

— La décharge oscillante du condensateur dont la durée est  $\tau$ .  $\tau$  est très petit par rapport à  $\theta$ .

P atiquement  $\frac{\tau}{\theta}$  est de l'ordre de  $1/100$  à  $1/1.000$ .

Les fréquences sont aussi très différentes.

La charge du condensateur s'effectue à la fréquence de l'alternateur  $F_A = \frac{1}{T_A}$ . Au début de la T. S. F. on a utilisé des alternateurs dont la fréquence était assez basse, de l'ordre de 50 périodes par seconde. On emploie aujourd'hui des alternateurs dont la fréquence est de l'ordre de 1.000 périodes par seconde.

La décharge du condensateur s'effectue à haute fréquence  $F$ . Cette fréquence qui est de l'ordre de 100.000 à 1.000.000 est beaucoup plus grande que  $F_A$ . Enfin il est une troisième fréquence à considérer. C'est celle avec laquelle se succèdent l'ensemble des charges et décharges consécutives, dont la durée est  $\theta + \tau$  ou très sensiblement  $\theta$ .

Cette fréquence est donc égale à  $\mathcal{F} = \frac{1}{\theta}$ .

C'est la fréquence des trains d'oscillations, ou la fréquence d'étincelle. Elle dépend des constantes du circuit primaire, et de la tension disruptive. Cette dernière grandeur est en général mal définie, de sorte qu'il n'y a pas théoriquement de rapport simple entre la fréquence d'étincelle  $\mathcal{F}$  et la fréquence de l'alternateur  $F_A$ . Si  $\mathcal{F}$  est inférieure à une centaine par seconde, on perçoit aisément à l'oreille le bruit de chaque étincelle, on dit qu'on a une étincelle rare ou ronflée.

Dès que  $\mathcal{F}$  devient de l'ordre des fréquences musicales, l'oreille perçoit un son d'autant plus aigu que la fréquence est plus grande, l'étincelle est dite *musicale*. Il importe au point de vue de la pureté du son musical à obtenir, d'avoir une grande régularité dans la fréquence d'étincelle; c'est-à-dire que  $\theta$  doit être aussi constant que possible.

Or, si, pour un circuit de décharge donné et une f. e. m. efficace de l'alternateur déterminée, on peut définir une fréquence moyenne de l'étincelle, l'instant où la charge commence est quelconque et la f. e. m. instantanée de l'alternateur à cet instant n'est jamais la même. Il s'ensuit que les courbes d'établissement de la tension aux bornes du condensateur ne sont pas identiques et le temps  $\theta$  entre deux décharges consécutives n'est pas constant.

Toutefois, on constate dans la pratique que l'on peut, pour certains réglages déterminés de la distance explosive de l'éclateur et de la f. e. m. efficace de l'alternateur, obtenir une note musicale assez pure. La tonalité d'une telle note correspond d'ailleurs à un rapport simple entre la fréquence de l'étincelle et celle de l'alternateur.

Ainsi, avec un alternateur de 1.000 périodes, on peut obtenir les sons purs correspondant aux fréquences 2.000, 1.000, 666, 500, 400, 333, etc. c'est-à-dire d'une façon générale  $\frac{2F_A}{p}$  si  $F_A$  est la fréquence de l'alternateur.

La pureté du son varie suivant le type de l'éclateur employé;

médiocre avec un éclateur fixe à étincelle unique elle est généralement très bonne avec un éclateur à étincelle fractionnée.

C. — MODES D'EXCITATION DE L'ANTENNE.

1° *Excitation directe.*

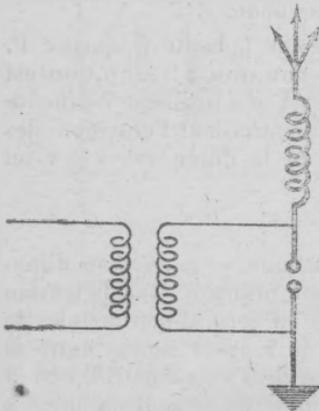


Fig. 192.

Le procédé le plus simple pour exciter l'antenne d'un poste d'émission à ondes amorties consiste à disposer l'éclateur à sa base. Le circuit de décharge est le circuit d'antenne. Si la résistance totale de ce circuit est suffisamment faible, la décharge est oscillante et la période des oscillations est déterminée par la self-induction et la capacité de l'antenne.

*Inconvénients de ce procédé.* — Ce procédé a l'avantage d'être simple, mais il présente les inconvénients suivants qui en limitent l'emploi :

a. *Faible énergie mise en jeu.*

L'énergie mise en jeu est au plus égale à l'énergie électrique emmagasinée dans le circuit au moment où jaillit l'étincelle :

$$W = \frac{1}{2} CV^2.$$

C est la capacité totale du circuit.

V est la tension disruptive.

Si l'on cherche à augmenter la valeur de la tension V, outre que l'isolement devient difficile à réaliser, on est conduit à se servir d'étincelles très longues qui sont très résistantes. Les oscillations sont donc très amorties et, au lieu de contribuer au rayonnement à distance, le surcroît d'énergie du condensateur dû à l'augmentation de tension se perd en chaleur dans le circuit de décharge et dans l'étincelle.

De plus à partir d'une certaine longueur d'étincelle, la décharge cesse d'être oscillante.

b. *Grand décrement des oscillations.*

Le décrement des oscillations de l'antenne est toujours assez grand. Il comprend le décrement dû au rayonnement, et le décrement dû à la résistance propre du circuit qui peut être considérable à cause de la présence de l'étincelle.

Nous avons vu quel inconvénient présente un grand amortissement des ondes émises, au point de vue de la syntonie.

### c. Production d'harmoniques.

En même temps que l'oscillation fondamentale, les harmoniques supérieurs prennent naissance, en particulier l'harmonique 3 qui est souvent très gênant.

Pour ces diverses raisons, on n'emploie plus guère l'excitation directe. L'emploi de circuits couplés permet de s'affranchir dans une certaine mesure des inconvénients que nous venons d'énoncer. On a recours, en général, à l'excitation indirecte.

#### 2° Excitation indirecte.

L'excitation indirecte peut être réalisée soit par montage Tesla, soit par montage Oudin.

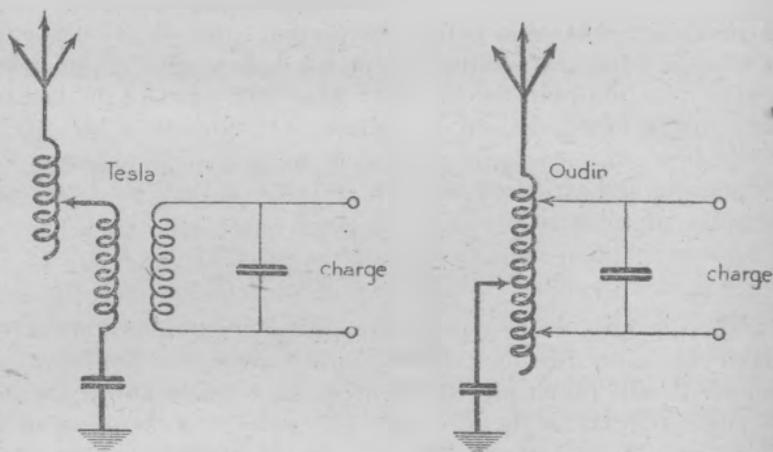


Fig. 193.

La plus usitée est l'excitation indirecte en montage Tesla. Le circuit de décharge (circuit primaire) est couplé par induction avec le circuit d'antenne (circuit secondaire).

Sauf dans le cas particulier de l'excitation par choc que nous étudierons plus loin, il est nécessaire d'avoir un couplage assez lâche si l'on ne veut émettre pratiquement qu'une seule onde,

Dans ces conditions, le courant dans le circuit secondaire atteint sa plus grande valeur lorsque les deux circuits sont accordés.

Pour réaliser la résonance on peut régler indifféremment le circuit primaire ou le circuit secondaire ; en général c'est ce dernier procédé qu'on emploie. On modifie la période propre de l'antenne en agissant sur un condensateur, ou de préférence sur une bobine de self-induction. On observe la déviation de l'ampèremètre d'antenne, placé à la base de celle-ci, à un ventre de courant : l'accord est réalisé lorsque cette déviation est maximum.

Il convient de remarquer toutefois qu'une bobine de self-induction et un condensateur intercalés dans une antenne absorbent en chaleur Joule une partie de l'énergie communiquée à cette antenne.

En outre, l'introduction d'une bobine de self-induction a pour effet d'éloigner le ventre de courant de la partie linéaire de l'antenne. L'amplitude moyenne du courant le long de ce fil est donc diminuée. Un condensateur intercalé à la base déplace le ventre de courant vers le sommet de l'antenne, mais l'antenne étant excitée loin du ventre de courant, les oscillations ont une amplitude moindre.

On voit que dans les deux cas l'intensité dans le fil de l'antenne et par suite le rayonnement total qui est dû à ce fil sont diminués. Donc le meilleur rendement de l'énergie communiquée à une antenne correspond au cas où il n'y a ni self-induction ni capacité additionnelles.

Aussi détermine-t-on à l'avance les dimensions de l'antenne de façon que sa période propre ne soit pas trop différente des périodes avec lesquelles on désire émettre. En général, cette période propre est inférieure à la plus petite des périodes des différentes ondes de travail. Dans ces conditions, on n'a besoin que d'une bobine de self-induction pour accorder l'antenne sur le circuit de décharge et l'on évite l'emploi d'un condensateur d'antenne.

*Avantages de l'excitation indirecte.* — Les avantages de l'excitation indirecte sont les suivants :

a. *Grande énergie mise en jeu.*

L'énergie mise en jeu peut être notablement plus grande que dans l'excitation directe, car la capacité C peut être beaucoup plus grande. Il faut remarquer toutefois qu'en augmentant la capacité, on augmente la longueur d'onde, de sorte que la mise en jeu d'une grande quantité d'énergie exige en même temps l'emploi de grandes longueurs d'onde.

b. *Faible décrement des oscillations.*

L'amortissement des oscillations dans l'antenne est beaucoup plus faible qu'en excitation directe, pour les raisons suivantes :

- a) Il n'y a pas de résistance d'étincelle;
- b) Le décrement des oscillations dans le circuit secondaire est égal, toutes choses égales d'ailleurs, à la moyenne des décrets propres des deux circuits :

$$\delta_0 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}.$$

Dans l'excitation indirecte, le décrement du circuit primaire, circuit fermé à condensateur est assez faible, de l'ordre de 0,00 par exemple.

Le décrement des oscillations dans le secondaire est donc plus petit que le décrement propre de l'antenne.

$$\text{Si } \left\{ \begin{array}{l} \delta_1 = 0,06 \\ \delta_2 = 0,2 \end{array} \right. \quad \delta_0 = \frac{0,06 + 0,2}{2} = 0,13.$$

### c. Réduction des harmoniques.

Les harmoniques supérieurs sont très réduits, si l'on a le soin du moins d'exciter l'antenne au ventre d'intensité de l'oscillation fondamentale.

*Inconvénients de l'excitation indirecte.* — Pour mettre en jeu dans l'antenne une quantité notable d'énergie avec un bon rendement, il est nécessaire d'opérer avec un couplage qui ne soit pas très lâche. Or nous savons que dans ces conditions, il peut se produire deux oscillations de couplage aussi bien dans l'antenne que dans le circuit primaire.

Nous n'aurons donc pas un système à onde unique; l'antenne émettra simultanément deux ondes, de fréquences, d'amplitudes et d'amortissements différents.

Toutefois, à partir d'une certaine valeur assez faible, un accroissement du couplage ne produit pas une augmentation sensible de l'effet des oscillations dans l'antenne. Le secondaire (antenne) ne tire pas en effet d'une façon continue son énergie du primaire, mais en emprunte à lui-même pour en redonner pendant un certain temps au primaire et l'on conçoit que le temps pendant lequel l'antenne reçoit de l'énergie est d'autant plus court et le moment où elle redonnera de l'énergie au primaire, d'autant plus avancé, que la durée des battements des deux oscillations de couplage est plus petite, c'est-à-dire que la différence entre leur fréquence est plus grande ou que le couplage est plus serré.

Aussi, en pratique, est-il en général possible, tout en ayant un effet notable dans l'antenne, d'opérer avec un couplage assez lâche pour que les oscillations de couplage aient des périodes voisines de la période propre de l'antenne et du circuit oscillant primaire.

Enfin, si l'on veut avoir une émission à onde unique, on emploie l'excitation par choc.

### 3° Excitation par choc.

Nous en avons déjà étudié le principe :

Le primaire, très amorti, joue le rôle du circuit d'impulsion, l'antenne, en couplage serré avec le primaire vibre avec sa période propre et son amortissement propre. C'est cette oscillation qui donne naissance à l'onde de choc.

L'intérêt du choc réside dans la possibilité de produire avec un rendement notable des oscillations pures c'est-à-dire présentant peu d'harmoniques dans un circuit peu amorti.

En effet si l'on utilise un circuit unique, la présence de l'étincelle contribue à augmenter considérablement l'amortissement.

Cet inconvénient est réduit par l'utilisation d'un système de deux circuits couplés mais, nous avons vu que si l'on veut un rendement convenable, on ne peut se contenter d'un couplage très lâche et par suite on a deux ondes de couplages au lieu d'une onde unique.

Dans l'excitation par choc on trouve le moyen d'éviter à la fois ces deux inconvénients. En outre comme l'amortissement du primaire n'a que très peu d'influence sur le décrétement des oscillations et peut faciliter l'extinction rapide des étincelles, on peut utiliser, pour constituer le primaire, des éléments relativement résistants, comme des condensateurs au papier ou au mica (résistance correspondant aux pertes dans le diélectrique). Cette considération qui n'a pas une grande importance théorique, a une grosse influence sur le prix de revient aussi bien que sur l'encombrement et le poids d'appareils destinés à une utilisation pratique.

On observe aisément que pour le couplage optimum, l'étincelle présente des caractéristiques tout à fait particulières, couleur, éclat et son.

On peut expliquer ce phénomène de la façon suivante :

L'existence des deux oscillations de couplage qui prennent naissance au début entraîne, comme nous l'avons dit, un transport alternatif de l'énergie d'un circuit à l'autre; au moment où cette énergie a presque entièrement quitté le primaire, l'intensité dans ce circuit est minime et l'étincelle peu nourrie. Par suite, l'éclateur se refroidit et les intervalles explosifs tendent à se désynchroniser de sorte que la tension entre les électrodes n'a plus la valeur nécessaire à l'établissement de l'étincelle qui s'éteint. Mais alors le circuit primaire étant ouvert, le secondaire oscille comme s'il était seul.

On conçoit que ce phénomène ne peut se reproduire que si l'énergie passe assez vite dans le secondaire pour qu'on n'ait pas à tenir compte du temps pendant lequel elle est partagée entre les deux circuits et où par suite coexistent deux oscillations de couplage.

Mais, d'autre part, l'échange d'énergie ne doit pas être trop rapide pour que l'éclateur ait le temps de se refroidir suffisamment pour qu'on soit sûr d'obtenir l'extinction de l'étincelle. Les circuits ayant des périodes propres et des amortissements donnés, c'est le couplage qui règle la rapidité de l'échange.

On remarque, en outre, qu'il y a intérêt à améliorer le refroidissement de l'éclateur; c'est ce qui est réalisé avec les types d'éclateurs couramment utilisés en excitation par choc *les éclateurs à étincelle fractionnée et les éclateurs tournants.*

Dans les éclateurs du premier type, l'amortissement du primaire est rendu considérable par le fractionnement de l'éclateur.

Dans les éclateurs tournants, le primaire est moins amorti, mais il est coupé automatiquement à l'instant convenable, c'est-à-dire au moment du zéro du premier battement des deux oscillations

de couplage. Ce système n'est pratiquement efficace que pour des périodes longues.

#### D. — MANIPULATION.

Le problème de la manipulation consiste à produire dans le circuit de décharge du condensateur des séries courtes ou des séries longues de trains d'oscillations reproduisant les points et les traits des signaux Morse. Par exemple, un point sera représenté par quelques trains, un au minimum, un trait comprendra un nombre de trains trois fois plus grand en moyenne. La vitesse limite de manipulation est évidemment déterminée par la condition suivante :

Le temps pendant lequel on appuie sur le manipulateur pour faire un point doit être au moins égal au temps nécessaire à la source pour charger le condensateur à la tension disruptive de l'éclateur.

Pratiquement le temps doit être notablement supérieur à la durée de charge du condensateur, de manière à tenir compte des irrégularités et retards pouvant provenir d'un mauvais contact entre les plots du manipulateur ou d'un écart de la condition de résonance.

On dispose le manipulateur, soit sur le circuit d'excitation de l'alternateur, soit sur le circuit de charge du condensateur. Dans ce dernier cas on le place soit avant le transformateur (fig. I), soit après celui-ci (fig. II).

Lorsqu'il est placé après le transformateur l'intensité du courant à couper est plus réduite, mais la tension de rupture est plus élevée. Il est alors avantageux de disposer plusieurs coupures en série.

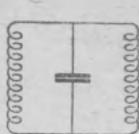
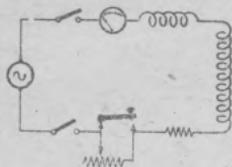


FIG I

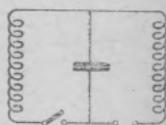
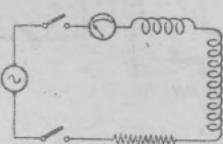


FIG II

Fig. 194.

— La manipulation sur le circuit de charge du condensateur a l'avantage de réduire au minimum la période d'établissement du courant de charge et d'atteindre sur les points aussi bien que sur les traits en manipulation même rapide, à peu près même puissance de régime et même fréquence d'étincelles.

Toutefois ce procédé présente les inconvénients suivants :

1° La puissance fournie par le générateur est soumise à de brusques variations, conditions défavorables à la constance de la vitesse et au maintien de la résonance, surtout dans les postes de faible puissance où les groupes d'alimentation n'ont qu'un faible volant.

2° La rupture du circuit de charge provoque à chaque signal, entre les plots du manipulateur, des étincelles violentes dues à l'énergie électromagnétique emmagasinée dans le circuit.

Pour pallier à ces inconvénients on peut shunter le manipulateur par une résistance  $\rho$ . Le générateur débite constamment sur le circuit de charge, d'où vitesse assez constante et étincelles de rupture très diminuées. De plus la résonance primaire est conservée. Seul le coefficient de surtension varie pendant la manipulation.

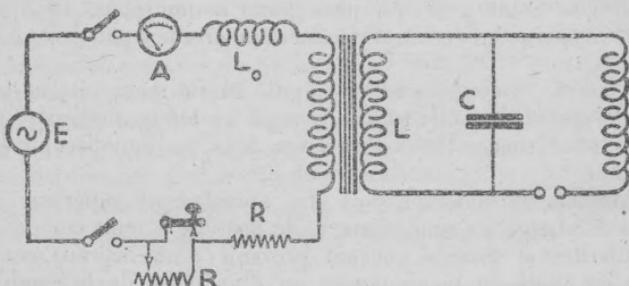


Fig. 195.

— La manipulation sur l'excitation de l'alternateur consiste à faire varier la f. e. m. de cet alternateur en court-circuitant une partie d'un rhéostat placé dans le circuit d'excitation. On a ainsi, l'avantage

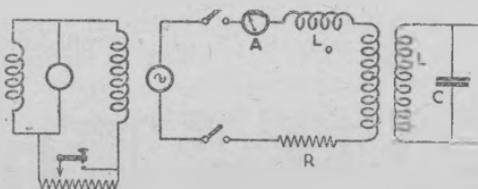


Fig. 196.

de manipuler sur un courant plus faible, mais il est nécessaire d'avoir un alternateur spécialement étudié.

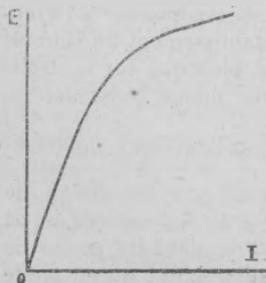


Fig. 197.

Pour que la manipulation puisse être rapide, il faut en effet que la constante de temps du circuit inducteur soit faible. En outre pour qu'une faible variation du courant d'excitation provoque une variation importante de la f. e. m. de l'alternateur, il est nécessaire de travailler au-dessous de la saturation de la machine, ainsi qu'on s'en rend compte par l'examen de la caractéristique à vide.

Quoi qu'il en soit, la période d'établissement du courant de charge reste toujours notable, la puissance et la fréquence d'étincelles de régime ne sont atteintes qu'avec un certain retard d'où une émission peu nette et qui tend à devenir bitonale (tonalité plus basse pour les points que pour les traits) en manipulation un peu rapide.

*Principaux types de manipulateurs.* — Pour les faibles puissances, on se sert de manipulateurs Morse du type normal; il importe cependant de soigner les contacts, en platine de préférence, et de protéger la main de l'opérateur par une plaque de garde.

Pour les puissances moyennes on utilise encore des manipulateurs Morse, mais d'un modèle plus fort. Les contacts se font entre larges plots de cuivre soit à l'air libre, soit dans une cuvette remplie d'alcool ou de pétrole; dans ce dernier cas, il faut les nettoyer assez souvent.

La manipulation est ralentie par l'emploi de manipulateurs de grandes dimensions qui, en outre, fatiguent l'opérateur. Pour les moyennes et grandes puissances on se sert de relais commandés électriquement par un petit manipulateur ordinaire.

#### E. — RÉGLAGES.

De l'étude qui précède on peut déduire les différents réglages d'un poste à étincelle. Considérons par exemple le poste à ondes amorties dont le schéma est donné par la figure ci-après.

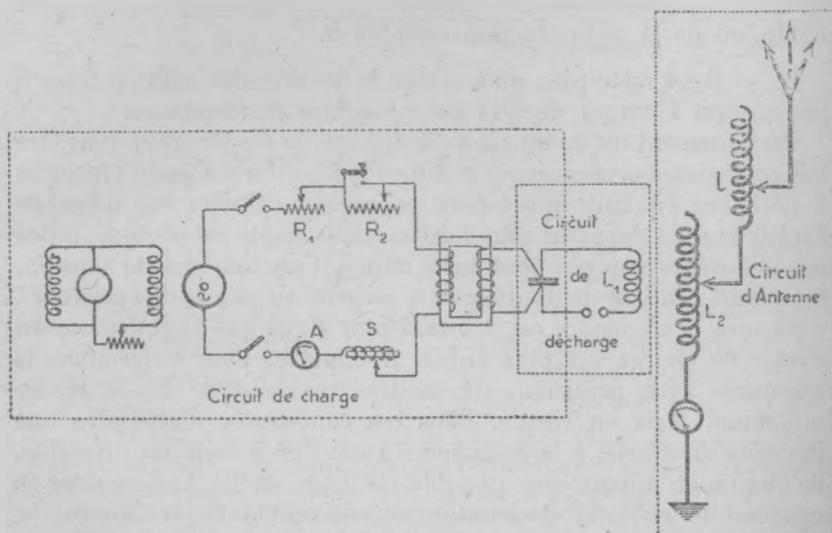


Fig. 198.

Les opérations successives à effectuer sont les suivantes :

- 1° Réglage de la résonance primaire.
- 2° Réglage de l'étincelle et de la manipulation.

- 3° Réglage de la longueur d'onde du circuit de décharge.
- 4° Accord de l'antenne sur le circuit de décharge.
- 5° Réglage de l'accouplement.

1° Réglage de la résonance primaire.

Pour réaliser la condition de la résonance  $L_1 C a \omega_1^2 = 1$  nous pouvons agir sur les quatre éléments  $L_1$ ,  $C$ ,  $a$ ,  $\omega_1$ .

A. — La capacité  $C$  est généralement donnée, d'après la puissance du poste; on a d'ailleurs avantage, dans la plupart des cas à prendre la capacité maximum.

B. — La fréquence du courant d'alimentation doit être amenée à une valeur donnée et maintenue parfaitement constante. Des variations de cette fréquence dues à des variations de vitesse de l'alternateur, détruiraient rapidement la résonance primaire. En effet la pulsation et par suite aussi la fréquence, intervient au carré dans la condition de résonance. Il faudra donc employer un moteur à marche constante, muni d'un bon régulateur et dont la puissance soit notablement supérieure à celle de l'alternateur pour pouvoir supporter les variations de charge.

On vérifie que la vitesse a bien la valeur voulue, le plus souvent au moyen d'un tachymètre ou d'un fréquencemètre.

C. — On détermine ensuite le rapport de transformation  $a$  de façon que la condition de résonance soit satisfaite pour la valeur minimum de la self-induction réglable  $S$ .

D. — Il ne reste plus qu'à régler la bobine de self-induction  $S$  (en général à noyau de fer) pour parfaire la résonance.

Pratiquement on opère ainsi; le réglage de résonance devant être fait en régime permanent, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'étincelles à l'éclateur, il faut, pour faire ce réglage, écarter les pôles de l'éclateur sans dépasser toutefois la valeur limite de protection des condensateurs (ceux-ci sont bien munis d'un limiteur de tension, mais il est prudent de doubler cette sécurité au moyen de l'éclateur).

Comme la résonance est d'autant plus aiguë que la résistance du circuit de charge est plus faible, il importe, pour déterminer la résonance avec précision, de mettre les rhéostats  $R_1$  et  $R_2$  au minimum. Mais on risque, dans ces conditions, d'atteindre une intensité anormale, à la résonance. Aussi l'on a soin, au préalable, de diminuer autant que possible, la f. e. m. de l'alternateur en amenant le rhéostat d'excitation au maximum de résistance.

Ce procédé n'est applicable que si l'alternateur est peu saturé, c'est-à-dire si l'on peut considérer sa self-induction comme constante, sinon il faudrait faire le réglage de résonance avec l'excitation normale et limiter l'intensité au moment de la résonance au moyen du rhéostat  $R_1$ . Il ne reste plus qu'à régler la self-induction variable  $S$  en suivant les indications de l'ampéremètre  $A$  (opérer

lentement pour tenir compte des retards inhérents aux appareils thermiques). On bloque le noyau mobile de la bobine de self-induction  $S$  quand la déviation de l'ampéremètre passe par un maximum (1).

2° Réglage de l'étincelle et de la manipulation.

Une fois le réglage de résonance terminé, on donne à l'éclateur, la distance explosive voulue, suivant la fréquence des étincelles que l'on désire obtenir et l'énergie que l'on veut dépenser par train d'oscillations.

Plus on écarte les pôles de l'éclateur, plus la tension disruptive est élevée et plus l'énergie de la décharge est grande, mais plus grave est le son obtenu.

On diminue ensuite progressivement la résistance d'excitation (mise au maximum pour la résonance) jusqu'à ce que l'étincelle saillisse à l'éclateur avec la fréquence que l'on désire. L'excitation doit être réglée de manière à obtenir une note aussi pure que possible, on retouche au besoin légèrement la distance explosive.

Les courbes ci-dessous représentent la tension obtenue aux

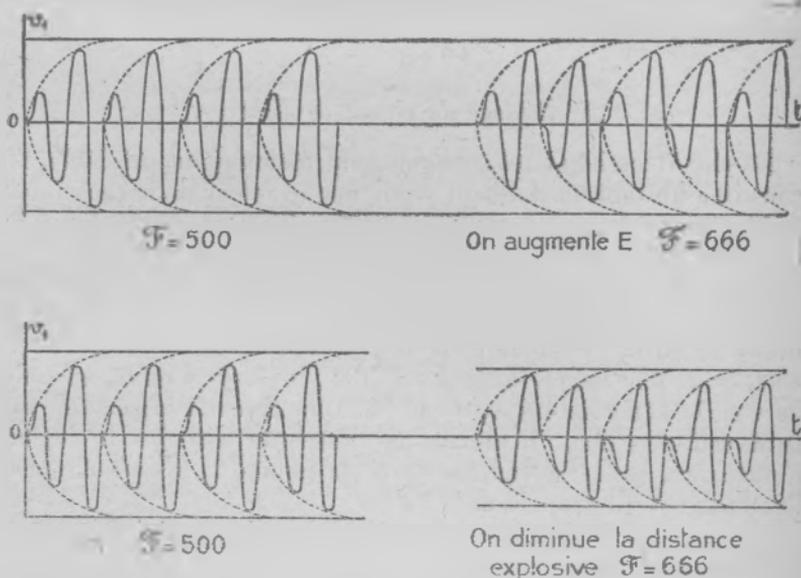


Fig. 199.

(1) Il n'en serait pas le même si l'on réglait la résonance en agissant sur la capacité. En effet, on obtiendrait bien encore un maximum d'intensité pour la valeur de  $C$  qui rend minimum l'impédance. C'est-à-dire pour la valeur de  $C$  donnée par la relation :

$$L_1 C \omega_0^2 = 1.$$

Mais à cette valeur ne correspond pas un maximum de la tension. La valeur de  $C$  correspondant au maximum de la tension est donnée par la relation :

$$R^2 L_1 C \omega_0^2 = 1 + \frac{R^2}{L_1} R^2.$$

Si l'on voulait se servir de ce procédé de réglage, il faudrait chercher le maximum

bornes du primaire du transformateur suivant qu'on augmente la f. e. m. de l'alternateur ou qu'on diminue la distance explosive.

Dans les deux cas la fréquence des étincelles est augmentée, mais le second correspond à une quantité moindre d'énergie par étincelle.

Pour ne pas dépasser le courant normal prévu on est amené à rapprocher les deux pôles de l'éclateur quand on veut émettre avec un son aigu.

— Il ne reste plus alors qu'à régler la manipulation; on augmente la résistance  $R_1$  du rhéostat shunt jusqu'à ce que l'étincelle ne jaillisse plus; ce réglage étant fait il suffit d'abaisser le manipulateur pour que cette résistance soit court-circuitée et que l'étincelle éclate. Si l'on s'aperçoit que l'étincelle traîne encore, on augmente légèrement la résistance  $R_2$ .

La résistance  $R_2$  ne doit pas être trop forte pour que, pendant la manipulation la charge de l'alternateur varie le moins possible, ce que l'on peut constater à la constance des indications du tachymètre. On peut, dans la pratique, considérer le réglage du rhéostat shunt comme satisfaisant si le courant pendant les intervalles de

manipulation est égal aux  $\frac{9}{10}$  du courant en charge.

### 3° Réglage du circuit de décharge.

Le circuit oscillant est généralement étalonné au préalable. On constitue un tableau donnant pour chaque valeur de la capacité du condensateur le nombre de spires en fonction de la longueur d'onde. C'est le tableau d'étalonnage du circuit.

Comme on s'est fixé la capacité  $C$ , il ne reste qu'à prendre le nombre de spires d'après la longueur d'onde avec laquelle on désire émettre. Ce nombre de spires est toujours assez petit; en effet, pour une même longueur d'onde, il est préférable, au point de vue de l'énergie émise, d'employer une grande capacité et une faible self-induction. Il ne faut pas descendre toutefois au-dessous d'une spire, sinon le couplage avec la bobine  $L_2$  c'est-à-dire avec l'antenne, serait trop lâche.

Au cas où le tableau d'étalonnage n'aurait pas été fait, on se servirait d'un contrôleur d'onde.

Mais il faut avoir soin de ne pas brancher l'antenne pour faire cette mesure car on obtiendrait deux oscillations de couplage au lieu de l'oscillation propre du circuit oscillant.

de tension au moyen d'un voltmètre aux bornes du primaire du transformateur.

Le même inconvénient se présenterait si l'on cherchait à réaliser la résonance en réglant la pulsation de l'alternateur.

La tension passe par un maximum pour la valeur de donnée par la relation :

$$L_1 C \omega^2 = 1 - \frac{C}{2L_1} R_1^2$$

#### 4° Accord de l'antenne avec le circuit de décharge.

Il reste à accorder le circuit d'antenne. On produit des trains d'oscillations en appuyant sur le manipulateur, et l'on fait varier par plots la self-induction d'antenne  $l$  jusqu'à ce que la déviation soit maximum à l'ampéremètre de terre.

Dans certains postes on adjoint à la self-induction d'antenne une petite self-induction à variation continue appelée *variomètre* qui permet d'obtenir rapidement un accord très précis.

Il faut avoir soin que la fréquence des étincelles se maintienne bien constante pendant ces opérations.

Quand l'accord de l'antenne sur le circuit oscillant est réalisé, il est bon de court-circuiter l'ampéremètre de terre.

#### 5° Réglage de l'accouplement.

On diminue autant que possible le coefficient de couplage  $k$  en écartant la bobine de self-induction  $L_2$  de la bobine de self-induction  $L_1$ ; on recherche un accouplement aussi faible que possible, compatible avec une bonne intensité. En tous cas, plus le couplage est faible, meilleure est la syntonie à la réception.

#### RÉGLAGE DE LA PUISSANCE UTILISÉE.

Nous avons vu au chapitre VI qu'il peut être utile de régler la puissance émise d'après la distance de la station réceptrice de manière à ne pas troubler d'autres postes.

Ce résultat peut être obtenu en maintenant constante la puissance utilisée dans le circuit de décharge du condensateur et en diminuant le couplage entre l'antenne et ce circuit de décharge; on a l'avantage dans ce cas d'émettre avec une onde plus pure.

Un second procédé consiste à réduire la puissance utilisée dans le circuit de décharge en diminuant la distance explosive.

On règle dans ce cas d'une manière convenable la tension aux bornes du condensateur, soit en diminuant la f. e. m. de l'alternateur au moyen de rhéostats d'excitation, soit en augmentant la résistance série.

#### § 2. Postes émetteurs légers à bobine d'induction.

Les systèmes d'émission à ondes amorties à alternateur que nous venons d'étudier conviennent à des postes fixes. Ils permettent de mettre en jeu de grandes puissances mais sont d'un encombrement considérable.

Pour les postes militaires de l'avant dont la puissance peut être relativement faible mais dont il importe que le poids et l'encombrement soient réduits au strict minimum, on préfère utiliser des systèmes à bobine d'induction.

Cet appareil permet en effet de charger un condensateur à un potentiel très élevé, au moyen d'une source à courant continu (batterie d'accumulateurs).

*Principe de fonctionnement d'une bobine d'induction.* — La bobine d'induction n'est autre qu'un transformateur à circuit magnétique ouvert. Sur un noyau formé d'un faisceau de fils de fer doux isolés les uns des autres (pour éviter les courants de Foucault) sont superposés l'enroulement primaire en fil gros et court et l'enroulement secondaire en fil long et fin. Ce dernier est noyé dans une matière isolante. Dans les bobines utilisées en T. S. F. le rapport de transformation  $\frac{n_2}{n_1}$  est d'environ 300.

— *Le circuit primaire* est alimenté par une source continue à basse tension. Il peut être ouvert ou fermé à volonté au moyen d'un manipulateur M.

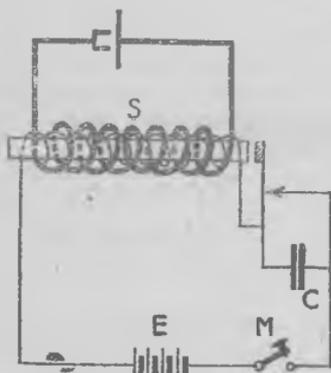


Fig. 200.

Ce circuit comprend en outre un interrupteur automatique I constitué par une lame métallique élastique portant une palette de fer doux placée en regard du noyau magnétique. Dans sa position de repos cette lame prend contact avec une vis platinée et met en court-circuit un condensateur C intercalé dans le circuit primaire.

Déplacée de sa position d'équilibre, elle met en circuit ce condensateur.

— *Le circuit secondaire* est constitué par l'enroulement secondaire aux bornes duquel on branche un condensateur ou un éclateur qui n'est autre d'ailleurs qu'un condensateur de faible capacité.

A cette capacité il y a lieu d'ajouter la capacité répartie de l'enroulement même de la bobine, capacité qui peut être notable et qui joue un rôle important dans le fonctionnement de l'appareil.

Nous allons étudier ce fonctionnement en considérant d'abord le circuit primaire seul. Nous supposons qu'on ait retiré l'enroulement secondaire.

#### A. — ÉTUDE DU CIRCUIT PRIMAIRE.

##### 1° Etablissement du courant.

Quand on abaisse le manipulateur M la source E débite un courant continu dans le circuit primaire. Ce courant ne s'établit pas instantanément à cause de la self-induction de l'enroulement.

Désignons par  $R$  la résistance totale du circuit, par  $L$  la self-induction que nous supposons invariable, par  $C$  la capacité, par  $E$  la f. e. m. constante de la source.

L'état électrique du circuit est régi par l'équation différentielle :

$$Ri + L \frac{di}{dt} = E.$$

dont la solution est :

$$i = \frac{E}{R} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right),$$

où  $\tau = \frac{L}{R}$  représente la *constante de temps* du circuit.

Cette expression montre bien que le courant n'atteint pas instantanément sa valeur de régime :  $\frac{E}{R}$  mais progressivement. Théoriquement il l'atteindrait au bout d'un temps infini ; pratiquement au bout d'un temps relativement court, l'intensité est très voisine de cette valeur.

La courbe ci-dessous donne la variation de  $i$  en fonction de  $t$ .

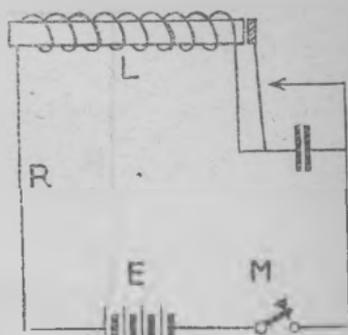


Fig. 201.

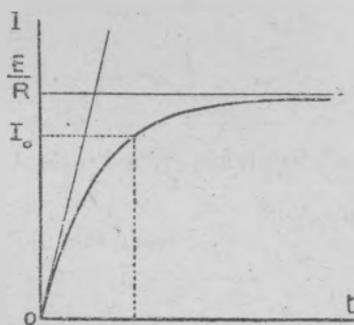


Fig. 202.

En fait la self-induction de l'enroulement n'est pas constante parce que cet enroulement comporte un noyau de fer dont la perméabilité est fonction de l'intensité du courant. Elle varie donc pendant la période d'établissement de ce courant. En gros le phénomène conserve la même allure.

Cela étant, lorsque l'intensité du courant atteint une certaine valeur  $I_0$ , l'aimantation du noyau de fer devient suffisante pour que l'attraction exercée sur la palette de la lame dépasse la force

élastique de cette lame. Celle-ci est attirée et met brusquement en circuit le condensateur C.

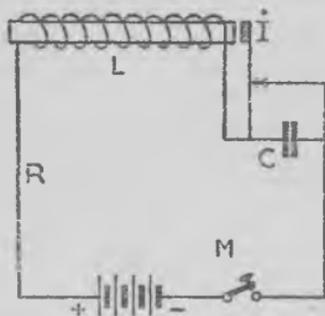


Fig. 203.

2° Charge du condensateur.

Le condensateur étant en circuit, l'équation différentielle qu'il convient d'appliquer est celle que nous avons déjà envisagée en étudiant la charge du condensateur au moyen d'une source à tension constante :

$$\frac{d^2v}{dt^2} + 2\alpha \frac{dv}{dt} + \omega^2 v = \omega^2 E.$$

avec :

$$i = C \frac{dv}{dt} \left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{R}{2L}, \\ \omega^2 = \frac{1}{LC}. \end{array} \right.$$

Avec cette différence toutefois qu'à l'instant initial, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = 0, \\ i = I_0. \end{array} \right. \quad \text{au lieu de} \quad \left\{ \begin{array}{l} v = 0, \\ i = 0. \end{array} \right.$$

Dans la bobine d'induction on a toujours  $R^2 < \frac{4L}{C}$ .

Les racines de l'équation caractéristique sont imaginaires conjuguées ( $r = \alpha \pm j\beta$ ).

En tenant compte des conditions initiales on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = E + e^{-\alpha t} \left[ \frac{1}{\beta} \left( \frac{I_0}{C} - \alpha E \right) \sin \beta t - E \cos \beta t \right], \\ i = e^{-\alpha t} \left[ I_0 \cos \beta t + \left( C\beta E - \frac{\alpha}{\beta} I_0 + \frac{C\alpha^2}{\beta} E \right) \sin \beta t \right]. \end{array} \right.$$

En négligeant  $\alpha$  devant  $\beta$  et remplaçant  $\beta = \sqrt{\omega^2 - \alpha^2}$  par  $\omega$ , on peut écrire :

$$\left\{ \begin{aligned} v &= E + e^{-\alpha t} \left[ \frac{I_0}{C\omega} \sin \omega t - E \cos \omega t \right], \\ i &= e^{-\alpha t} \left[ I_0 \cos \omega t + C\omega E \sin \omega t \right]. \end{aligned} \right.$$

Ou encore, en posant :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi &= \frac{I_0}{C\omega E}, \\ \left\{ \begin{aligned} v &= E \left[ 1 - \frac{1}{\cos \varphi} e^{-\alpha t} \cos (\omega t + \varphi) \right], \\ i &= \frac{C\omega E}{\cos \varphi} e^{-\alpha t} \sin (\omega t + \varphi). \end{aligned} \right. \quad (1) \end{aligned}$$

Les courbes ci-dessous représentent la variation de l'intensité du courant dans le circuit et de la différence de potentiel aux bornes du condensateur.

La charge de ce condensateur est oscillante amortie.

La période est égale à :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{LC}.$$

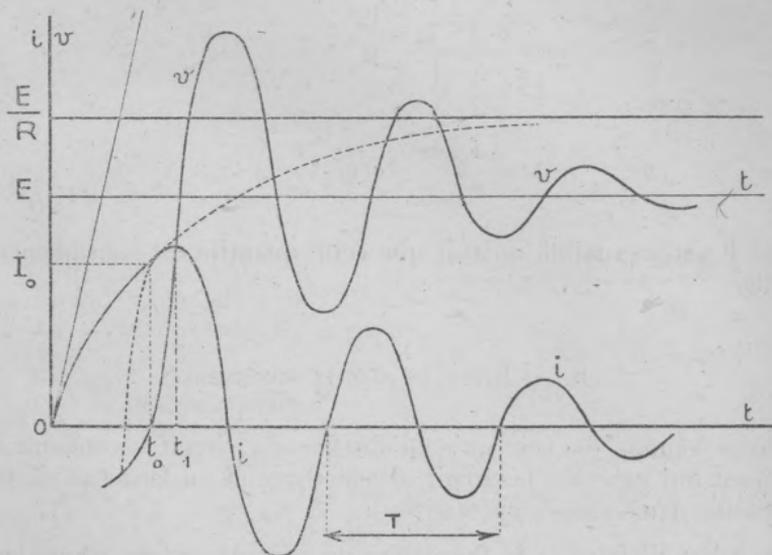


Fig. 204.

(1) Si l'on fait  $I_0 = 0$ ,  $\varphi = 0$ . ( $\cos \varphi = 1$ ) on retrouve les équations obtenues en étudiant la charge d'un condensateur au moyen d'une source de tension continue

La différence de potentiel maximum aux bornes du condensateur peut dépasser la tension  $E$  de la source continue.

*Remarque I.* — Comme précédemment nous avons supposé que la self-induction du circuit était invariable. Cela n'est pas tout à fait exact. De plus la rupture du circuit ne se fait pas sans étincelle comme on l'a admis implicitement. La résistance du circuit est donc également variable. Il résulte de là que les conclusions à tirer des relations ci-dessus ne sont pas rigoureuses. Toutefois l'oscillographe montre que le phénomène a l'allure indiquée par les courbes que nous avons données.

*Remarque II.* — La courbe représentant  $i$  en fonction du temps montre qu'après la rupture produite à l'instant  $t_0$  le courant continuerait à augmenter pendant l'intervalle de temps  $\Delta t = t_1 - t_0$ . Il est facile de se rendre compte que cet intervalle de temps diminue quand la valeur du courant initial à la rupture augmente.

On a en effet :

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \left( \frac{\pi}{2} - \varphi \right) = \frac{1}{\omega} \left( \frac{\pi}{2} - \text{arctg} \frac{I_0}{C\omega E} \right),$$

quantité qui diminue quand  $I_0$  augmente.

Dans une bobine d'induction si la rupture se fait pratiquement quand le régime permanent est sensiblement établi on a :

$$I_0 = \frac{E}{R},$$

de sorte que :

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \left( \frac{\pi}{2} - \text{arctg} \frac{1}{C\omega R} \right).$$

Si  $R$  est très faible on voit que cette quantité est sensiblement nulle.

## B. — ÉTUDE DU CIRCUIT SECONDAIRE.

Nous venons de voir qu'en l'absence du circuit secondaire le courant qui parcourt le circuit primaire quand on ferme ce circuit présente deux phases successives :

— C'est d'abord, à la fermeture, un courant de sens invariable, dont l'intensité croît depuis la valeur zéro jusqu'à une certaine valeur  $I_0$  suffisante pour que l'aimantation du fer attire le rupteur et mette en circuit le condensateur.

— A partir de ce moment, le courant de charge est un courant alternatif amorti, dont la période est sensiblement égale à la période propre du circuit :  $T_1 = 2\pi \sqrt{L_1 C_1}$ .

Cette période est faible et l'intensité du courant est rapidement variable.

Considérons maintenant le cas où le circuit secondaire existe. Les équations qui régissent l'état électrique des circuits sont alors :

Dans la première phase :

$$\begin{cases} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} = E, \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0. \end{cases}$$

Avec les conditions initiales :

$$\begin{cases} i_1 = 0, \\ v_1 = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} i_2 = 0, \\ v_2 = 0. \end{cases}$$

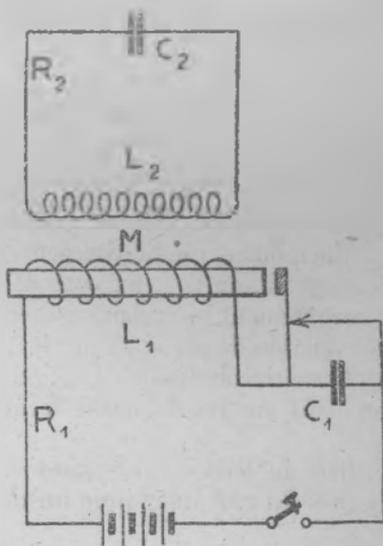


Fig. 205.

Dans la deuxième phase :

$$\begin{cases} R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + M \frac{di_2}{dt} = E, \\ R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0. \end{cases}$$

Avec les conditions initiales :

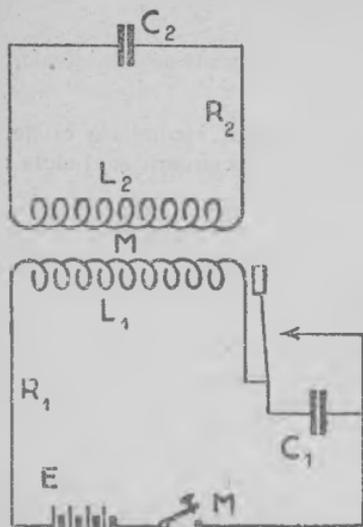


Fig. 206.

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1 = I_0, \\ v_1 = 0, \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} i_2 = 0, \\ v_2 = 0. \end{array} \right.$$

Nous avons donné au chapitre III la solution de ces équations dans le cas où les caractéristiques des circuits  $R_1L_1C_1$ ,  $R_2L_2C_2$  sont constantes ainsi que le coefficient d'induction mutuelle  $M$ .

Dans le cas de la bobine d'induction ces conditions ne sont plus réalisées. La présence du fer a pour effet de faire varier les constantes  $L_1$ ,  $L_2$  et  $M$  qui deviennent fonction de l'intensité du courant. En outre

la présence d'une étincelle au primaire, a pour effet de faire varier  $R_1$ .

La théorie ne peut donc nous donner qu'une représentation approchée des phénomènes sans les préciser.

Elle montre, qualitativement, que le circuit secondaire peut être le siège d'une f. e. m. considérable. L'expérience confirme que si l'enroulement secondaire est fermé sur un éclateur, pour un réglage convenable de cet appareil, la tension disruptive peut être atteinte et une étincelle jaillit. Le circuit est alors le siège d'un courant oscillant amorti de haute fréquence.

*Rôle du condensateur primaire.* — Le condensateur primaire aux bornes du récepteur joue un double rôle :

— Il absorbe l'énergie qui se produirait sous forme d'étincelles entre les contacts de l'interrupteur (l'énergie de self-induction localisée dans l'enroulement primaire sert à charger le condensateur au lieu de se dépenser sous forme d'arc).

— Il produit par sa charge oscillante une variation rapide du courant primaire et par suite aussi du flux dans l'enroulement secondaire.

La f. e. m. d'induction due à cette variation de flux :

$$e_2 = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

est donc d'autant plus grande que la fréquence des oscillations du courant primaire est plus grande, c'est-à-dire que la capacité du condensateur primaire est plus petite (1).

Il semble donc qu'il y aurait intérêt à choisir pour le circuit primaire un condensateur de très faible capacité. Mais si cette capacité est trop faible, l'étincelle de rupture n'est plus suffisamment absorbée. Cette étincelle a pour effet de ralentir considérablement la vitesse de variation du courant primaire, donc aussi la vitesse de variation du flux dans le circuit secondaire, et par suite de diminuer la f. e. m. induite.

Il y a donc pour chaque bobine une valeur optimum de la capacité primaire. Dans les bobines employées en T. S. F. elle est comprise entre 1,25 microfarad et 8 microfarads.

*Excitation.* — Comme les postes à alternateurs les postes à bobines d'induction peuvent être à excitation directe ou indirecte.

— Dans le premier cas, l'éclateur est embroché dans l'antenne.

— Dans le second cas le secondaire de la bobine d'induction alimente un circuit oscillant constitué par un condensateur et une bobine de self-induction à plusieurs prises, pour faire varier la longueur d'onde.

(1) On peut s'en rendre compte d'une manière grossière par le raisonnement suivant :

Négligeons la réaction du secondaire.

Si nous admettons, comme il a été dit plus haut que la rupture du circuit primaire, c'est-à-dire la mise en circuit du condensateur a lieu quand le régime permanent est sensiblement établi, à l'instant  $t_0$  en négligeant l'amortissement du circuit on peut représenter l'intensité du courant primaire pendant la première oscillation par l'expression :

$$i = I_0 \cos \omega_1 t.$$

En supposant M invariable :

$$\mathcal{C} = MI_0 \cos \omega_1 t,$$

et

$$e_2 = M\omega_1 I_0 \sin \omega_1 t.$$

L'amplitude de la force électromotrice induite dans l'éproulement secondaire est donc sensiblement :

$$E_2 = M\omega_1 I_0 = \frac{2\pi M}{T_1} I_0.$$

Si  $M = \sqrt{L_1 L_2}$  (Pas de fuites magnétiques.).

$$E_2 = I_0 \sqrt{\frac{L_2}{C_1}},$$

$E_2$  est donc inversement proportionnelle à la racine carrée de la capacité primaire.

L'antenne est couplée avec ce circuit, généralement en dérivation. L'accord de l'antenne s'effectue au moyen d'un variomètre.

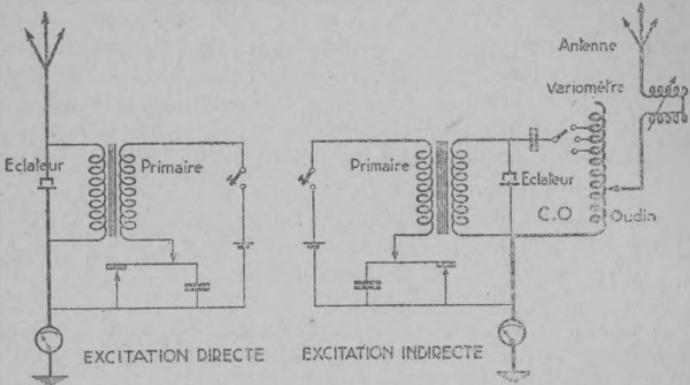


Fig. 207.

*Remarques sur la construction des bobines d'induction.* — On cherche dans les bobines employées en T. S. F. à obtenir les plus grandes tensions possibles, quitte à n'avoir qu'un faible débit. Or nous avons vu que la f. e. m. secondaire est d'autant plus élevée que la valeur maximum du flux dans le noyau au moment de la rupture est plus grande et que le temps mis pour passer de la valeur maximum à zéro est plus petit.

Pour que le flux maximum soit grand, il faut que la réluctance du circuit magnétique soit la plus faible possible. Cette condition entrainerait la construction de circuits magnétiques en fer doux complètement fermés. On peut se rendre compte qu'une telle bobine fonctionnerait dans de mauvaises conditions. Il faut en effet que le flux s'annule rapidement et l'expérience prouve qu'un circuit magnétique fermé se désaimante peu ou pas pour la raison qu'il n'est le siège d'aucune action démagnétisante.

Pour réaliser cette deuxième condition de désaimantation rapide, il faut employer des circuits magnétiques ouverts.

Si nous considérons un de ces circuits représenté sur la figure ci-dessous par un barreau, lorsque le courant passe dans le primaire,

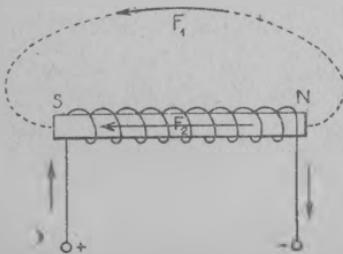


Fig. 208.

ce barreau prend une polarité N. S., les lignes de force se fermant à l'extérieur et à l'intérieur dans le sens de la flèche  $F_1$ . En outre il existe en même temps, à l'intérieur du barreau, une action en sens inverse marquée  $F_2$  et qui tend à le désaimanter.

Ce champ démagnétisant  $F_2$  dû à l'existence des pôles subsiste seul quand le courant primaire est coupé. Il tend ainsi à désaimanter le barreau. Cette désaimantation est d'autant plus rapide que la réluctance du barreau est plus faible, d'où nécessité d'employer du fer doux et des barreaux courts.

Les conditions pour réaliser un flux maximum important et obtenir une désaimantation rapide conduisent à deux conclusions complètement opposées. La pratique seule a donné des éléments de construction intéressants.

On emploie généralement des noyaux de fer doux dont la longueur est de 8 à 10 fois le diamètre.

---

#### RÉSUMÉ DU CHAPITRE VII.

*Les postes d'émission à ondes amorties.* — Le principe de l'émission à ondes amorties repose sur le phénomène des oscillations naturelles d'un circuit, dues à la décharge d'un condensateur. Cette décharge est réalisée automatiquement par le jeu d'un éclateur, simple coupure du circuit où éclate l'étincelle lorsque la tension aux bornes de la coupure atteint une valeur suffisante (tension disruptive).

Quand les oscillations se sont éteintes, au bout d'un temps extrêmement court, le circuit est automatiquement coupé. Pour obtenir un nouveau train d'oscillations il faut recharger le condensateur.

L'éclateur joue donc le rôle d'un interrupteur ouvrant et fermant le circuit, et commandant alternativement la charge et la décharge du condensateur.

Grâce à cet interrupteur automatique, il suffit de connecter en permanence les armatures du condensateur aux bornes de la haute tension. Ce sont en général les bornes de l'enroulement secondaire d'un transformateur dont l'enroulement primaire est alimenté par un alternateur à fréquence musicale. C'est le cas des postes fixes et semi-fixes, de puissance notable, et des postes d'avion. Toutefois dans les postes portatifs militaires, la haute tension est fournie par une bobine d'induction.

*Poste à alimentation par alternateur.* — Un poste à étincelles, à alimentation par alternateur comprend :

— *Un circuit de charge* comportant un alternateur, un transformateur élévateur de tension, le condensateur à charger et parfois aussi le dispositif de manipulation.

— *Un circuit de décharge* comportant : le condensateur à charger, la bobine de self-induction et l'éclateur.

— Un circuit d'antenne comportant : une bobine de self-induction ou un condensateur, et éventuellement un ampèremètre indicateur.

Si l'éclateur est dans le circuit d'antenne, le poste est dit à *excitation directe*. Ce montage a l'inconvénient de donner des oscillations très amorties à cause de la grande résistance de l'étincelle ; en outre il ne permet pas la mise en jeu d'une grande énergie, et l'émission n'est pas très pure (production d'harmoniques).

Aussi a-t-on recours en général à l'*excitation indirecte*.

Dans ce montage le circuit d'antenne est couplé au circuit de décharge, en général par induction.

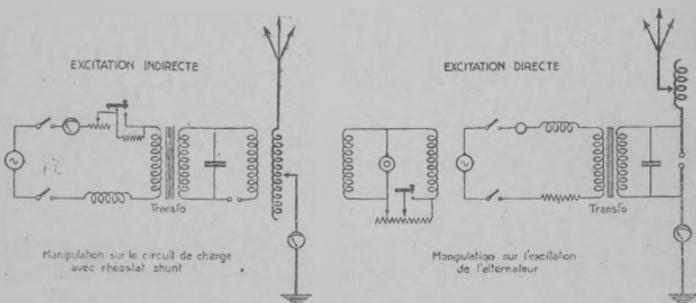


Fig. 209.

*Remarque.* — Il importe d'observer que dans un tel système d'émission, il y a trois sortes de fréquences mises en jeu :

1° La fréquence de l'alternateur qui peut être comprise entre 50 et 1.000.

2° La fréquence d'étincelle ou nombre de trains d'oscillations par seconde.

3° La fréquence des oscillations du circuit de décharge et du circuit d'antenne.

Celle-ci est considérable. Elle varie entre 10.000 et 10.000.000. C'est de la haute fréquence.

*Manipulation.* — Le problème de la manipulation consiste à découper l'émission en séries de trains d'ondes inégales, une série courte correspondant à un point, une série longue à un trait. Il suffit pour cela d'interrompre les oscillations du circuit de décharge à intervalles plus ou moins rapprochés. Cela est réalisé au moyen du manipulateur, que l'on place :

- soit dans le circuit d'excitation de l'alternateur,
- soit dans le circuit de charge.

Dans ce dernier cas, on shunte le manipulateur par une résistance, où passe le courant de charge lorsque le manipulateur est levé, c'est-à-dire pendant les blancs de la manipulation.

Il suffit de déterminer la grandeur de cette résistance de telle sorte que la tension aux bornes du condensateur soit inférieure à la tension disruptive.

Ce procédé a l'avantage de laisser le générateur débiter constamment dans le circuit de charge, donc sans variation brusque de vitesse, et de diminuer considérablement les étincelles de rupture aux plots du manipulateur, dues à la self-induction du circuit.

*Réglages.* — Les réglages essentiels sont les suivants :

— Accord du circuit de charge sur la période de l'alternateur (résonance primaire).

— Accord du circuit de décharge sur la période des ondes à émettre (résonance secondaire).

— Accord du circuit d'antenne sur la même période.

— Réglage du couplage entre l'antenne et le circuit de décharge en excitation indirecte.

Très lâche dans le cas d'un éclateur simple.

Serré dans le cas de l'excitation par choc.

— Réglage de l'étincelle par variation de la distance explosive.

*Postes à étincelle à bobine d'induction.* — Un poste à bobine d'induction comprend :

1° *Un circuit primaire* constitué par l'enroulement primaire d'un transformateur à noyau magnétique ouvert, en fil gros et court, un interrupteur vibreur qui met alternativement en circuit ou en court-circuit un condensateur C, une source à courant continu E et un manipulateur M.

2° *Un circuit secondaire* constitué par l'enroulement secondaire du transformateur en fil long et fin, et un éclateur.

En excitation directe l'éclateur est embroché dans l'antenne.

En excitation indirecte il fait partie d'un circuit comprenant self-induction et capacité couplé au circuit d'antenne en général par montage Oudin.

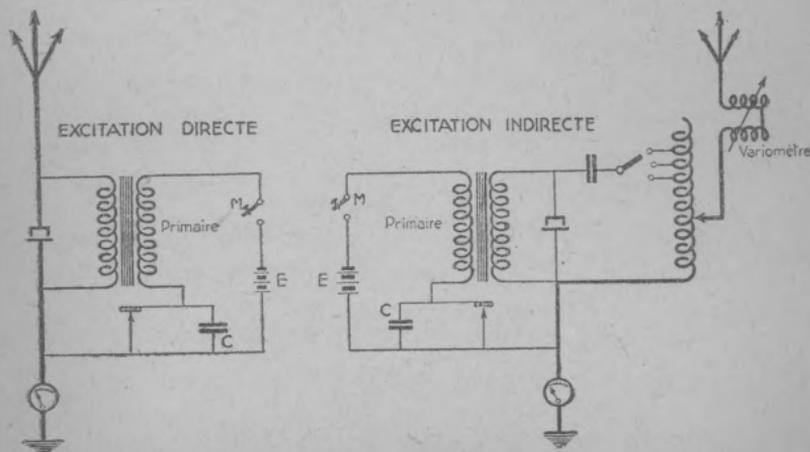


Fig. 210.

A la fermeture du circuit primaire le courant s'établit dans ce circuit sans traverser le condensateur qui est court-circuité par le rupteur dans sa position d'équilibre.

Puis le noyau de fer doux attire le rupteur. Le condensateur se charge et la charge est oscillante. La variation rapide du flux magnétique induit dans le circuit secondaire une f. e. m. qui peut atteindre une valeur très grande. Lorsque cette f. e. m. est égale à la tension disruptive une étincelle jaillit aux bornes de l'éclateur. Le circuit secondaire se décharge et des oscillations de haute fréquence sont engendrées dans l'antenne.

Le condensateur du circuit primaire a pour effet d'accélérer la variation du flux et d'absorber l'étincelle de rupture.

Le réglage du poste dans le cas de l'excitation directe se borne au réglage du rupteur et de l'éclateur, et à l'accord du circuit d'antenne, qui s'effectue en général par variation d'une self-induction à plots ou d'un variomètre.

Dans le cas de l'excitation indirecte il faut accorder en outre le circuit de décharge.

## CHAPITRE VIII.

### ALTERNATEURS ET MULTIPLICATEURS DE HAUTE FRÉQUENCE.

---

#### A. Alternateurs à haute fréquence.

##### GÉNÉRALITÉS :

- Principes généraux de construction des alternateurs ;
- Difficultés de construction des alternateurs à haute fréquence ;
- Choix d'un type d'alternateur à haute fréquence ;
- Classification des alternateurs à haute fréquence.

##### § 1. ALTERNATEURS DONNANT DIRECTEMENT LA FRÉQUENCE CHERCHÉE :

- a.* Par de simples dispositions mécaniques. (Alternateurs Alexanderson.)
- b.* Par une disposition spéciale de l'enroulement. (Alternateur S. F. R.)

##### § 2. ALTERNATEURS DONNANT UN HARMONIQUE RENFORCÉ PAR DES ACTIONS ÉLECTRIQUES SECONDAIRES :

- a.* Alternateurs en cascade ;
- b.* Alternateurs Goldschmidt.

##### § 3. CONDITIONS D'EMPLOI DES ALTERNATEURS A HAUTE FRÉQUENCE :

Couplage des alternateurs.

##### § 4. MODE D'EXCITATION DE L'ANTENNE :

- a.* Excitation directe ;
- b.* Excitation indirecte.

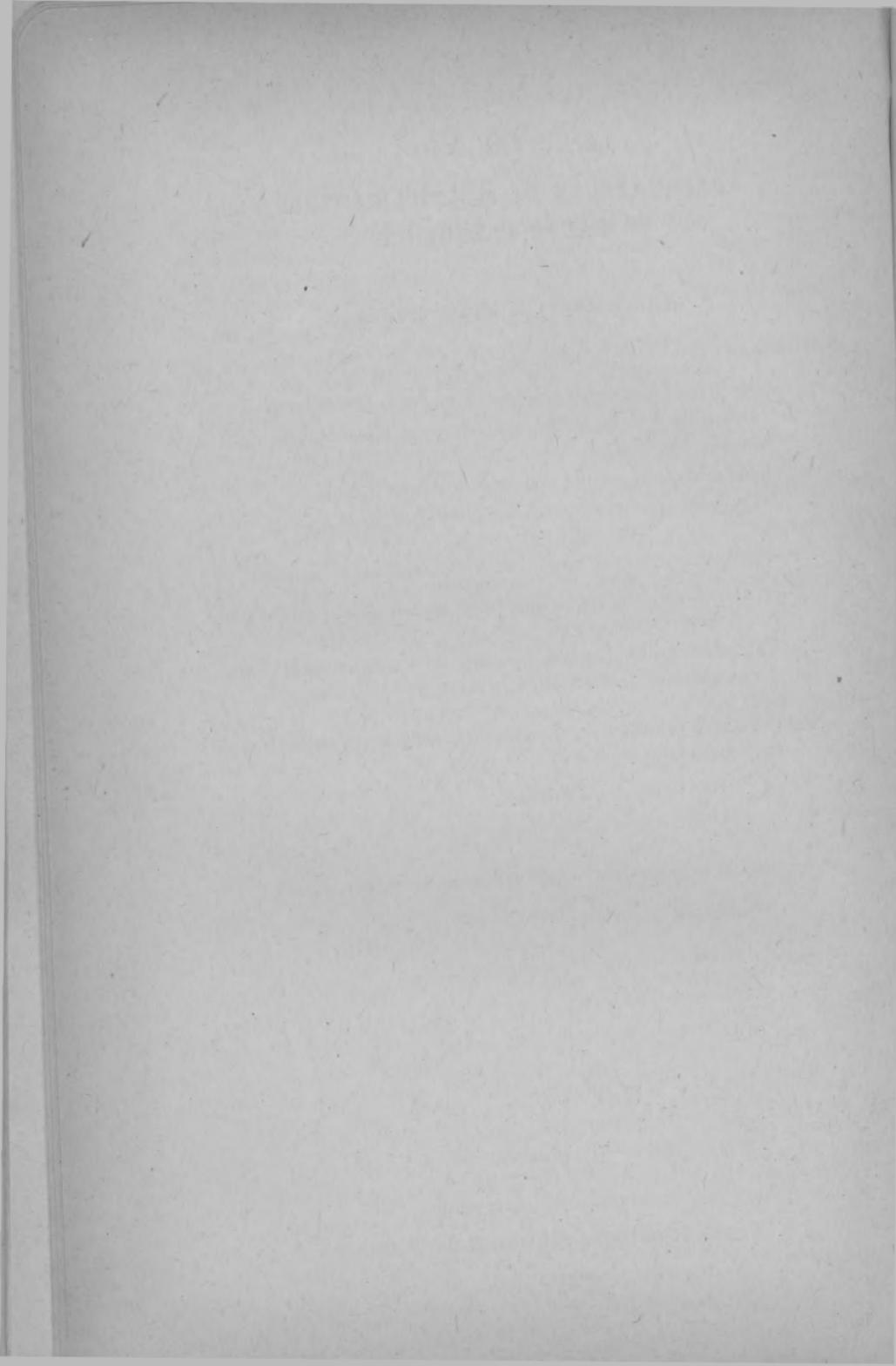
##### § 5. MANIPULATION :

- a.* Par tout ou rien ;
- b.* Par modulation magnétique.

##### § 6. AVANTAGES DES ALTERNATEURS À HAUTE FRÉQUENCE.

#### B. Transformateurs statiques de fréquence.

- a.* Doubleur de fréquence ;
- b.* Tripleur de fréquence.



## CHAPITRE VIII.

### ALTERNATEURS ET MULTIPLICATEURS DE HAUTE FRÉQUENCE.

#### A. Alternateurs à haute fréquence.

##### GÉNÉRALITÉS.

*Principes généraux de construction des alternateurs.* — Qu'il s'agisse de la construction d'alternateurs à fréquences industrielles (de l'ordre tout au plus de 50 périodes par seconde), ou d'alternateurs à haute fréquence, le problème à résoudre est dans les deux cas de faire naître, *par induction*, dans un enroulement dit enroulement induit, une f. e. m. périodique  $e$ , par conséquent de produire un flux magnétique  $\Phi$  présentant le même caractère de périodicité (1).

Il existe deux moyens de faire varier périodiquement un flux magnétique, soit qu'on modifie par une pièce métallique, susceptible d'aimantation, et animée d'un mouvement de rotation uniforme, la perméabilité d'un champ fixe produit par un système inducteur (*alternateurs à perméabilité variable*) soit qu'on déplace, toujours d'un mouvement de rotation uniforme, un champ magnétique inducteur par rapport à un enroulement induit (*Alternateurs à inducteur tournant ou à champ tournant*).

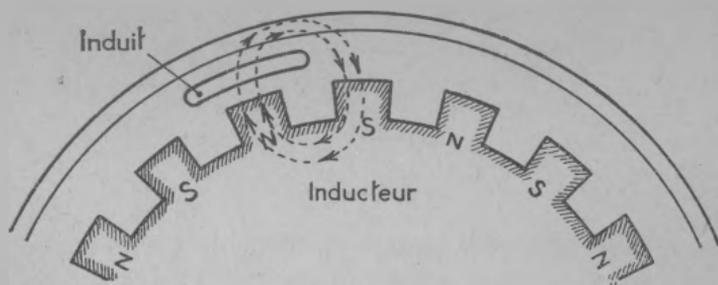


Fig. 211.

Le système inducteur peut être :

— à pôles alternés régulièrement, ce qui correspond à des champs élémentaires montés en série ; les alternateurs ainsi réalisés sont dits *hétéropolaires*.

(1) On sait, en effet, que  $e$  est lié à  $\Phi$  par la relation  $e = \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ . Si en particulier le flux  $\Phi$  est sinusoïdal :

$$E = \Phi \omega.$$

— à pôles de nom contraire situés en regard dans des plans passant par l'axe de rotation, ce qui correspond à des champs élémentaires montés en parallèle; les alternateurs ainsi réalisés sont dits *homopolaires*.

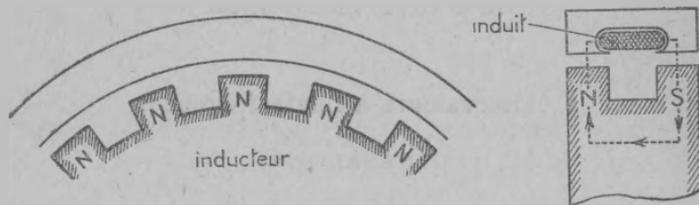


Fig. 212.

Dans ces deux cas le champ magnétique total se ferme par une pièce concentrique au système inducteur.

Dans les alternateurs à perméabilité variable, l'inducteur et l'enroulement induit sont fixes. Une pièce dentée (rotor), dont le nombre de dents détermine la fréquence, se déplace devant l'enroulement induit. Le stator est également denté.

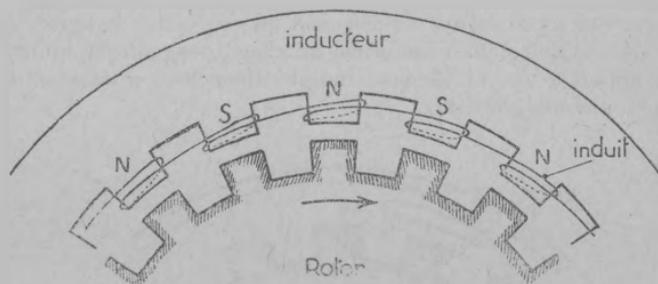


Fig. 213.

Dans les alternateurs à champ tournant, la fréquence produite est égale à  $pn$ , si  $2p$  est le nombre de pôles du rotor et  $n$  sa vitesse en tours par seconde. On conçoit que pour une même largeur de pôles, la fréquence obtenue est deux fois plus grande avec un alternateur homopolaire qu'avec un alternateur hétéropolaire.

Un alternateur homopolaire peut ne comporter aucun enroulement mobile : on a alors un *alternateur à fer tournant* : si le stator d'un tel alternateur est denté, il peut être considéré comme rentrant dans la catégorie des alternateurs à perméabilité variable.

Dans un alternateur hétéropolaire les valeurs extrêmes de variation de flux sont  $+\Phi$  et  $-\Phi$  et la variation de flux dans une bobine induite est maximum si la largeur de cette bobine est égale à un nombre impair de pas polaires. Si d'ailleurs la largeur d'une bobine

était juste d'un pas polaire, on l'utiliserait au mieux et on embrasserait avec des bobines jointives la totalité du flux inducteur.

Dans un alternateur homopolaire, le flux oscille entre deux valeurs de même signe,  $\Phi$ , correspondant au flux émis par une dent et  $\Phi_1$ , correspondant au flux émis par un creux. La variation totale de flux est donc moins importante dans le cas de l'alternateur homopolaire, que dans le cas de l'alternateur hétéropolaire. Les conditions de largeur optimum des bobines indiquées, dans le cas précédent restent valables.

Remarquons enfin qu'aussi bien dans le cas des alternateurs homopolaires, que dans le cas des alternateurs hétéropolaires le flux total, émis par l'ensemble des inducteurs reste constant : il subit au contraire des variations dans le cas de l'alternateur à perméabilité variable.

Telles sont dans leurs grandes lignes les solutions que comporte le problème général de la construction d'un alternateur. Ces solutions sont valables aussi bien pour les alternateurs à haute fréquence que pour les alternateurs à fréquence industrielle. Mais on rencontre dans le cas des alternateurs à haute fréquence des difficultés particulières que nous allons examiner.

*Difficultés de construction des alternateurs à haute fréquence.* — Pour une machine ordinaire à  $2p$  pôles tournant à  $n$  tours par seconde, la fréquence produite est égale à :

$$F = pn$$

D'autre part, la vitesse tangentielle pour un diamètre  $D$  du rotor est donnée par :

$$V = \pi DF.$$

Enfin, le pas polaire simple est, par définition :

$$\tau = \frac{\pi D}{2p}.$$

Ces trois égalités bien connues conduisent à la relation :

$$\tau = \frac{V}{2F}.$$

Prenons par exemple  $F = 50.000$ , et adoptons pour  $V$  la valeur de 150 mètres par seconde, qui paraît constituer une extrême limite pour un rotor bobiné; on obtient pour  $\tau$  la valeur excessivement faible de 1,5 millimètre. Or, non seulement un pas polaire aussi faible serait difficilement réalisable mécaniquement, notamment en ce qui concerne le poinçonnage des tôles, mais conduirait à deux autres difficultés d'ordre plutôt électrique, quasi insurmontables.

1° L'isolation des conducteurs dans les encoches devrait être assurée par une épaisseur infiniment mince d'isolant, sans quoi l'utilisation des encoches deviendrait tout à fait précaire;

2° Le rapport  $\frac{\delta}{\tau}$  de l'entrefer simple  $\delta$  au pas polaire  $\tau$  serait beaucoup plus élevé que dans les alternateurs normaux.

L'entrefer ne peut, en effet, descendre pratiquement, pour des raisons d'ordre mécanique évidentes, au-dessous d'une certaine valeur, indépendante du nombre de pôles de la machine. Il en résulterait, dans le cas qui nous occupe, un rapport  $\frac{\delta}{\tau}$  si élevé que les fuites magnétiques, même à vide, seraient considérables et que la puissance de la machine serait très réduite.

Par exemple, en adoptant un entrefer déjà très faible de 0,3 millimètre, le rapport  $\frac{\delta}{\tau}$  serait égal à 1/5 pour la machine ayant un pas polaire de 1,5 millimètre; cette machine aurait, en somme, un fonctionnement comparable à celui d'un alternateur de fréquence normale, dont le pas polaire serait de 400 millimètres, et l'entrefer de 80 millimètres! Elle serait donc une bien mauvaise machine (1).

En résumé, la construction d'alternateurs à haute fréquence ne semble guère possible qu'à l'aide d'artifices spéciaux destinés à permettre l'emploi de pas polaires suffisamment grands. Mais même l'utilisation de semblables artifices ne saurait suffire à assurer une marche convenable; il est difficile en effet de réaliser des machines d'une puissance assez élevée pour un emploi industriel sans mettre à profit les propriétés magnétiques du fer. Or, pendant de longues années, il était à peu près admis universellement qu'un tel usage du fer conduirait à des pertes inadmissibles. Les pertes dans les tôles croissent, comme on sait, très rapidement avec la fréquence, et pour combattre cet accroissement sans abaisser par trop l'induction le seul moyen était d'employer des tôles d'épaisseur extrêmement réduite, possédant en outre un très faible coefficient d'hystérésis et une résistivité aussi élevée que possible (pour limiter les pertes par courants de Foucault). Les tôles au silicium répondent à ces divers desiderata.

*Choix d'un type d'alternateur à haute fréquence.* — En résumé les considérations à mettre en balance dans le choix d'un type d'alternateur à haute fréquence sont les suivantes :

- l'amplitude maximum des variations de flux.
- le dimensionnement relatif des pôles pour les différents types.
- l'absence, si possible, d'enroulements sur les pièces mobiles.

---

(1) L'emploi de machines du type ancien dit «à fer tournant» permet pourtant d'augmenter la vitesse tangentielle  $V$  par suite de l'absence de tout bobinage sur rotor.

- la limitation des pertes dans le fer.
- la facilité d'excitation.
- la faiblesse des fuites magnétiques.

Comparons sommairement, à ces divers points de vue, l'alternateur homopolaire et l'alternateur hétéropolaire.

L'*alternateur hétéropolaire* utilise complètement le flux des inducteurs, dont la variation totale est  $2\Phi$ . Mais lorsque la fréquence augmente, l'entrefer, égal à 1 millimètre au minimum, prend relativement plus d'importance; le rapprochement des pôles de noms contraires occasionne des fuites latérales de plus en plus fortes; les pôles étant montés en série, l'excitation devient difficile à réaliser; enfin, dans le fer de l'induit, ou le flux inducteur change à chaque instant de sens, les pertes par hystérésis et courants de Foucault deviennent importantes. Si bien que ces alternateurs sont pratiquement limités aux fréquences de l'ordre de 200.

Dans un *alternateur homopolaire* les pôles Nord et Sud sont nettement séparés : les fuites sont donc moins accusées; les pôles étant de plus montés en parallèle, l'excitation est aisée. Les variations de flux sont moins importantes que dans le cas précédent; mais le flux ne change pas de sens dans l'induit, d'où pertes moindres par hystérésis et courants de Foucault; si l'induit est denté, les dents, où se produisent ces pertes, seront feuilletées.

Enfin dans le cas des machines à perméabilité variable, toute la masse métallique du circuit induit est intéressée aux variations de flux; il en résulte une augmentation considérable des pertes, encore plus sensible si les pôles sont alternés.

Donc les alternateurs homopolaires à fer tournant semblent les plus aptes à donner directement des courants de haute fréquence. Parmi eux, les machines à réluctance variable donnent lieu au point de vue de l'emploi du fer, à de sérieuses difficultés; quant aux alternateurs hétéropolaires, on ne peut songer à les utiliser sur leur fréquence fondamentale; et il faut, par des artifices, leur faire engendrer des harmoniques.

*Classification des alternateurs à haute fréquence.* — On peut adopter, pour l'étude des alternateurs à haute fréquence actuellement en usage, la classification suivante :

1° *Alternateurs donnant directement la fréquence cherchée.*

- a. *Par de simples dispositions mécaniques.*
- b. *Par une disposition spéciale de l'enroulement.*

2° *Alternateurs donnant un harmonique renforcé par des actions électriques secondaires.*

§ 1. ALTERNATEURS DONNANT DIRECTEMENT  
LA FRÉQUENCE CHERCHÉE.

a. *Par de simples dispositions mécaniques.*

Ces alternateurs ont des vitesses de rotation considérables et leur construction est étudiée de telle sorte qu'ils soient en mesure de supporter ces vitesses.

Ce sont des alternateurs homopolaires dont les enroulements inducteur et induit sont tous deux portés par la partie fixe (stator) La partie mobile (rotor) n'intervient plus que pour modifier, par son déplacement, la réluctance du circuit magnétique dû à l'inducteur et dont les variations engendrent le courant induit.

L'alternateur «Alexanderson» est le type des machines de cette catégorie. Il est à entrefer radial, de manière à éviter aux grandes vitesses le danger de frottement du rotor sur le stator, à la suite d'oscillations de l'axe de rotation ou de dilatation possible du rotor sous l'effet des pertes calorifiques dont il est le siège.

Le rotor est constitué par un disque denté en acier au chromonickel, qui affecte la forme d'un solide d'égale résistance, et dont les intervalles entre les dents sont remplis d'un alliage antimagnétique (bronze phosphoreux, etc.) pour diminuer le frottement dans l'air. Ces pertes par ventilation sont d'autant plus à craindre que le rotor peut effectuer jusqu'à 20.000 tours par minute.

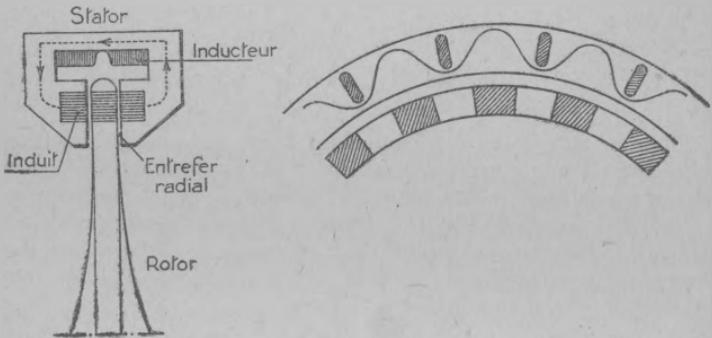


Fig. 214.

De nombreuses machines ont été construites d'après ces principes en Amérique. Les premiers essais portaient sur de petits alternateurs tournant jusqu'à 20.000 tours avec une vitesse périphérique de 300 mètres. Il existe maintenant des modèles courants de 5 à 200 kilowatts dans lesquels la vitesse périphérique est de 250 m.

Voici quelques caractéristiques des machines de 200 kilowatts : 1 millimètre d'entrefer, 700 pôles, tôles de 0 mm. 037. En raison des difficultés d'isolement, conséquence elle-même de l'étroitesse des encoches, l'induit a été divisé en 32 sections. La longueur

d'onde émise varie de 10.500 à 25.000 mètres. La vitesse de rotation est de 3.000 tours par minute; elle est imprimée à l'alternateur à l'aide d'un système d'engrenages.

b. *Par une disposition spéciale de l'enroulement. Alternateurs S. F. R.*

Les alternateurs étudiés par la Société Française Radioélectrique sont des alternateurs homopolaires à fer tournant, dont les enroulements inducteur et induit sont tous deux portés par le stator. L'artifice, destiné à provoquer dans l'induit un courant de fréquence élevée, sans vitesse excessive du rotor, consiste à donner au rotor un nombre de dents supérieur au nombre de dents du stator. (Ces nombres sont généralement entre eux comme les nombres 4 et 3.)

Cela revient à donner à une bobine de l'induit une largeur égale à un nombre impair de pas polaires; on n'utilise plus que partiellement le champ inducteur, mais outre une plus grande commodité de réalisation (logement des bobines induites moins étroit que si la largeur de chacune d'elles était égale au demi-pas polaire), on constate que la fréquence de l'oscillation qui prend naissance est un multiple de la fréquence de l'oscillation fondamentale (harmonique dite de denture).

Dans ces conditions, la vitesse périphérique du rotor n'a pas à dépasser 150 mètres par seconde.

Le rotor massif, en acier forgé, porte à la périphérie des tôles d'acier extra-fines (5/100 millimètres d'épaisseur).

Un refroidissement énergique est obtenu par une circulation d'huile qui va chercher, pour l'évacuer, la chaleur à sa source même c'est-à-dire au voisinage des bobines induites et dans le rotor lui-même. Une pompe établit un vide partiel (9/10 atmosphère) entre rotor et stator, pour diminuer l'échauffement dû à la résistance de l'air.

La régulation de la vitesse du rotor est obtenue au moyen d'un dispositif mécanique qui agit sur l'excitation du moteur d'entraînement.

Les alternateurs genre S. F. R. construits en série sont des machines de 25, 50, 250 et 500 kilowatts. Leurs fréquences sont comprises entre 15.000 et 30.000 périodes par seconde (1).

Nous donnons ci-après le schéma d'installation d'un alternateur de 25 kilowatts 30.000 périodes tournant à 6.000 tours minute.

L'énergie de haute fréquence est transmise de l'induit de l'alternateur à l'antenne par un transformateur sans fer (couplage Tesla) dont les enroulements primaire et secondaire sont constitués par des spirales planes. Le couplage est réglable à volonté par déplacement de la spirale primaire.

L'antenne est accordée sur la fréquence de l'alternateur (30.000 périodes, longueur d'onde 10.000 mètres) au moyen de deux selfs-inductions d'antenne en série.

---

(1) Aux plus fortes puissances correspondent, bien entendu, les plus faibles fréquences.

## SCHEMA D'INSTALLATION D'UN ALTERNATEUR A HAUTE FREQUENCE.

Alternateur S. F. R. (25 Kw.).

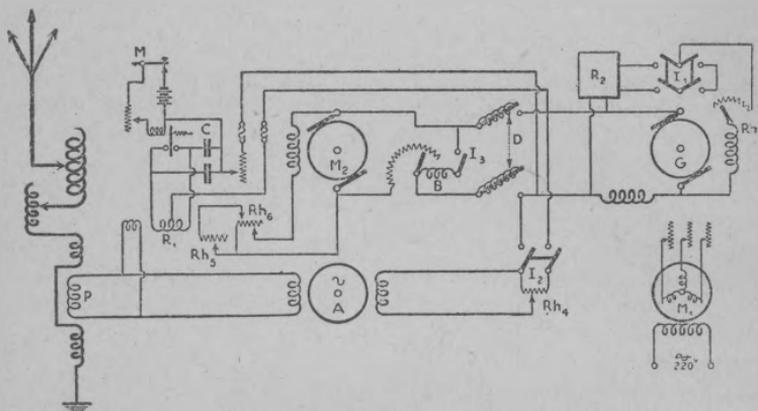


Fig. 215.

- |  |  |
|--|--|
| <p>A Alternateur S. F. R.<br/>                     B Bobine de démarrage automatique.<br/>                     C Capacité.<br/>                     D Disjoncteur bipolaire.<br/>                     G Dynamo 220°.<br/>                     I. Inverseur.<br/>                     I<sub>2</sub> Interrupteur de l'excitation de l'alternateur.<br/>                     I<sub>3</sub> Interrupteur de démarrage automatique.<br/>                     M<sub>1</sub> Moteur monopolaire.</p> | <p>M<sub>2</sub> Moteur à courant continu.<br/>                     P' Primaire du Tesla.<br/>                     R<sub>1</sub> Relais de manipulation.<br/>                     R<sub>2</sub> Régulateur automatique.<br/>                     Rh<sub>1</sub> Rhéostat de démarrage de M<sub>1</sub>.<br/>                     Rh<sub>2</sub> Rhéostat d'excitation de G.<br/>                     Rh<sub>3</sub> Rhéostat de démarrage de M<sub>2</sub>.<br/>                     Rh<sub>4</sub> Rhéostat d'excitation de A.<br/>                     Rh<sub>5</sub> Rhéostat de réglage.<br/>                     Rh<sub>6</sub> Rhéostat d'excitation de M<sub>2</sub>.</p> |
|--|--|

### § 2. ALTERNATEURS DONNANT UN HARMONIQUE RENFORCÉ PAR DES ACTIONS ÉLECTRIQUES SECONDAIRES.

Le principe des machines de cette catégorie consiste à développer l'harmonique correspondant à la fréquence que l'on désire utiliser.

Le développement de cet harmonique peut être demandé aux réactions des circuits inducteur et induit et aux propriétés de la résonance dans des machines séparées (alternateurs en cascade), ou dans une seule machine (alternateurs Goldschmidt).

a. *Alternateurs en cascade.* — Un premier alternateur, excité par un courant continu débite un courant de fréquence F. Ce courant est employé à l'excitation (champ tournant) d'un deuxième alternateur identique au premier; ce deuxième alternateur débitera en conséquence un courant de fréquence 2F.

On conçoit que l'on puisse augmenter ainsi le nombre des alternateurs « en cascade » et obtenir théoriquement le courant de fréquence  $mF$ , de l'ordre de grandeur désiré.

b. *Alternateur Goldschmidt.* — Mais il est possible aussi de condenser les divers alternateurs « en cascade » en une seule machine. C'est le cas de l'alternateur Goldschmidt dont le schéma est indiqué ci-après.

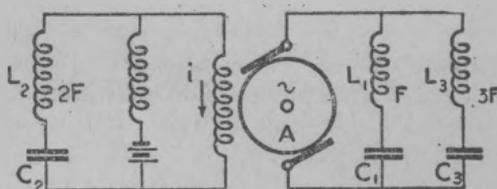


Fig. 216.

Le courant inducteur  $i$  excite l'alternateur A qui débite dans le circuit  $L_1 C_1$  un courant de fréquence  $F$ , que l'on renforce en accordant précisément ce circuit sur la fréquence  $F$ .

Ce courant de fréquence  $F$ , réagissant sur le circuit inducteur, donne naissance dans ce circuit, à un courant de fréquence  $2F$  (que l'on peut renforcer par un accord convenable au moyen de la dérivation  $L_2 C_2$ ).

Enfin ce nouveau courant inducteur de fréquence  $2F$  produit dans le circuit induit un courant de fréquence  $3F$ , que l'on renforce en vue de son utilisation, par une dérivation appropriée  $L_3 C_3$ .

Les alternateurs Goldschmidt, utilisés également aux États-Unis, fonctionnent avec un rendement de l'ordre de 50 p. 100. Ils ont permis d'atteindre des fréquences de 60.000 périodes par seconde.

### § 3. CONDITIONS D'EMPLOI DES ALTERNATEURS À HAUTE FRÉQUENCE.

En résumé nous voyons que dans la construction et l'emploi des alternateurs à haute fréquence trois problèmes se posent, avec une acuité d'ailleurs variable suivant le modèle de machine choisi, à savoir :

- a. Réalisation d'une puissance et d'un rendement convenables.
- b. Emploi des grandes vitesses de rotation.
- c. Maintien de la constance de la vitesse.

Le premier de ces problèmes est avant tout celui de la meilleure utilisation possible des matériaux. Comme nous l'avons déjà dit on recherchera les fers présentant peu d'hystérésis. En particulier on utilisera les tôles au silicium qui opposent une grande résistivité aux courants de Foucault; la qualité de ces tôles dépend d'ailleurs

beaucoup de leur usinage. Il faudra en outre s'attacher à diminuer les pertes par ventilation et prévoir, par un refroidissement approprié, l'évacuation de la grande quantité de chaleur qui, par suite des pertes, se dégage dans la machine.

Les grandes vitesses de rotation engendrent des vibrations de l'axe de rotation, qu'il y a lieu de réduire par un «*équilibrage dynamique*» judicieux des masses en mouvement, le dimensionnement raisonné et le graissage soigné des paliers.

Le maintien de la vitesse constante s'impose de façon absolue, car la moindre variation de vitesse modifie la fréquence de l'émission d'où désaccord de l'antenne d'émission et diminution d'intensité d'une part, désaccord des circuits de réception et réception impossible d'autre part. (Dans la réception avec hétérodyne, le son des signaux se trouve en outre modifié.)

Il est donc nécessaire de disposer d'appareils régulateurs, s'opposant aux variations de vitesse dues, d'une part, aux variations de la tension d'alimentation du moteur, d'autre part aux variations de charge provoquées par la manipulation.

*Couplage des alternateurs.* — Il peut être intéressant de coupler plusieurs alternateurs à haute fréquence, en vue, par exemple, d'obtenir une grande portée des ondes émises et de proportionner la puissance dépensée à l'effort à fournir.

Il ne peut être question pour résoudre ce problème d'avoir recours à un «*couplage mécanique*» qui conduirait à des réglages trop délicats.

En fait on utilise toujours un couplage électrique «*en parallèle*», dont le principe est le suivant :

Si l'on oppose deux machines de f. e. m. rigoureusement égales, on pourra les faire débiter dans un circuit extérieur sans que l'une fonctionne aux dépens de l'autre.

Le couplage doit s'effectuer au moment précis de l'égalité des phases. On y parvient en observant les battements produits par la superposition des deux f. e. m. : avec des alternateurs ordinaires, ces battements sont généralement révélés par une lampe — dite de synchronisation — placée entre les pôles libres des machines et qui s'éteint si les phases sont en concordance.

Dans le cas des alternateurs à haute fréquence, on peut recourir à un réglage acoustique ne nécessitant aucun appareil spécial. Les vibrations des différentes pièces d'un alternateur en mouvement produisent en effet un sifflement dont la période fondamentale correspond à un tour de rotation de l'arbre. Les battements sonores qui résultent du voisinage des deux machines à coupler s'entendent très nettement et permettent d'effectuer le couplage. L'introduction du couplage dans la pratique des courants de haute fréquence est encore toute récente et ce problème du couplage des alternateurs rencontre des difficultés sérieuses et est loin d'être complètement résolu.

## § 4. MODES D'EXCITATION DE L'ANTENNE.

L'antenne peut être excitée directement ou indirectement, selon que l'alternateur est embroché dans l'antenne ou dans un circuit fermé couplé avec l'antenne.

a. *Excitation directe.* — Dans l'excitation directe l'antenne fait partie du circuit induit de l'alternateur. C'est le circuit d'utilisation.

Pour un alternateur donné de force électromotrice  $E$ , et de résistance intérieure  $r$ , et pour une antenne donnée de résistance  $R$ , l'intensité du courant à la résonance est :

$$I = \frac{E}{R + r}.$$

Mais il n'est pas toujours possible d'obtenir un tel débit parce que le courant  $I$  est limité par la condition que les pertes Joule dans l'induit ne soient pas trop considérables.

Soit  $I_0$  la valeur limite admissible :

$$I \leq I_0.$$

Ce qui entraîne :

$$R \geq \frac{E}{I_0} - r.$$

La résistance d'antenne doit être au moins égale à la valeur limite :  $R_0 = \frac{E}{I_0} - r$ . Si l'antenne donnée a une résistance inférieure à  $R_0$  il n'est pas possible de faire fournir par la machine le débit maximum. *On ne peut donc pas en général utiliser l'alternateur à sa puissance maximum.*

b. *Excitation indirecte.* — Nous savons que par l'emploi de circuits couplés il est possible de s'affranchir de cet inconvénient.

Aussi a-t-on recours en général à l'excitation indirecte de l'antenne.

L'antenne constitue un circuit secondaire couplé par induction avec le circuit de l'alternateur ou circuit primaire.

Nous avons vu au chapitre III, que dans ces conditions l'intensité du courant dans le circuit secondaire est liée à celle du courant primaire par la relation :

$$I_2 = KI_1.$$

$K$  est le rapport de transformation  $\left( K = \frac{M\omega}{Z_2} \right)$ .

La résistance apparente du circuit primaire est alors :

$$r + K^2R.$$

et le débit :

$$I_1 = \frac{E}{r + K^2 R}$$

On voit qu'il est toujours possible en réglant le couplage, de faire donner à l'alternateur son débit maximum  $I_0$ . La valeur de  $K$  est donnée par la relation :

$$K^2 R = \frac{E}{I_0} - r = R_0,$$

Si  $R < R_0$  :  $K > 1$ .

Dans ce cas l'excitation indirecte présente en outre l'avantage d'améliorer le rendement.

Calculons l'expression du rendement dans l'excitation directe.

Soit  $R_\rho$  la résistance de rayonnement de l'antenne.

$R_p$  la résistance caractérisant les pertes.

$$R = R_\alpha + R_p.$$

Le rendement a pour expression, à la résonance :

$$\eta_D = \frac{R_\alpha}{r + R_p + R_\alpha} = \frac{1}{\left(1 + \frac{R_p}{R_\alpha}\right) + \frac{r}{R_\alpha}}$$

Dans l'excitation indirecte, à la résonance, l'énergie rayonnée a pour expression :

$$R_\alpha I_2^2 = K^2 R_\alpha I_1^2.$$

D'autre part, l'énergie fournie par l'alternateur est :

$$[r + K^2(R_p + R_\alpha)] I_1^2.$$

D'où le rendement :

$$\eta_i = \frac{R^2 R_{s\alpha}}{r + K^2(R_p + R_\alpha)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{R_p}{R_\alpha}\right) + \frac{r}{K^2 R_\alpha}}$$

Pour une antenne donnée, le deuxième terme du dénominateur est  $K^2$  fois plus petit que dans l'excitation directe. Si la résistance totale de l'antenne est inférieure à la valeur limite  $R_0$  pour laquelle l'alternateur fournit le débit maximum,  $K^2 > 1$  : Le rendement est amélioré.

#### § 5. MANIPULATION.

Pour la manipulation des alternateurs à haute fréquence, différents procédés peuvent être employés. Les principaux se rattachent deux catégories de manipulation :

— La manipulation par tout ou rien.

— La manipulation par modulation magnétique.

a. *Manipulation par tout ou rien.* — Dans ce système de manipulation on coupe le courant dans l'antenne pendant les intervalles entre les signaux.

On arrive à ce résultat en annulant par exemple la f. e. m. de la machine par manipulation sur le circuit d'excitation ou en court-circuitant l'enroulement d'induit de l'alternateur. C'est ce dernier procédé qui est employé avec l'alternateur S. F. R. indiqué plus haut. Le relais de manipulation commandé par l'intermédiaire d'un relais auxiliaire comprend essentiellement un solénoïde à deux enroulements longitudinaux. A l'intérieur de ce solénoïde et sous l'action de son champ une tige en laiton portant un noyau de fer peut se mouvoir, dans un sens ou dans l'autre suivant les sens respectifs des courants dans chaque enroulement.

La tige mobile porte en bout deux contacts d'argent qui viennent ensemble ouvrir ou fermer, l'un le circuit d'induit de l'alternateur, l'autre une partie de la résistance d'excitation du moteur d'entraînement. Cette disposition a pour but de maintenir la vitesse constante malgré les variations de charge en cours de manipulation. Elle est complétée par l'adjonction de deux régulateurs appliqués l'un à la tension de l'alimentation du moteur d'entraînement, l'autre à la vitesse même du moteur (régulateur Thury).

b. *Manipulation par modulation magnétique.* — Dans ce système de manipulation, on modifie l'accord d'un circuit en faisant varier l'aimantation d'un noyau de fer d'une bobine de self-induction intercalée dans ce circuit.

Le principe de ce procédé est le suivant :

Considérons un enroulement S à l'intérieur duquel se trouve un noyau de fer et supposons que cet enroulement soit le siège d'un courant de haute fréquence d'intensité  $i$ .

Désignons par  $h$  l'intensité du champ magnétique dû au courant.

$b$  l'induction magnétique

$\delta$  l'aimantation du fer

$$\left\{ \begin{array}{l} b = h + 4\pi\delta. \end{array} \right.$$

La f. e. m. d'induction est proportionnelle à :

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial \delta}{\partial t}.$$

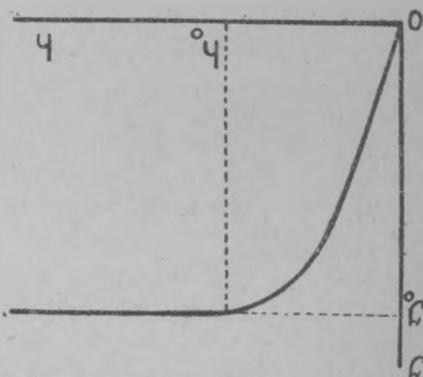


Fig. 217.

Le premier terme correspond à la f. e. m. de self-induction de l'enroulement supposé seul, sans noyau, c'est-à-dire à  $L \frac{di}{dt}$ .

Le second terme supplémentaire est dû à la concentration des lignes de force magnétique dans le fer.

Or, la courbe d'aimantation du fer montre que pour des champs croissants, l'aimantation d'abord croissante prend à partir d'une certaine valeur  $h_0$  du champ, une valeur constante  $\mathfrak{S}_0$  indépendante de  $h$ . On dit que le noyau est saturé.

Donc, tant que le champ est inférieur à  $h_0$ , la self-induction apparente de l'enroulement est supérieure à  $L$ .

Pour des valeurs du champ plus grandes que  $h_0$  le terme supplémentaire disparaît ( $\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial i} = 0$ ). La self-induction apparente du circuit est égale à la self-induction propre de l'enroulement. Tout se passe comme si le noyau de fer n'existait pas.

Pour obtenir ce résultat il suffit d'ajouter au champ  $H$  un champ magnétique constant  $H_0 = 4\pi NI_0$  tel que le point de fonctionnement ne quitte pas la portion horizontale de la courbe. Cela s'effectue aisément au moyen d'un enroulement  $S_0$  alimenté par un courant continu et commandé par le manipulateur.

Pour éviter les pertes d'énergie et les difficultés d'isolement il y a intérêt à ce que l'enroulement d'aimantation  $S_0$  ne soit pas soumis au flux de haute fréquence. On dispose pour cela deux enroulements égaux  $S_1, S_2$  au lieu d'un en faisant en sorte d'opposer leurs flux dans l'enroulement  $S_0$ . Ce dispositif présente en outre l'avantage que la symétrie de deux demi-périodes n'est pas altérée par la saturation.

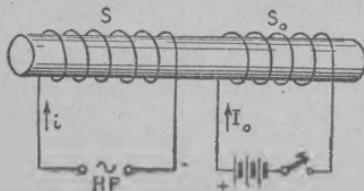


Fig. 218.

Les deux enroulements  $S_1, S_2$  peuvent être en parallèles ou en série.

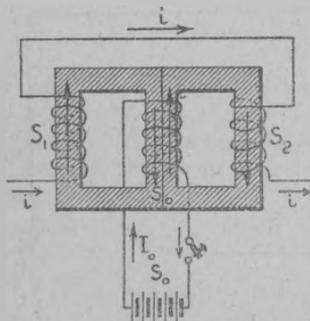


Fig. 219.

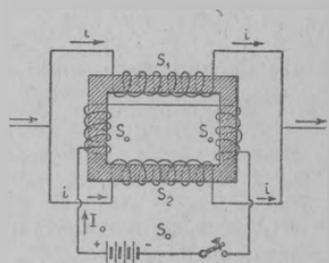


Fig. 220.

L'ensemble est susceptible d'être utilisé de deux manières différentes.

— Il peut être intercalé en série dans l'antenne ou dans le circuit de l'alternateur. La manipulation a alors pour effet de modifier la self-induction apparente et par conséquent l'impédance du circuit oscillant. Supposons par exemple que le circuit soit accordé sur la période de l'alternateur lorsque le fer est saturé par le courant continu de manipulation. L'énergie émise par l'antenne est alors maximum tant que le manipulateur est abaissé. Lorsque celui-ci est relevé pendant les intervalles entre les signaux, le fer cesse d'être saturé, la self-induction apparente du circuit est augmentée et par suite aussi son impédance, et l'énergie émise est considérablement réduite.

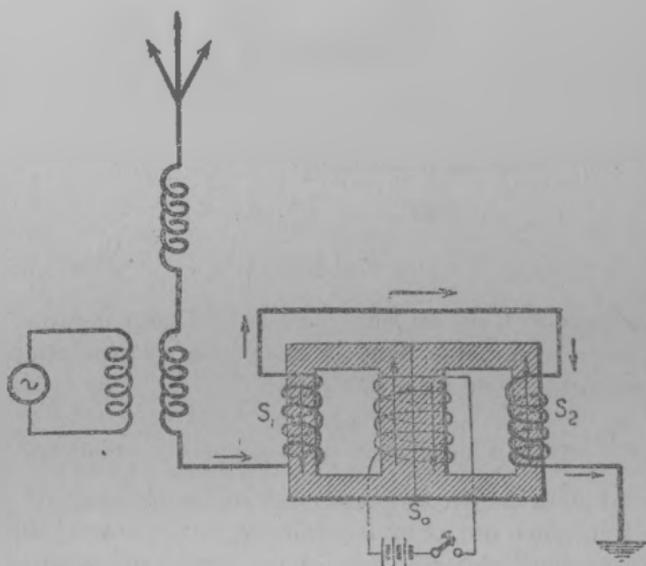


Fig. 221.

— On peut aussi procéder de la manière suivante (dispositif d'Alexanderson). L'ensemble des enroulements  $S_1 S_2$  est disposé en dérivation aux bornes de l'alternateur, ainsi que deux condensateurs  $C_1 C_2$  permettant de les équilibrer et un condensateur  $C$  peut effectuer l'accord du circuit dérivé. Cet accord est réalisé une fois pour toutes pour un courant d'aimantation nul. Tant que le manipulateur est levé, ce circuit dérivé court-circuite l'enroulement de l'alternateur et le courant dans l'antenne est extrêmement faible. Lorsqu'on abaisse le manipulateur le circuit dérivé est désaccordé et l'énergie dans l'antenne accordée est maximum.

Le modulateur magnétique permet de mettre en œuvre des puissances notables avec une manipulation facile. L'intensité du courant

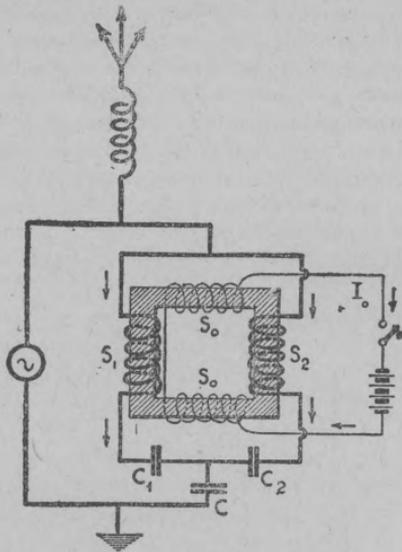


Fig. 222.

continu à couper n'est en effet jamais très considérable. Elle ne dépasse pas 18 ampères dans le cas d'une manipulation rapide, pour une puissance de 200 kilowatts.

#### § 6. AVANTAGE DES ALTERNATEURS À HAUTE FRÉQUENCE.

L'alternateur à haute fréquence est un générateur de courants de haute fréquence qui pour les grandes puissances et les grandes longueurs d'onde fonctionne avec un excellent rendement et fournit une émission très pure. Les meilleurs résultats sont obtenus avec les alternateurs les plus puissants (500 kilowatts) travaillant sur de très grandes longueurs d'ondes (20.000 mètres), le rendement est alors de 80 à 82 p. 100.

Malgré la présence d'un assez grand nombre de machines auxiliaires (pompes, etc...) dont quelques-unes doivent fonctionner avec beaucoup de précision (régulateur), les alternateurs à haute fréquence sont des machines robustes et bien au point.

Leur emploi est tout indiqué dans les stations de grande puissance. Toutefois employés tels quels sans adjonction de multiplicateurs de fréquence ils présentent l'inconvénient de ne pas se prêter à la mise en jeu des petites puissances (au-dessous de 10 kilowatts environ) et des petites longueurs d'ondes (au-dessous de 7.000 m.). En outre ils ne peuvent fonctionner que dans des limites très étroites de longueur d'onde.

## B. Transformateurs statiques de fréquence.

Ces appareils permettent d'obtenir des courants de haute fréquence par une simple transformation statique de l'énergie électrique, ce genre de transformation s'appuyant sur les propriétés magnétiques du fer.

Ils peuvent être considérés d'ailleurs comme des transformateurs industriels dans lesquels, en même temps que la tension et l'intensité, la période du courant initial serait aussi modifiée.

*Emploi d'une résistance variable.* — Soit une force électromotrice sinusoïdale  $e = E \sin \omega t$  agissant sur un circuit non inductif dont la résistance  $r$  varie avec l'intensité  $i$  du courant ( $r = f(i)$ ). L'équation :

$$e = r f(i).$$

montre que  $i$  est une grandeur périodique, non pas sinusoïdale, mais qui peut s'exprimer par une série de Fourier, laquelle laisse apparaître toute la série des harmoniques de la période fondamentale :

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

*Emploi de selfs-inductions et de capacités variables.* — Si le circuit considéré possède de la self-induction et de la capacité, l'équation précédente devient :

$$e = ri + l \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t idt.$$

et si, à la place de  $r$ , c'est  $l$  ou  $c$  qui varie avec le courant,  $i$  n'est plus une grandeur sinusoïdale mais une grandeur simplement périodique.

Tel est en particulier le cas où, le circuit contenant du fer, on fait travailler le fer dans la partie incurvée de sa courbe d'aimantation ( $l = \varphi(i)$ ) (1). La courbe du courant est déformée; dans ces conditions, la force électromotrice sinusoïdale qui agit sur le circuit primaire donne naissance à des harmoniques de courant qui sont d'autant plus prononcés que la saturation est plus forte.

Le problème qui se pose ensuite est d'isoler un harmonique. Un accord convenable du circuit secondaire permet de renforcer

(1) On peut se rendre aisément compte de ce que la présence du fer dans un circuit alimenté par une source de f. e. m. sinusoïdale, déforme la courbe de courant. Supposons, en effet, qu'un alternateur soit relié aux extrémités d'une bobine de résistance négligeable renfermant un noyau de fer, une bobine enroulée sur un tore par exemple. On a d'après les lois de l'induction, et en désignant par  $e$  la f. e. m. de l'alternateur, par  $n$  le nombre de tours de la bobine  $e = n \frac{d\hat{\phi}}{dt}$ . Dans notre hypothèse,  $e$  étant sinusoïdale,  $\hat{\phi}$ , ou, ce qui revient au même, l'induction  $b$  à l'intérieur du noyau, l'est

l'harmonique désiré. Mais pour faire cette opération dans de bonnes conditions il faut atténuer autant que possible, l'influence de la fréquence fondamentale et des autres harmoniques. On peut parvenir à ce résultat de différentes façons : on peut, par exemple, avoir recours aux propriétés de la résonance, soit pour arrêter ces fréquences (circuits bouchons), soit pour en localiser les effets dans des circuits peu résistants (circuits résonants branchés en dérivation dans le circuit d'utilisation).

On peut encore éliminer d'un seul coup un grand nombre d'actions gênantes en combinant les actions produites par plusieurs circuits magnétiques, par exemple, par deux noyaux, l'un saturé, l'autre non saturé. Les harmoniques ne se manifestent que dans le premier et si l'on oppose dans le secondaire les flux magnétiques, l'influence de la fréquence fondamentale peut disparaître complètement.

a. *Doubleur de fréquence.* — La figure ci-contre montre comment fonctionnent les appareils permettant de doubler la fréquence.

Si le courant continu  $I_0$  combine son action à celle du courant alternatif  $i_1$ , pour saturer l'un des noyaux ( $N_1$ ) en empêchant au même instant la saturation de l'autre ( $N_2$ ), les variations de flux,

aussi. De  $b$ , connaissant la courbe de magnétisation du fer, on déduit  $h$ , quantité qui est proportionnelle au courant.

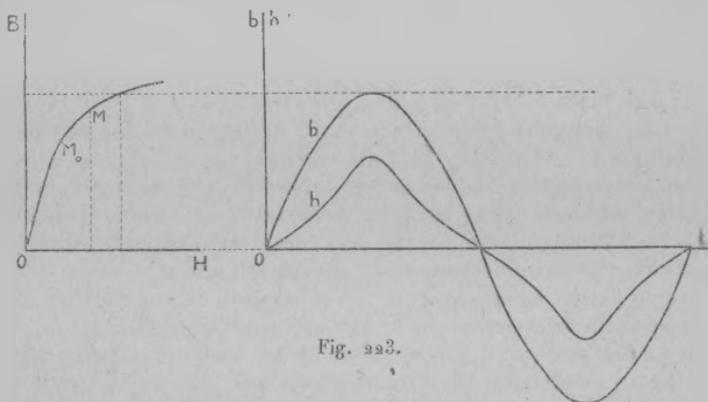


Fig. 223.

Toutes les opérations peuvent se faire graphiquement. Une même sinusoïde peut, à une échelle convenable, représenter soit  $e$ , soit  $b$ .

Si la courbe de magnétisation du fer  $B=f(H)$  était une droite,  $h$  serait également représenté par une sinusoïde, aux ordonnées proportionnelles à la première. En réalité, la proportionnalité n'existe que pour des valeurs de  $B$  inférieures à l'ordonnée du point  $M_0$ . A partir du coude de la caractéristique,  $H$  croît progressivement beaucoup plus vite que  $B$  et la courbe  $h$  présente une pointe d'autant plus marquée que le rôle joué par la saturation est plus grand.

En fait, la présence de l'hystérésis complique un peu les phénomènes, en introduisant en plus une distorsion de la courbe  $h$ .

dans chaque transformateur, ne se manifesteront que pendant l'une des alternances du courant.

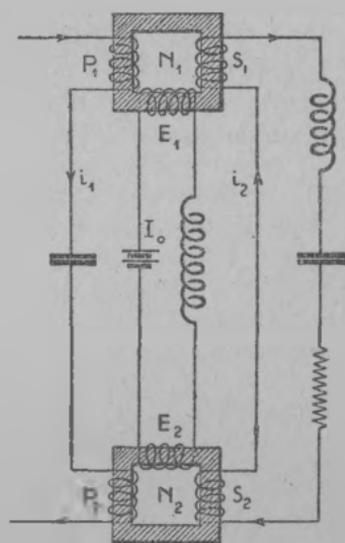


Fig. 224.

En opposant les enroulements secondaires, on obtiendra dans le circuit induit une fréquence double de la fréquence primaire (1).

Si les courbes I et II ci-dessous représentent les variations de flux respectivement dans l'enroulement  $S_1$  du transformateur  $N_1$  et

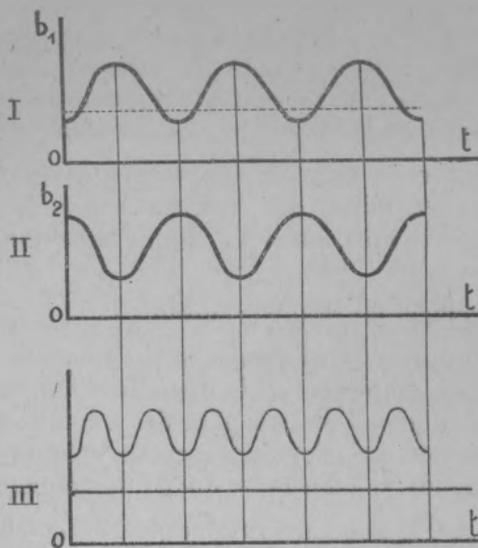


Fig. 225.

(1) Les enroulements  $P_1$  et  $E_1$  sont de même sens; les enroulements  $P_2$  et  $E_2$  de sens contraires. Les enroulements  $S_1$  et  $S_2$  ont tous deux le même sens que les enroulements  $E_1$  et  $E_2$  ou bien tous deux le sens contraire.

En ajoutant les flux, au contraire, on aurait toute la série des harmoniques impairs et l'appareil pourrait servir de tripleur de fréquence.

dans l'enroulement  $S_2$  du transformateur  $N_2$  les variations du flux total embrassé par les deux enroulements  $S_1$  et  $S_2$  seront représentées par la courbe III. Et l'on vérifie que la fréquence de variation de ce flux total est  $2F$  ; c'est la fréquence de la tension résultante induite dans les enroulements  $S_1$  et  $S_2$  (harmonique 2).

Considérons la courbe  $B = f(A)$  qui représente, pour les transformateurs considérés, les variations de l'induction en fonction des ampères-tours par centimètre. Si

$M$  est le point correspondant à l'induction due au courant continu, on voit que pour des variations d'ampères-tours équivalentes  $A_0 A_1 = A_0 A_2$  autour du point  $M$ , l'induction varie entre les points  $B_1$  et  $B_2$  et que la variation maximum d'induction qui intervient pour l'harmonique 2 est :

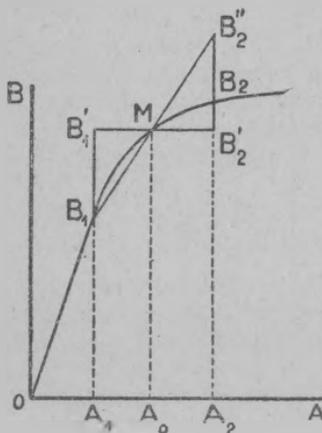


Fig. 226.

$$\frac{B_1 B_1' - B_2 B_2'}{2} = \frac{B_2 B_2''}{2}$$

b. *Tripleur de fréquence.* — Nous nous bornerons à mentionner que la réalisation d'un « Tripleur de fréquence » peut être envisagée sans avoir recours à la saturation par courant continu auxiliaire, la saturation directe par courant alternatif introduisant les harmoniques impaires de la fréquence fondamentale.

L'étude détaillée de tels transformateurs de fréquence est des plus complexes, en raison des réactions apportées par le circuit secondaire et des modifications de flux d'induction qui en résultent.

Notons simplement les résultats suivants :

Le rendement des transformateurs de fréquence est variable avec la fréquence employée et l'ordre de l'harmonique utilisé. Excellent et voisin de 90 p. 100 pour des « doubleurs » de grande puissance alimentés par des courants de fréquence voisine de 10.000, il diminue notablement quand la fréquence s'élève.

Pour atteindre des fréquences élevées, on est conduit à employer des multiplicateurs montés en cascade, mais le rendement total égal au produit de rendements, qui vont rapidement en décroissant, devient très faible. On a pu réaliser par ce procédé, des multiplications de fréquence atteignant l'ordre de 80 et obtenir en partant d'alternateurs à 7.500 périodes, des longueurs d'onde de 500 m. avec un rendement de l'ordre de 15 p. 100.

Un grave inconvénient des multiplicateurs de fréquence, dans les postes puissants, est de ne pas étouffer complètement les harmoniques non utilisés.

En conséquence pour les puissances moindres, — dont l'emploi correspond précisément à l'utilisation des moindres longueurs d'onde — le multiplicateur de fréquence — appareils de faibles dimensions — reste le complément indispensable de l'alternateur qui comme on l'a vu, ne se prête pas à l'obtention directe de fréquences élevées. Mais alors l'ensemble alternateur-multiplicateur rencontre dans ce domaine une concurrence sérieuse de la part de la lampe à trois électrodes.

---

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE VIII.

### **Alternateurs à haute fréquence.**

Dès le début de la T. S. F. on a songé à employer des alternateurs pour produire des courants de haute fréquence mais l'on s'est heurté à de grandes difficultés qui n'ont pu être surmontées qu'après plusieurs années d'expériences.

Pour un alternateur à  $2p$  pôles alternés, tournant à raison de  $n$  tours par seconde, la fréquence obtenue est égale à :

$$F = pn.$$

Pour que cette fréquence atteigne les grandes valeurs requises en radiotélégraphie ( $F > 50.000$ ) il faut donc multiplier le nombre de pôles et recourir à de grandes vitesses de rotation.

La multiplication des pôles conduit à leur donner de très faibles dimensions si l'on ne veut pas augmenter l'encombrement des machines. D'ailleurs à cause de la grande vitesse de rotation, on ne peut augmenter beaucoup les dimensions des pièces tournantes parce qu'elles seraient soumises à des efforts dynamiques inadmissibles.

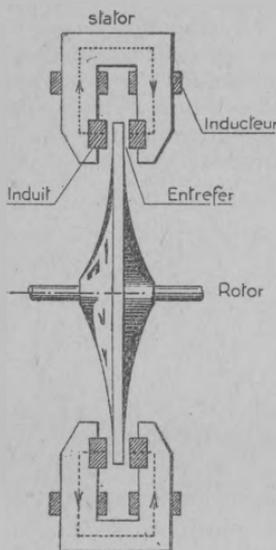
D'autre part, l'exiguïté des encoches où se logent les enroulements entraîne de grandes difficultés d'isolation.

Enfin la petitesse de l'entrefer exige à ces grandes vitesses des précautions spéciales pour éviter le frottement du rotor sur le stator.

On a recours en général en T. S. F. à des alternateurs *homopolaires à fer tournant*. Ils présentent en effet le double avantage de ne comporter aucun enroulement mobile, et de donner à nombre de pôles égal et à vitesse de rotation égale, une fréquence deux fois

plus grande que celle que donneraient les alternateurs hétéropolaires.

On peut citer comme entrant dans cette catégorie :



— L'alternateur Alexanderson.

— L'alternateur S. F. R.

L'alternateur Alexanderson est à entrefer radial (La direction des lignes de force du champ magnétique est parallèle à l'axe du rotor).

Le rotor est un disque denté en acier au chrome-nickel pouvant atteindre la vitesse de 20.000 tours-minute, ce qui correspond à une vitesse périphérique de 300 mètres à la seconde.

Il existe des modèles courants de cet alternateur dont la puissance varie de 5 à 200 kilowatts.

Fig. 227.

L'alternateur S. F. R. permet, sans atteindre des vitesses aussi considérables, de réaliser des fréquences du même ordre, par une disposition spéciale de l'enroulement; en donnant à chaque bobine de l'induit une largeur égale à un nombre impair de pas polaires.

Les alternateurs de ce genre sont des machines de 25, 50, 250 et 500 kilowatts.

L'alternateur Goldschmidt donne également des fréquences du même ordre, sans vitesse excessive du rotor, par un artifice électrique : Un enroulement inducteur produit dans l'enroulement induit un courant de fréquence  $F$  qui, réagissant sur le circuit inducteur donne naissance dans l'induit à un courant de fréquence  $2F$ . Ce nouveau courant donne à son tour un courant de fréquence  $3F$ .

Chacun des harmoniques successifs peut être localisé dans un circuit approprié. L'harmonique d'ordre 3, est localisé dans l'antenne.

Ces alternateurs ont un rendement de l'ordre de 50 p. 100 et leur puissance peut atteindre plusieurs centaines de kilowatts.

*Difficultés d'emploi des alternateurs à haute fréquence.* — Les alternateurs à haute fréquence présentent des difficultés d'emploi inhérentes à la grande vitesse de rotation du rotor. Cette vitesse donne lieu à des vibrations mécaniques de l'axe de la machine, qui

nécessitent un parfait équilibrage des pièces mobiles un dimensionnement précis, et un graissage particulièrement soigné. En outre, elle entraîne des pertes importantes dues au frottement de l'air sur le rotor, pertes que l'on peut réduire en faisant un vide partiel.

Un des problèmes les plus importants que pose l'emploi des alternateurs à haute fréquence est le maintien d'une vitesse de rotation constante.

Une très faible variation de vitesse entraîne en effet une variation notable de la fréquence ( $F = pn$ ), et le désaccord des circuits. La résonance étant détruite, l'intensité du courant dans l'antenne et par suite l'énergie rayonnée sont très diminuées. En outre, la réception devient très délicate avec les circuits très syntonisés couramment utilisés. La réception par hétérodyne peut devenir impossible. La hauteur du son est variable ( $F = |F_1 - F_2|$ ) et le son peut cesser d'être perceptible.

Les variations de vitesse sont dues :

- aux variations de la tension d'alimentation ;
- aux variations de charge produites par la manipulation.

Pour corriger ces variations accidentelles, on fait appel à des appareils régulateurs spécialement étudiés, tels que le régulateur Thury.

#### *Modes d'excitation de l'antenne.*

On pourrait embrocher l'alternateur dans l'antenne (excitation directe); mais ce montage présente l'inconvénient d'utiliser l'alternateur dans de mauvaises conditions de puissance et de rendement sur une antenne donnée.

Aussi a-t-on recours à l'*excitation indirecte* de l'antenne, que l'on couple par induction avec le circuit induit de l'alternateur.

Dans ces conditions, un réglage convenable du couplage permet d'utiliser toute la puissance que peut fournir l'alternateur, et le rendement est en général amélioré.

*Manipulation.* — Les procédés de manipulation les plus couramment employés comportent :

- soit le désaccord du circuit d'antenne,
- soit la coupure du circuit d'excitation de l'alternateur,
- soit la mise en court-circuit de l'alternateur.

— Pour désaccorder le circuit d'antenne, il est commode d'utiliser la variation de self-induction résultant de la saturation magnétique d'un noyau de fer. .

Le circuit de manipulation n'est autre que le circuit de saturation, parcouru par un courant constant.

Le léger désaccord d'antenne ne fait que réduire l'intensité du courant d'antenne; il ne change pas la longueur d'onde imposée par l'alternateur.

*Avantage des alternateurs à haute fréquence.* — Les alternateurs à haute fréquence sont intéressants pour les émissions puissantes, sur des longueurs d'ondes assez grandes. Le rendement peut atteindre 82 p. 100 et l'émission est très pure.

Toutefois, ils ont l'inconvénient de ne pouvoir fonctionner que sur une longueur d'onde déterminée ou à l'intérieur d'une gamme très réduite.

De plus, ils se prêtent mal à la mise en jeu de grandes puissances sur de petites longueurs d'onde, et l'on est conduit parfois à leur adjoindre des multiplicateurs de fréquence.

### Transformateurs statiques de fréquence.

Les transformateurs statiques de fréquence sont des appareils permettant de multiplier la fréquence d'un courant alternatif, sans nécessiter de mouvements de pièces mécaniques, comme l'alternateur.

Le principe de fonctionnement de ces appareils est basé sur le phénomène de saturation magnétique du fer. Ce phénomène se

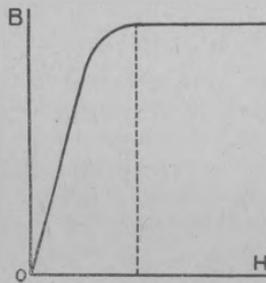


Fig. 228.

traduit par une inclinaison assez brusque de la courbe d'induction :  $B = \mu H$ .  $H$  n'étant pas proportionnel à  $B$  le courant dans l'enroulement n'est pas proportionnel à la f. e. m. aux bornes. Si cette f. e. m. est sinusoïdale, le courant est périodique mais non sinusoïdal. De nombreux harmoniques apparaissent. Il suffit de localiser dans un circuit approprié l'harmonique que l'on désire isoler.

On a réalisé au moyen de ces artifices, des doubleurs et des tripleurs de fréquences. On a même obtenu des multiplications de l'ordre de 80, avec un rendement de 15 p. 100. L'inconvénient de ces appareils est de ne pas étouffer complètement les harmoniques non utilisés.

## CHAPITRE IX.

### LES POSTES A ARC.

---

#### § 1. L'ARC ÉLECTRIQUE :

- a.* L'arc électrique en courant continu (caractéristique statique);
- b.* L'arc électrique en courant alternatif (caractéristique dynamique).

#### § 2. L'ARC OSCILLANT :

- a.* Principe ;
- b.* Arc chantant de Duddell ;
- c.* L'arc en haute fréquence (régimes d'oscillations).

#### § 3. L'ARC PULSEN :

- a.* Particularités de l'arc Poulsen ;
- b.* Rendement ;
- c.* Description des organes de l'arc Poulsen.

#### § 4. MODES D'EXCITATION DE L'ANTENNE :

- a.* Excitation directe ;
- b.* Excitation indirecte.

#### § 5. MANIPULATION :

- a.* En excitation directe ;
- b.* En excitation indirecte.



## CHAPITRE IX.

### LES POSTES A ARC.

#### § 1. L'arc électrique.

Si, entre deux électrodes de charbon suffisamment rapprochées on crée une différence de potentiel réglable, pour une certaine tension, une étincelle jaillit entre les deux charbons, et le courant s'établit dans le circuit, où l'étincelle joue le rôle d'un conducteur. Ce conducteur jouit de propriétés spéciales, que nous allons étudier.

##### a. L'ARC ÉLECTRIQUE EN COURANT CONTINU.

Alimentons l'arc en courant continu, au moyen d'une dynamo par exemple et pour chaque valeur de la tension, mesurons l'intensité du courant.

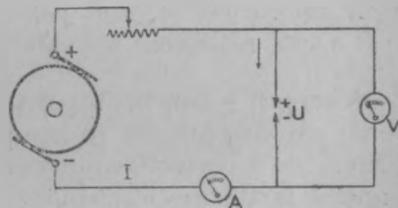


Fig. 229.

En portant en abscisses les valeurs de l'intensité du courant, et en ordonnées celles de la tension, nous pouvons tracer une courbe :

C'est la *caractéristique statique* de l'arc :

La forme de cette courbe se rapproche de celle d'une branche d'hyperbole équilatère d'équation :

$$U = A + \frac{B}{I}$$

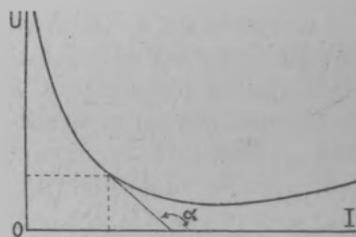


Fig. 230.

Pour les faibles intensités de courant, peu supérieures à celle pour laquelle l'arc s'éteint, la différence de potentiel diminue rapidement lorsqu'augmente le courant; puis elle tend à devenir à peu près indépendante de l'intensité et croît seulement un peu pour les courants très intenses.

Dans la partie descendante de la caractéristique, une petite variation  $dU$  de la différence de potentiel produit une variation de signe contraire  $-dl$  de l'intensité du courant.

Le rapport :

$$-r = \frac{dU}{dl}$$

qui a les dimensions d'une résistance est négatif.

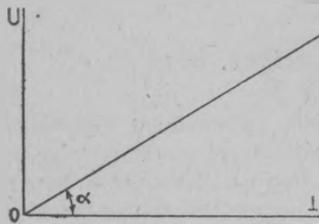


Fig. 231.

Pour un conducteur métallique, dont la résistance ohmique est constante, la caractéristique serait une droite passant par l'origine dont la pente représenterait la résistance positive :

$$R = \frac{dU}{dl}$$

L'examen de la caractéristique statique de l'arc nous révèle une propriété particulière du conducteur que constitue l'arc.

Ce conducteur ne suit pas la loi d'Ohm.

Il a une résistance variable négative.

*Remarque.* — On peut, par un raisonnement intuitif mais qui ne rend pas compte de la complexité des phénomènes, expliquer l'allure de la caractéristique (caractéristique tombante) en faisant appel à la théorie électronique de la matière.

Nous dirons quelques mots de cette théorie en étudiant les lampes à trois électrodes. Disons simplement dès maintenant qu'on envisage le courant électrique comme dû au mouvement d'ensemble de grains d'électricité extrêmement petits, qu'on appelle des électrons, et qui constituent la partie essentielle de la matière.

Ces électrons se meuvent librement dans les conducteurs, où ils participent à l'agitation thermique des molécules. Cette agitation croît avec la température, et pour une température suffisamment élevée, les vitesses peuvent être assez grandes pour que les électrons jaillissent hors du conducteur. Ces électrons, entrant en collision avec les molécules du gaz ambiant, leur communiquent leur charge et le gaz devient conducteur. On dit qu'il est ionisé.

Lorsqu'un arc électrique jaillit entre deux charbons, l'émission d'électrons par la cathode produit une ionisation intense du gaz.

Les particules chargées se déplacent dans le champ électrique entre les électrodes, et le bombardement des électrodes par ces particules entretient une température élevée.

Cela étant, supposons que l'intensité du courant augmente légèrement. La température du conducteur s'élève légèrement. Donc la cathode émet un plus grand nombre d'électrons, ce qui

entraîne un accroissement de l'ionisation du gaz. Celui-ci devient plus conducteur : La tension doit donc baisser.

C'est bien ce que montre la caractéristique statique dans la branche descendante.

b. L'ARC ÉLECTRIQUE EN COURANT ALTERNATIF.

Soit  $I$  l'intensité du courant qui passe dans l'arc, pour une tension continue donnée  $U$ . Le point de la caractéristique statique qui a pour coordonnées  $I$  et  $U$ , s'appelle *le point de fonctionnement*. Soit  $P$  ce point.

— Pour de petites variations de la tension, de part et d'autre de  $U$  l'arc se comporte comme un conducteur de résistance négative dont la valeur absolue est celle de la tangente trigonométrique de l'angle  $\alpha$  que fait la tangente en  $P$  à la courbe avec l'axe des abscisses :

$$\lg \alpha = -\rho.$$

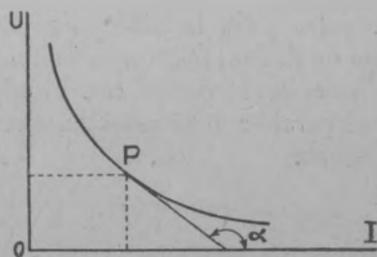


Fig. 232.

Pour l'étude de ces variations d'intensité produites par de petites variations du potentiel, et dans les limites où l'on peut confondre un élément de la courbe avec sa tangente, on peut admettre que l'arc a une résistance négative  $-\rho$ .

— Lorsque l'arc est alimenté par une source à tension alternative, les variations de la tension sont considérables, et l'on ne peut plus admettre que la résistance est constante.

Si l'on trace alors la courbe :

$$U = f(I)$$

on obtient une courbe tout à fait différente de la précédente.

Cette courbe s'appelle *la caractéristique dynamique de l'arc*.

C'est une courbe fermée analogue à un cycle d'hystérésis.

Elle présente la particularité suivante : A une même valeur de l'intensité correspondent deux valeurs de la différence de potentiel. L'une qui se rapporte aux intensités croissantes est supérieure à l'autre qui se rapporte aux intensités décroissantes.

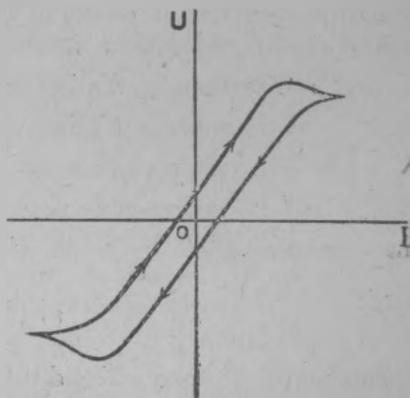


Fig. 233.

On observe en outre que les valeurs du potentiel pour des courants nuls sont très faibles; c'est tout à fait contraire à ce qu'on observe lors de l'amorçage d'un arc, en courant continu.

*Remarque.* — Ces deux faits font songer à une conductibilité résiduelle du conducteur complexe que constitue l'arc.

On peut expliquer cette conductibilité résiduelle par la théorie électronique :

L'ionisation et la désionisation du gaz ne sont pas instantanées.

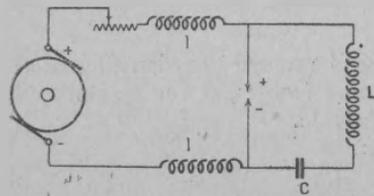
Lorsque le courant décroît, le gaz ambiant conserve en partie l'ionisation provoquée aux instants antérieurs par un courant plus intense. Il est donc plus conducteur pour une même valeur de l'intensité que lorsque le courant croît.

D'autre part, la différence de potentiel qui provoque le réallumage de l'arc après son extinction momentanée lors de l'annulation du courant est petite, car, l'ionisation du gaz n'a pas eu le temps de disparaître et la cathode, encore incandescente émet encore des électrons.

## § 2. L'arc oscillant.

### a. PRINCIPE.

Considérons un arc alimenté par une source à courant continu. Branchons en dérivation sur l'arc un circuit comprenant une faible résistance  $R$  une self-induction  $L$  et une capacité  $C$  en série, c'est-à-dire un circuit oscillant.



Disposons sur le circuit d'alimentation de grosses bobines de self-induction  $l$ .

Fig. 234.

Nous allons montrer que dans certaines conditions, si l'équilibre électrique du circuit oscillant vient à être troublé, le régime de l'arc ne peut subsister à intensité constante.

Soit :  $U$  la tension d'alimentation de l'arc.

$I$  le courant d'alimentation.

$\rho$  la valeur absolue de la résistance de l'arc.

$V$  la différence de potentiel aux bornes du condensateur  $C$

La résistance totale du courant oscillant est donc :

$$r = R - \rho.$$

Imaginons que par suite d'une perturbation accidentelle, même très petite, la tension  $V$  ait varié de  $dv$  pendant le temps  $dt$ .

Il en résulte dans le circuit oscillant un courant de décharge :

$$i = C \frac{dv}{dt}.$$

Le courant d'alimentation étant supposé constant, le courant dans l'arc résulte de la superposition au courant  $I$  du courant de décharge  $i$ .

En écrivant que la somme des variations des différences de potentiel le long du circuit est égale à la f. e. m. d'induction :  $-L \frac{di}{dt}$  (2° loi de Kirchof),

Il vient :

$$ri + L \frac{di}{dt} + v = 0.$$

Remplaçons  $i$  par sa valeur :

$$\frac{d^2v}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{dv}{dt} + \frac{v}{LC} = 0.$$

Ou en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{r}{2L} = \alpha \\ \frac{1}{LC} = \omega^2 \end{array} \right.$$

$$\frac{d^2v}{dt^2} + 2\alpha \frac{dv}{dt} + \omega^2 v = 0.$$

C'est l'équation classique déjà trouvée lors de l'étude de la décharge d'un condensateur dans un circuit présentant de la résistance, de la self et de la capacité.

Elle détermine les oscillations naturelles du circuit.

Considérons le cas où les racines de l'équation caractéristique sont imaginaires.

La solution est alors la suivante :

$$v = V_0 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi)$$

avec  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\beta}{\alpha}$  où  $\beta = \sqrt{\omega^2 - \alpha^2}$

Or l'amortissement  $\alpha$  a pour expression :

$$\alpha = \frac{R - \rho}{2L}.$$

— Si  $R - \rho > 0$  c'est-à-dire si la résistance du circuit dérivé est supérieure à la valeur absolue de la résistance de l'arc, l'amortissement est positif. Le circuit est le siège d'une oscillation amortie.

Au bout d'un temps très court, la perturbation s'évanouit.

Le courant reprend son régime constant normal.

Si  $R - \rho < 0$  c'est-à-dire si la résistance négative de l'arc, au point de fonctionnement est plus grande en valeur absolue que la résistance totale du reste du circuit dérivé, le facteur  $\alpha$  est négatif. La petite perturbation provoquée à l'instant initial tend à s'accroître rapidement. Les oscillations augmentent d'amplitude. Cette amplitude croîtrait indéfiniment si  $\rho$  était constant.

L'arc fournirait au circuit une énergie supérieure à l'énergie dépensée en chaleur Joule.

Mais dès que l'amplitude commence à prendre une valeur notable, le point de fonctionnement se déplace sur la caractéristique, et la résistance  $\rho$  ne peut plus être considérée comme constante. L'équation différentielle (1) cesse d'être valable.

Tout ce que nous pouvons conclure c'est que si la résistance est plus grande que  $R$ , la moindre perturbation a tendance à s'amplifier. L'équilibre électrique est rompu.

On conçoit qu'un régime d'oscillations stables, à amplitude finie, puisse s'établir dans le circuit puisque pour une valeur convenable de l'amplitude, la condition ci-dessus cesse d'être réalisée. L'énergie fournie par l'arc compense alors exactement l'énergie perdue dans le circuit oscillant. C'est ce que montre l'expérience.

*Remarque.* — L'entretien des oscillations dans le circuit dérivé peut s'expliquer sans l'aide du calcul, d'après l'allure de la caractéristique.

Quand on met en parallèle le circuit comprenant une self-induction  $L$  et une capacité  $C$  le condensateur se charge. Il absorbe de l'énergie empruntée à l'arc. Le courant diminue dans l'arc; et la tension aux bornes augmente. Cette élévation de tension accélère la charge du condensateur. Si le circuit dérivé n'avait pas de self-induction, un régime stable pourrait s'établir, mais par suite de l'effet de self-induction, la charge du condensateur ne s'arrête pas au moment où l'équilibre est atteint; elle se prolonge au delà, et la tension devient supérieure à la tension aux bornes de l'arc.

Lorsque le condensateur cesse de se charger, la totalité du courant continu se retrouve dans l'arc. Elle détermine une baisse de tension qui favorise la décharge du condensateur. L'intensité du courant dans l'arc augmente. Là encore un régime stable ne peut s'établir à cause de la self-induction  $L$ . L'inertie de la self-induction prolonge le courant de charge au delà de l'équilibre. La décharge se produit à un instant ultérieur à l'instant où la tension aux bornes du condensateur et la tension aux bornes de l'arc sont égales: Puis la charge recommence et le phénomène persiste tant que l'arc reste allumé.

En résumé, on voit que l'apparition des oscillations est étroitement liée à l'instabilité du régime créé par la présence d'une résistance négative : La self-induction du circuit permet l'entretien du phénomène, car elle provoque une inertie électrique grâce à laquelle les positions d'équilibre sont dépassées.

b. ARC CHANTANT DE DUDELL.

Duddell, en 1901, a obtenu des oscillations stables en branchant en dérivation sur l'arc un circuit oscillant. Si la fréquence de ce circuit est de l'ordre de grandeur des hauteurs des sons musicaux, les oscillations du circuit se manifestent par des vibrations sonores (*arc chantant*). L'intensité du courant dans l'arc varie en effet périodiquement avec la même fréquence que la décharge du condensateur. Il en résulte des variations périodiques de la température, et par suite aussi de la pression du gaz ambiant qui donnent un son musical.

c. L'ARC EN HAUTE FRÉQUENCE.

Pour des valeurs convenables de la self-induction et de la capacité du circuit dérivé, la fréquence des oscillations atteint l'ordre de grandeur des fréquences radiotélégraphiques.

On peut obtenir une représentation graphique du phénomène en utilisant un oscillographe.

L'étude en a été faite par M. Blondel (1905).

Cette étude a montré la possibilité de plusieurs régimes d'oscillations.

*Régimes d'oscillations de l'arc.* — On peut distinguer trois sortes de régimes de fonctionnement de l'arc oscillant.

1° *Oscillations de première espèce.*

Dans ce régime d'oscillations, l'arc ne s'éteint jamais. L'amplitude maximum du courant oscillant reste toujours inférieure à la valeur du courant constant d'alimentation  $I_0$ .

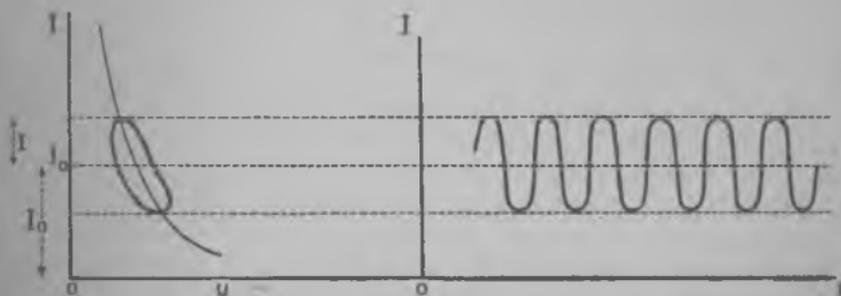


Fig. 335

Le courant résultant est un courant ondulé qui ne s'annule jamais. C'est le cas de l'arc chantant de Duddell.

Le point de fonctionnement décrit une petite courbe fermée, dont la partie correspondant aux valeurs croissantes de l'intensité du courant est située au-dessus de la caractéristique statique; la partie correspondant aux valeurs décroissantes de l'intensité du courant est située au-dessous de la caractéristique statique. Cette hystérésis de l'arc s'explique, nous l'avons vu, par le fait que l'ionisation du gaz ambiant est, pour une valeur donnée de l'intensité du courant, plus grande lorsque ce courant décroît que lorsqu'il croît.

La période des oscillations est légèrement supérieure à la période propre du circuit oscillant.

L'amplitude des oscillations et par suite l'énergie mise en jeu diminue quand la fréquence augmente. Le rendement est très faible.

Pratiquement on ne peut pas atteindre les fréquences élevées requises en radiotélégraphie.

### 2° Oscillations de deuxième espèce.

Les oscillations de deuxième espèce sont caractérisées par une courte extinction de l'arc à chaque oscillation. L'amplitude du courant oscillant est supérieure à l'intensité du courant constant d'alimentation. Le courant résultant s'annule et l'arc s'éteint.

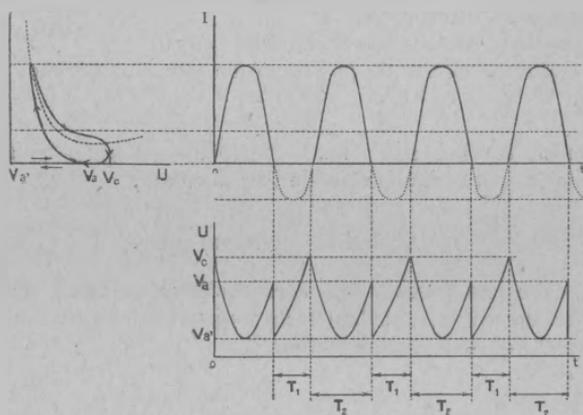


Fig. 236.

Il s'allume à nouveau lorsque la tension aux bornes de l'arc atteint une valeur suffisante. Le courant, périodiquement coupé se présente sous la forme d'une série de pulsations.

Pendant les intervalles  $T_1$  correspondant à l'extinction de l'arc, le courant est totalement employé à charger le condensateur, Pendant les intervalles  $T_2$  où l'arc s'allume, le condensateur se décharge dans le circuit, ce courant de décharge s'arrêtant à la première oscillation.

Le point de fonctionnement décrit une courbe fermée comme le montre la figure ci-dessus.

Au moment où l'arc s'éteint, la tension tombe brusquement à une valeur  $V_a$ . Pendant l'extinction de l'arc, le condensateur se charge et la tension croît. L'arc s'allume, la tension décroît, passe par un minimum qui correspond sensiblement à la valeur maximum du courant, puis croît jusqu'à l'extinction.

La période des oscillations dépend beaucoup des conditions de fonctionnement, et des constantes caractéristiques du circuit d'alimentation aussi bien que de celles du circuit oscillant.

D'ailleurs les oscillations ne sont pas sinusoïdales; de nombreux harmoniques apparaissent.

### 3° Oscillations de troisième espèce.

Les oscillations de troisième espèce sont caractérisées par une extinction de l'arc après quelques oscillations amorties.

Le condensateur du circuit oscillant se charge pendant l'extinction, et se décharge ensuite, cette décharge étant limitée à quelques oscillations amorties.

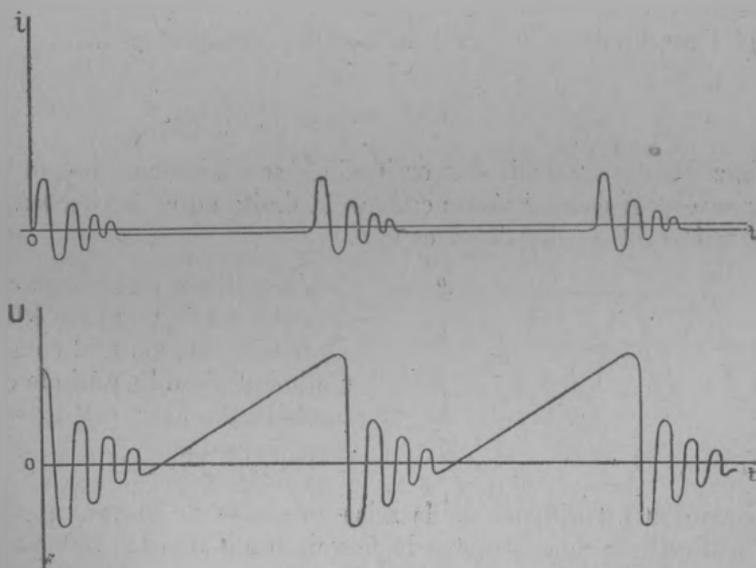


Fig. 237.

Le courant change de sens dans le circuit dérivé.

La polarité des électrodes change de signe.

La tension décroît aussi très rapidement, elle atteint une valeur pour laquelle, malgré l'ionisation restante l'arc s'éteint. Le condensateur se charge, et pour une tension convenable, se décharge à nouveau dans le circuit.

La pseudo-période des oscillations est celle du circuit oscillant. Ce régime présente quelques analogies avec le régime de décharge d'un circuit à étincelles.

### § 3. L'arc Poulsen.

D'après ce qui précède, c'est aux oscillations de deuxième espèce que nous devons recourir en radiotélégraphie si nous voulons obtenir avec un bon rendement des oscillations entretenues.

L'énergie mise en jeu durant une période, dans le circuit oscillant augmente très vite avec la différence de potentiel maximum aux bornes du condensateur, et par suite avec la tension de réallumage de l'arc.

Or cette tension de réallumage est d'autant plus faible que le gaz ambiant est plus ionisé. Pour augmenter l'énergie mise en jeu nous disposons donc de deux moyens :

1° *Allonger la durée de l'extinction*, afin que cette ionisation ait le temps de disparaître.

2° *Favoriser artificiellement la désionisation*.

Le premier procédé a l'inconvénient de donner un courant pulsatoire s'écartant beaucoup du régime sinusoïdal, c'est-à-dire très riche en harmoniques.

Si nous voulons une émission pure, il faut recourir aux procédés de désionisation. C'est par application de ces procédés qu'a été réalisé l'arc Poulsen que nous allons étudier maintenant.

#### a. PARTICULARITÉS DE L'ARC POULSEN.

L'arc Poulsen fournit des oscillations sensiblement sinusoïdales qui peuvent être considérées comme la limite entre les oscillations de première et de deuxième espèce.

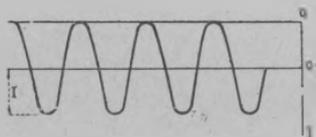


Fig. 238.

L'amplitude du courant oscillant est à très peu près égale à l'intensité du courant constant d'alimentation. La période d'extinction de l'arc est extrêmement réduite.

Ce résultat est obtenu par la mise en œuvre de moyens particuliers qui comme nous venons de le voir n'ont d'autre but que de favoriser la désionisation rapide du gaz dans lequel jaillit l'arc. Ces moyens sont les suivants :

1° *Emploi d'une atmosphère hydrogénée.*

2° *Refroidissement des électrodes.*

3° *Utilisation d'un champ magnétique intense.*

1° *Emploi d'une atmosphère hydrogénée.*

— L'arc jaillit dans une atmosphère d'hydrogène ou d'hydrocarbures (gaz d'éclairage, pétrole, alcool volatilisé, etc.).

L'hydrogène est de tous les gaz celui dont le coefficient de diffusion est le plus grand. Les ions créés dans l'arc sont donc rapidement dispersés dans des régions froides où ils demeurent sans action.

— L'expérience montre en outre que la caractéristique statique est beaucoup plus plongeante. La résistance négative de l'arc varie beaucoup plus rapidement. La tension varie donc plus rapidement lorsque l'intensité varie, et en particulier la tension d'allumage est plus rapidement atteinte.

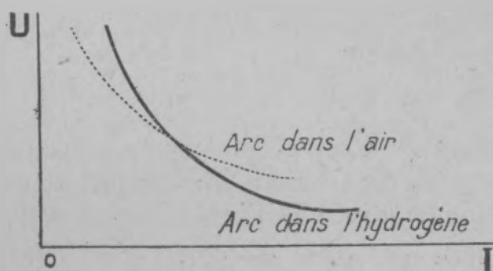


Fig. 239.

— Enfin l'inertie thermique de l'arc est beaucoup plus faible dans l'hydrogène que dans l'air, et permet l'entretien d'oscillations rapides.

### 2° Refroidissement des électrodes.

L'anode est l'électrode la plus chaude. Pour éviter qu'elle soit portée à l'incandescence, et qu'elle émette des électrons, il est nécessaire de la refroidir énergiquement, soit par une soufflerie, soit par un courant d'eau.

Ce refroidissement peut être facilité par l'emploi d'une anode en cuivre, métal bon conducteur de la chaleur.

Le cuivre possède en outre la propriété d'émettre dans l'hydrogène des ions positifs quelle que soit la pression. Ces ions en se heurtant et se combinant aux particules négatives créées dans le gaz par l'ionisation tendent à faire décroître celle-ci.

La dissymétrie des électrodes (cathode en charbon, anode en cuivre) a en outre l'avantage d'accentuer l'inclinaison de la caractéristique.

### 3° Soufflage magnétique de l'arc.

Pour chasser dans les régions froides le gaz ionisé, on utilise un champ magnétique dont les lignes de force sont perpendiculaires à la direction de l'arc c'est-à-dire à la vitesse des ions. Le champ exerce sur ces particules une force normale à la vitesse et au champ qui a pour effet d'allonger l'arc en l'incurvant vers les régions froides.

La longueur de l'arc et la valeur de l'intensité du champ magnétique sont deux facteurs importants dans le fonctionnement de l'arc Poulsen car ils déterminent en grande partie les conditions de sa désionisation.

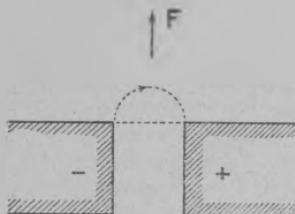


Fig. 240.

D'une façon générale, on peut dire que si l'arc est trop long ou s'il est soumis à un champ trop fort la période d'extinction est trop grande et la différence entre les tensions d'extinction et d'allumage est trop considérable.

Pour une longueur d'arc et un champ convenable, la courbe d'intensité est à peu près sinusoïdale; le rapport entre l'intensité  $I_0$  du courant d'alimentation et l'intensité efficace  $I_c$  du courant de haute fréquence est voisin de  $\sqrt{2}$ .

Enfin, dans un champ faible, il n'y aurait pas d'extinction.

Le champ magnétique a, en outre, pour effet de régulariser la production des oscillations dans le circuit oscillant. L'arc, sous l'action du champ qui le chasse, s'incurve et s'allonge; ses extrémités glissent le long des électrodes vers des régions plus froides où finalement il s'éteint.

Si donc le champ est trop fort, l'arc se déplace très rapidement vers les régions froides. La désionisation est intense, il en résulte une augmentation rapide de la tension aux bornes de l'arc et celle-ci peut déterminer l'allumage d'un nouvel arc dans les régions chaudes. Il pourrait alors exister simultanément plusieurs arcs concentriques.

Si le champ est trop faible, l'arc se déplace avec une faible vitesse; en vertu de l'ionisation restante, il ne s'éteint pas à chaque période ou a tendance à se rallumer là où il était parvenu à la fin de la période précédente. Il se maintient donc tantôt à un endroit tantôt à un autre, ce qui cause des irrégularités de fréquence. L'aspect du phénomène se complique encore quand le champ est extrêmement faible, il peut y avoir alors concurremment avec l'allumage irrégulier production de plusieurs arcs simultanés.

#### b. RENDEMENT.

Dans les deux cas : champ trop fort, champ trop faible, la tension nécessaire à l'allumage est augmentée (dans le premier cas à cause d'une désionisation trop forte, dans le second cas en raison de l'allongement de l'arc) il doit donc en être de même du voltage d'alimentation. Le rendement comme on va le voir est diminué.

En effet le rendement  $\eta$  est le rapport de l'énergie du circuit oscillant  $RI^2$  à l'énergie fournie par la source d'alimentation  $EI_0$ ; comme  $I_r = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ , on a :

$$\eta = \frac{RI_r^2}{EI_0} = \frac{1}{2} \frac{RI_0}{E}$$

À intensité d'alimentation constante le rendement est donc d'autant meilleur que la f. e. m. de la source est plus faible.

Il convient donc de rechercher à la fois la valeur optimum du champ et la longueur d'arc la plus favorable, conditions qui correspondent simultanément à un fonctionnement bien régulier et au meilleur rendement. En fait si l'on étudie pour un même courant de haute fréquence les variations de la tension d'alimentation en fonction de l'intensité du champ, on a une courbe de la forme ci-contre. Elle montre clairement l'existence d'un champ optimum  $H_0$  en A. L'expérience montre que l'intensité de ce champ optimum croît avec l'intensité du courant, avec la fréquence des oscillations et avec la résistance du circuit oscillant; elle dépend de la densité du gaz.

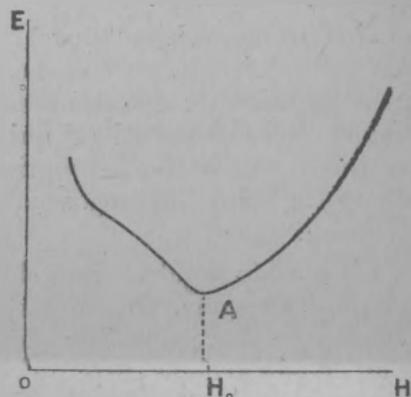


Fig. 241.

*Conditions de fonctionnement de l'arc Poulsen.* — En résumé, l'arc Poulsen qui est actuellement le seul utilisé en télégraphie sans fil, est caractérisé par :

— La présence de l'atmosphère hydrogénée ou hydrocarbonée où jaillit l'arc électrique.

— L'existence d'un champ magnétique que l'on règle à la valeur définie ci-dessus pour laquelle les oscillations sont sinusoïdales et d'amplitude maximum.

En outre il est à noter que : l'arc ne travaille dans de bonnes conditions que sur des longueurs d'onde supérieures à 1.000 mètres.

Le courant  $I_0$  doit être au moins égal à 10 ampères (avec  $I_0 = I_c \sqrt{2}$ ). Le rapport  $\sqrt{\frac{L}{C}}$  de la self-induction à la capacité du circuit oscillant, qui joue un rôle important dans l'amortissement du circuit, ne doit pas être inférieur à 50 ohms.

Enfin l'appareil fonctionne avec une longueur d'arc très courte qui est de l'ordre de 1/10 millimètre pour les arcs les moins puissants.

## c. DESCRIPTION DES DIVERS ORGANES DE L'ARC POUlsen.

L'arc jaillit à l'intérieur d'une chambre à parois métalliques, le plus souvent en bronze, dans laquelle pénètrent d'une part les deux électrodes et d'autre part les extrémités polaires d'un électro-aimant. Cette chambre est destinée à maintenir autour de l'arc une atmosphère hydrogénée. Elle est à double parois pour permettre le refroidissement par eau. Les électrodes sont séparées de la cuve par des anneaux isolants qui, généralement, pour les arcs de moyenne puissance sont en porcelaine, en quartz ou en stéatite. On se contente souvent d'isoler l'anode, la chambre est alors mise à la terre.

L'électrode positive (anode) est ordinairement en cuivre. Cette électrode doit être en effet bonne conductrice de la chaleur, tant pour favoriser le refroidissement général de l'anode que pour limiter l'échauffement local qui se produit au point où jaillit l'arc. Le cuivre a en outre, la propriété fort importante pour une anode d'émettre, dans l'hydrogène, des ions positifs, quelle que soit la pression.

L'électrode négative (cathode) est en charbon (ordinairement en graphite très pur). Elle est portée à l'incandescence par le fonctionnement de l'arc; c'est elle qui émet les électrons. Le charbon est d'un emploi général parce qu'il jouit de la propriété d'émettre des électrons en toutes circonstances; de plus en raison de la faible conductibilité calorifique de cette substance, le cratère, une fois amorcé, a tendance à subsister, ce qui est essentiel pour que le régime de la décharge soit bien celui de l'arc électrique.

Pour que le charbon s'use bien régulièrement, car il importe d'éviter de brusques variations de la longueur de l'arc, la cathode est animée d'un mouvement de rotation que lui communique un petit moteur.

La cathode peut, pour l'allumage, être amenée au contact de l'anode. Elle est ensuite réglée à la distance convenable. Comme il faut éviter, au moment de cette opération de l'allumage, un court-circuit de la machine, une résistance est d'abord intercalée dans le circuit d'alimentation, elle est ensuite éliminée progressivement, à mesure que l'arc absorbe plus d'énergie.

Le champ magnétique nécessaire au soufflage est ordinairement produit par le courant même d'alimentation; la bobine de champ, en série avec l'arc, est alors placée, par mesure de sécurité pour le personnel, près du pôle négatif, comme du reste tout l'appareillage de l'arc. Ce dispositif est évidemment le plus simple, mais pour effectuer les réglages de champ avec précision, il est plus commode de recourir à une excitation séparée produite à l'aide d'une source auxiliaire. On combine parfois les deux procédés d'excitation.

Le schéma général de l'installation est représenté par la figure ci-dessous.

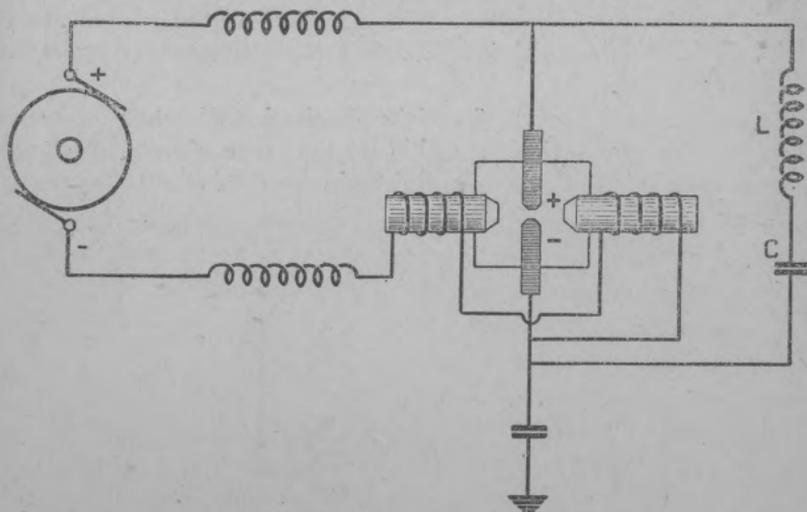


Fig. 242.

La cuve, les électrodes, et tout particulièrement l'anode sont refroidies par un courant d'eau ; des dispositifs de sécurité ont pour but, soit d'empêcher la mise en route, soit de commander l'arrêt de l'arc, si l'eau vient à faire défaut.

Pour constituer l'atmosphère gazeuse dans laquelle jaillit l'arc, on emploie peu l'hydrogène car le mélange de ce gaz avec l'oxygène de l'air peut causer des explosions dangereuses. On utilise ordinairement, soit le gaz d'éclairage à pression normale de distribution, soit les vapeurs produites par la volatilisation de l'alcool, du pétrole ou de l'essence. Lorsqu'on emploie ces liquides, un dispositif, tel qu'un compte-gouttes par exemple, permet de les introduire par petites quantités, réglables à volonté, dans la chambre, où ils se vaporisent.

La cuve doit être parfaitement étanche pour éviter à la fois les pertes de gaz et les rentrées d'air ; les joints de l'appareil, ceux des pièces polaires en particulier doivent être faits et entretenus avec beaucoup de soin.

#### § 4. Modes d'excitation de l'antenne.

##### a. EXCITATION DIRECTE.

Le montage le plus simple et le plus employé jusqu'ici est le montage à excitation directe l'arc étant embroché dans l'antenne. Il est prudent, dans ce cas, d'interposer un condensateur entre la cathode et la terre. On évite ainsi de mettre la machine en court-circuit quand un point de l'antenne est accidentellement mis à la terre. Ce condensateur doit avoir une capacité assez

grande pour ne pas modifier les constantes de l'antenne. Son emploi exige que la cathode soit isolée de la cuve à arc.

Pour les grandes puissances il est difficile de réaliser des condensateurs convenables. On préfère recourir pour protéger les machines à l'emploi de bons disjoncteurs. Il est recommandé d'isoler les dynamos du sol.

En dehors de sa grande simplicité l'excitation directe a l'avantage de permettre une variation rapide de longueur d'onde. Mais, elle n'a pas permis jusqu'à ce jour d'obtenir des rendements supérieurs à 40 p. 100.

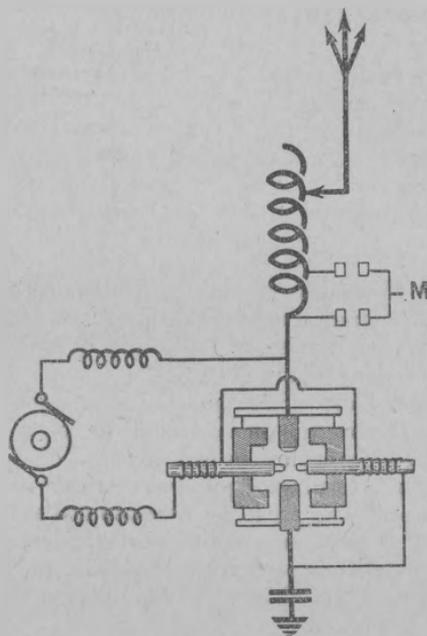


Fig. 243.

De plus elle présente le grave inconvénient de donner lieu dans les postes de réception à des brouillages très gênants produits par le souffle de l'arc et les harmoniques souvent nombreux et puissants qu'il développe.

Aussi a-t-on tendance actuellement à recourir à l'excitation indirecte.

#### b. EXCITATION INDIRECTE.

Dans ce cas un circuit oscillant fermé couplé par induction avec l'antenne est monté aux bornes de l'arc.

Les premiers résultats d'expérience ont semblé montrer que la capacité du condensateur du circuit oscillant doit être au moins

égale à la capacité de l'antenne. Ce condensateur doit de plus présenter un coefficient de pertes aussi réduit que possible : on emploie à cet effet, suivant la place dont on dispose dans les stations, soit des condensateurs à air (très encombrants), soit des condensateurs dont le diélectrique est de l'huile de transformateur soigneusement épurée, soit enfin des condensateurs au mica.

Au cours des essais effectués jusqu'ici en Amérique, en Angleterre et en France les rendements intrinsèques de l'arc employé en excitation indirecte n'ont pas été supérieurs (compte tenu des pertes dans le condensateur) aux rendements relativement faibles (de 25 à 40 p. 100) obtenus en

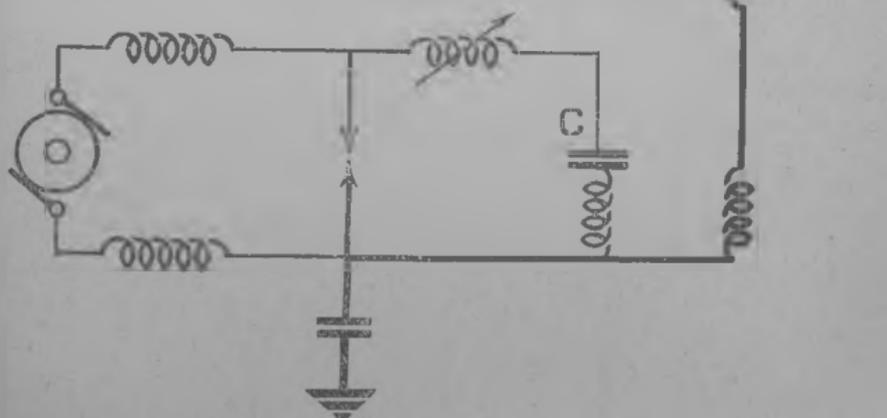


Fig. 244.

excitation directe. Ces résultats ne sont pas définitifs et il semble qu'une étude plus approfondie doive conduire à des résultats plus complets et plus favorables.

### § 5. Manipulation.

Etant donné la nécessité de maintenir l'arc en permanence dans les meilleures conditions de fonctionnement, on ne peut songer à interrompre simplement le courant continu d'alimentation ou le courant de haute fréquence dans le circuit dérivé.

Il faut recourir à des dispositifs de manipulation spéciaux qui ne soient pas susceptibles d'influencer notablement le régime des oscillations.

#### a. EN EXCITATION DIRECTE.

En excitation directe, les procédés auxquels on a recours, peuvent se classer en deux catégories :

1° *Les procédés de manipulation par variation de la longueur d'onde.*

2° Les procédés de manipulation par la substitution au circuit d'antenne d'un circuit auxiliaire de caractéristiques différentes.

1° Procédés de manipulation par variation de la longueur d'onde.

L'antenne rayonne constamment, mais successivement sur deux ondes différentes :

*Une onde de travail pendant les signaux.*

*Une onde de repos, ou de compensation pendant les intervalles.*

En pratique l'écart entre ces deux ondes est de l'ordre de 1 à 2 p. 100. Pour produire l'onde de repos il faut modifier les constantes caractéristiques du circuit d'antenne. Il est commode d'agir sur la self-induction. On en modifie la valeur :

— soit en court-circuitant une portion de la bobine de self-induction d'antenne,

— soit en court-circuitant une bobine de self-induction auxiliaire couplée à la bobine de self-induction d'antenne,

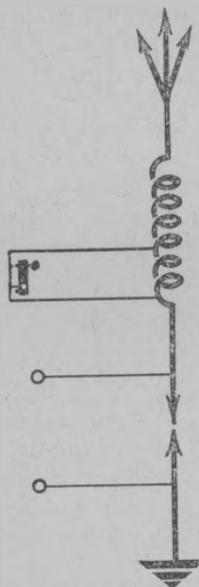


Fig. 245.

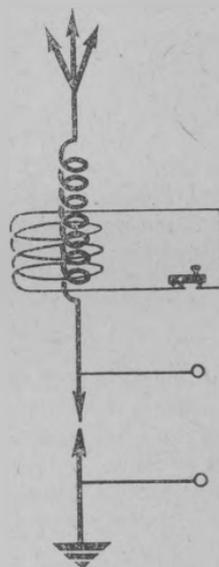


Fig. 246.

— soit en annulant l'effet d'un noyau de fer placé dans l'un de ces circuits, en le saturant au moyen d'un enroulement parcouru par du courant continu (modulateur magnétique).

2° *Procédés de manipulation par substitution à l'antenne d'un circuit auxiliaire.*

Ces procédés consistent à produire à volonté des oscillations soit dans le circuit d'antenne pendant les signaux, soit dans un circuit auxiliaire non rayonnant, pendant les intervalles.

La clef de manipulation permet de passer d'un circuit à l'autre.

Ces procédés ont le grand avantage de supprimer le rayonnement de l'onde de compensation.

L'idée a été réalisée de plusieurs manières : les deux circuits peuvent être branchés en permanence aux bornes de l'arc, ou connectés à tour de rôle.

Quand l'arc agit sur un ensemble de deux circuits, il n'émet pratiquement qu'une seule onde voisine d'ailleurs d'une des ondes d'accouplement. Il en résulte que lorsque les périodes des circuits sont très différentes, l'oscillation n'existe guère, pratiquement, que dans l'un des circuits, celui qui a le plus faible amortissement. On peut donc en modifiant les amortissements produire à volonté l'excitation dans l'un ou l'autre des circuits. On fait cette opération facilement en accouplant, à la bobine de self-induction de cha-

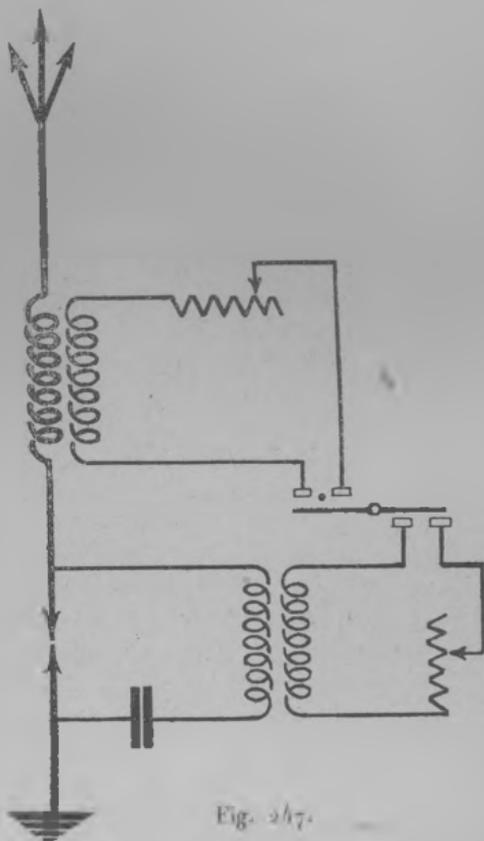


Fig. 247.

cun des circuits, une seconde bobine de self-induction servant de transformateur qu'on peut, par le moyen de la clef de manipulation, fermer sur une résistance.

On peut ainsi par des moyens un peu compliqués il est vrai et d'un réglage assez délicat, satisfaire à la condition de ne troubler que le moins possible le régime de l'arc.

Il n'en est plus de même quand on introduit ou qu'on enlève brusquement l'un des circuits. Pour atténuer les perturbations produites sur l'arc et sur les machines on peut choisir, pour le circuit local, des caractéristiques aussi voisines que possible de celles de l'antenne.

On peut aussi procéder autrement, et, au lieu de chercher à réaliser une égalité parfaite de l'intensité du courant et de la charge pendant les périodes de travail et de repos, afin de maintenir sensiblement dans les mêmes conditions de travail l'arc et les machines, s'attacher au contraire, à ne dépenser que le moins possible d'énergie pendant les repos. Mais lorsque les circuits sont très différents, l'arc se maintient difficilement, et l'on éprouve des difficultés pour le rallumer.

Un procédé qui a été employé pendant quelque temps au poste de la Tour Eiffel permet de remédier à cet inconvénient.

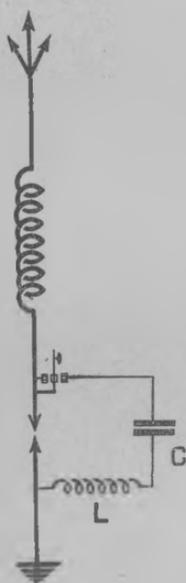


Fig. 248.

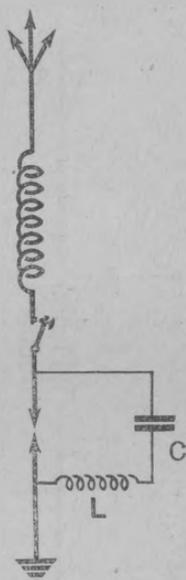


Fig. 249.

L'antenne est coupée brusquement mais le circuit auxiliaire est branché en permanence. La longueur d'onde de ce circuit est petite et les oscillations dont il est le siège sont peu intenses. Le champ magnétique est fourni obligatoirement par une machine indépendante. Il doit être réglé de manière à permettre un rallumage facile de l'arc.

*Difficultés spéciales quand le courant à couper est important.* — Dès que le courant à couper est un peu important la difficulté de la manipulation s'accroît notablement : des arcs s'amorcent entre les contacts de la clef. Pour les éteindre ou empêcher leur formation, il faut augmenter notablement la section des contacts, en choisir convenablement le métal, accroître la rapidité de la rupture ; souffler à l'aide d'un jet d'air l'arc qui s'amorce. On peut aussi diviser la coupure en plusieurs parties montées en série ou en parallèle. Pour les postes de grande puissance il est souvent préférable de fractionner la bobine de self-induction à court-circuiter en plusieurs parties qui sont elles-mêmes court-circuitées séparément.

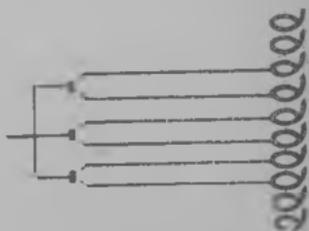


Fig. 250.

Les difficultés sont loin d'être aussi grandes quand on a recours aux procédés basés sur la saturation du fer ; la manipulation se fait alors sur le courant continu destiné à la saturation.

#### b. EN EXCITATION INDIRECTE.

Dans le cas de l'excitation indirecte, on peut manipuler en coupant l'antenne, mais ce procédé est brutal et se traduit pendant les intervalles entre les signaux par une surcharge exagérée du condensateur du circuit oscillant.

On emploie en général le mode de manipulation par onde de compensation. A cet effet on couple le circuit de manipulation par induction ou par dérivation, soit avec le circuit oscillant, soit plutôt avec l'antenne.

Il convient de considérer que l'arc monté en excitation indirecte peut être susceptible d'osciller soit sur l'une soit sur l'autre des deux oscillations propres du système complexe constitué par le circuit oscillant et le circuit d'antenne. Lorsque l'antenne est parfaitement accordée sur le circuit oscillant et que la résonance est aiguë, on risque d'émettre au hasard de la manipulation tantôt sur l'une, tantôt sur l'autre des deux ondes d'accouplement, ce qui rend toute réception impossible. Il suffit pour éviter ce phénomène de maintenir pour l'onde de travail un léger désaccord entre les deux circuits. Cette disposition stabilisatrice de l'onde entraîne d'ailleurs une certaine diminution de la puissance d'émission (1).

---

(1) On constate le même phénomène dans le cas des postes à lampes montés en excitation indirecte, et les mêmes dispositions permettent d'y échapper.

RÉSUMÉ DU CHAPITRE IX.

**Les postes à arc.**

*Principe.* — L'émission à ondes entretenues des postes à arc repose sur la propriété que possède l'arc électrique alimenté en courant continu d'engendrer des oscillations entretenues dans un circuit branché en dérivation à ses bornes et comprenant self-induction et capacité.

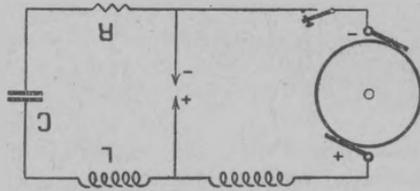


Fig. 251.

La période des oscillations est donnée par la formule de Thomson :

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

La production d'oscillations entretenues dans le circuit dérivé est due à la propriété suivante de l'arc :

Tandis qu'entre les extrémités d'un conducteur métallique soumis à une différence de potentiel continue  $U$  l'intensité du courant croît linéairement en fonction de cette différence de potentiel, au contraire entre les électrodes de l'arc électrique (cathode en charbon, anode en cuivre) le courant croît dans certaines limites lorsque la différence de potentiel décroît. On exprime ce fait en disant que l'arc a une résistance apparente négative.

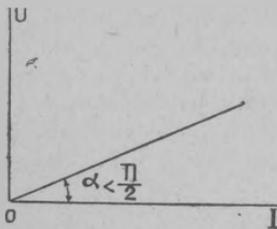


Fig. 252.

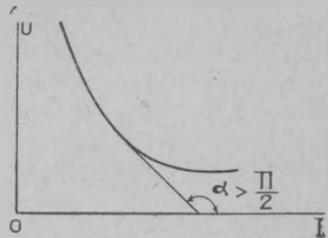


Fig. 253.

Ce phénomène peut s'expliquer par ce fait que la cathode incandescente émet des particules électrisées qui frappant les molécules du gaz ambiant le rendent conducteur (ionisation). Lorsque l'inten-

sité du courant croît, a température de l'arc s'élève et l'émission de la cathode s'accroît; la conductibilité de l'arc augmente, la tension diminue.

Cela étant on peut se rendre compte pourquoi le circuit dérivé peut être le siège d'oscillations électriques.

Lorsque nous branchons ce circuit le courant qui charge le condensateur est emprunté au courant qui passe dans l'arc. Le courant diminuant dans l'arc, la différence de potentiel augmente. Elle accélère la charge du condensateur. La self-induction qui s'oppose tout d'abord au passage du courant tend à prolonger celui-ci lorsque l'équilibre des potentiels est atteint et le condensateur se charge à une tension supérieure à celle de l'arc.

Quand la tension limite est atteinte le condensateur se décharge. L'intensité du courant augmente dans l'arc. La tension diminue. Elle accélère la chute de tension aux bornes du condensateur. Lorsque l'équilibre est atteint la self-induction prolonge le courant et le condensateur se décharge.

La différence de potentiel entre ces armatures atteint une valeur inférieure à celle de l'arc. Puis le condensateur se charge, et ainsi de suite.

*Conditions d'obtention des oscillations de haute fréquence.* — En fait les phénomènes sont plus complexes. Non seulement courant et tension varient en sens inverse mais encore pour un courant d'intensité donnée la différence de potentiel aux bornes de l'arc est plus grande lorsque le courant croît que lorsqu'il décroît.

Si l'on représente la courbe de variation du courant en fonction de la tension aux bornes, lorsque ce courant est oscillant, on obtient non pas une courbe comme celle tracée plus haut (caractéristique statique) mais une courbe fermée tout à fait différentes, qu'on appelle la *caractéristique dynamique* ou caractéristique d'oscillation.

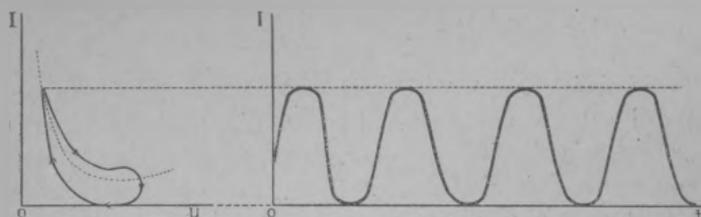


Fig. 254.

Ce phénomène est comparable au phénomène d'hystérésis que l'on observe dans l'aimantation du fer : Pour un courant d'alimentation d'intensité donnée, l'induction magnétique du fer est plus grande lorsque le courant décroît que lorsqu'il croît.

Cette hystérésis de l'arc paraît due à l'ionisation du gaz ambiant. Lorsque les variations de potentiel aux bornes de l'arc sont rapides, la température de la cathode ne prend pas instantanément les

valeurs de régime. Cette inertie thermique a pour effet de prolonger l'ionisation de l'arc après que le courant s'est annulé c'est-à-dire après l'extinction de l'arc. Pour produire des oscillations de haute fréquence et mettre en jeu une énergie suffisante il est nécessaire de combattre l'hystérésis de l'arc en favorisant la désionisation. C'est ce qui est réalisé dans l'arc Poulsen grâce à l'emploi d'une atmosphère hydrogénée et d'un champ magnétique intense, et par le refroidissement des électrodes.

### *L'arc Poulsen.*

*Principe.* — L'arc jaillit entre une cathode de charbon et une anode de cuivre dans une atmosphère d'hydrogène ou d'un mélange d'hydrocarbures (gaz d'éclairage, pétrole).

Grâce au grand coefficient de diffusion de ces gaz les ions émis par la cathode ne s'accumulent pas au voisinage de l'arc. Ils se diffusent rapidement vers les régions plus froides et n'interviennent plus dans l'arc pour accroître sa conductibilité.

— Pour favoriser cette dispersion des ions, on les soumet à l'action d'un champ magnétique puissant dont les lignes de force sont normales à la trajectoire des ions dans l'arc. Il s'exerce sur ces particules électrisées des forces dont la direction est perpendiculaire à la fois aux lignes de force du champ magnétique et à la vitesse des particules. Celles-ci sont déviées de leurs trajectoires. Elles s'éloignent de l'arc dont la désionisation est rapide (Soufflage de l'arc).

Pour une tension continue donnée aux bornes de l'arc il existe une valeur optimum du champ magnétique et une longueur optimum de l'arc pour lesquelles on obtient un fonctionnement régulier et le meilleur rendement. La valeur optimum du champ dépend de la densité du gaz. Elle croit avec l'intensité du courant et avec la fréquence des oscillations.

— Le refroidissement des électrodes et tout particulièrement de l'anode qui est l'électrode la plus chaude contribue également à favoriser la désionisation de l'arc. L'anode étant en cuivre, métal bon conducteur de la chaleur, peut être facilement refroidie soit par une soufflerie, soit par un courant d'eau.

*Réalisation.* — Les électrodes et les pièces polaires de l'électroaimant sont enfermées dans une cuve de bronze qui contient l'atmosphère hydrogénée. L'anode est isolée de la cuve. La cathode et la cuve sont en général à la terre.

Pour que le charbon s'use régulièrement, la cathode est animée d'un mouvement de rotation lent, au moyen d'un petit moteur.

Le champ magnétique de soufflage est ordinairement produit par le courant même d'alimentation.

— L'antenne peut être excitée directement (arc embroché dans l'antenne) ou couplée à un circuit oscillant branché aux bornes de l'arc (excitation indirecte).

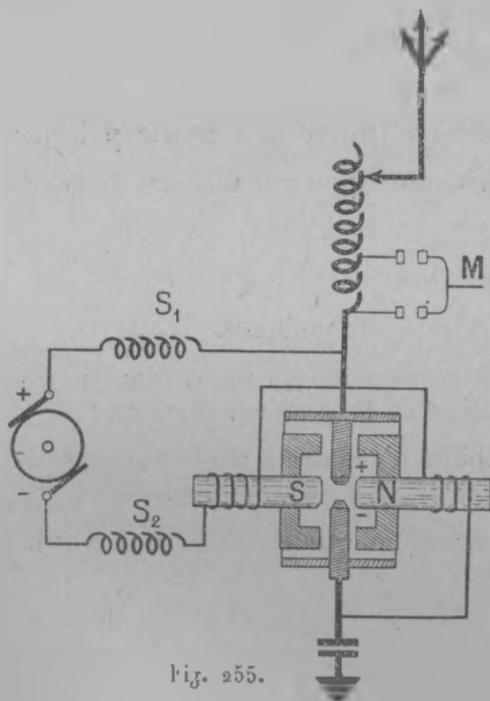


Fig. 255.

En excitation directe on interpose un condensateur entre la cathode et la terre afin d'éviter la mise en court-circuit de la machine quand un point de l'antenne est accidentellement mis à la terre. Deux bobines de self-induction  $S_1$   $S_2$  empêchent les courants de haute fréquence d'atteindre la génératrice.

Pour obtenir une stabilité suffisante des oscillations, il faut disposer d'une self-induction d'antenne telle que la longueur d'onde soit deux à quatre fois la longueur d'onde propre de l'antenne. La capacité de cette antenne doit être aussi grande que possible. On alimente l'arc avec une machine à courant continu dont la force électromotrice est de l'ordre de 500 à 1.000 volts.

— Pour la *manipulation*, il ne peut être question d'éteindre l'arc. On laisse celui-ci fonctionner constamment.

Le procédé consiste soit à laisser l'antenne rayonner en permanence mais successivement sur deux ondes différentes, l'onde de travail et l'onde de repos, soit à localiser les oscillations tantôt dans l'antenne, pendant les signaux, tantôt dans un circuit fermé non rayonnant, pendant les intervalles.

Pour faire varier la longueur d'onde on peut court-circuiter une fraction de la self-induction d'antenne, ou une self-induction auxiliaire couplée à la self-induction d'antenne, ou bien saturer un noyau de fer placé dans l'un des circuits au moyen d'un enroulement parcouru par un courant continu.

*Avantages et inconvénients des postes à arc.*

*Les avantages sont :*

- La simplicité de construction et de mise en œuvre, la robustesse, la souplesse.
- La possibilité de travailler à grande puissance.
- La régularité du régime sur une grande gamme de longueurs d'onde.

*Les inconvénients sont :*

- La production d'harmoniques.
  - L'émission d'une onde de repos (dans le cas de la manipulation par variation de la longueur d'onde).
  - L'impossibilité d'émettre à faible puissance et sur de courtes longueurs d'onde ( $\lambda < 2.000$  mètres).
  - Le rendement limité (inférieur à 50 p. 100).
-

## CHAPITRE X.

### PROPRIÉTÉS DES TUBES À VIDE.

#### INTRODUCTION.

§ 1. LA LAMPE À DEUX ÉLECTRODES.

§ 2. LA LAMPE À TROIS ÉLECTRODES.

A. Principe de fonctionnement.

B. Les fonctions de la lampe à 3 électrodes.

1° La lampe détectrice.

2° La lampe amplificatrice.

3° La lampe génératrice.

a) *Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de plaque et couplé par induction avec le circuit de grille ;*

b) *Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de plaque et couplé par capacité avec le circuit de grille ;*

c) *Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de grille et couplé avec le circuit de plaque ;*

d) *Cas général de deux circuits oscillants intercalés respectivement dans le circuit de plaque et dans le circuit de grille et couplés à la fois par induction et par capacité ;*

e) *Montages simples d'oscillateurs :*

f) *Couplage d'un oscillateur à lampe avec un circuit extérieur.*

§ 3. LA LAMPE À QUATRE ÉLECTRODES.

A. La lampe à grille de champ.

B. La lampe à grille écran.

§ 4. LA LAMPE TRIGRILLE.



## CHAPITRE X. PROPRIÉTÉS DES TUBES À VIDE.

### INTRODUCTION.

D'importants progrès ont été réalisés en radiotélégraphie par l'emploi de lampes à incandescence spéciales, appelées tubes à vide.

Ces lampes dont la conception dérive des études récentes sur la constitution de la matière ont de multiples applications non seulement dans le domaine de la radiotélégraphie, mais aussi dans les domaines les plus divers des sciences expérimentales auxquelles elles ont apporté de puissants moyens d'investigation.

On peut les classer d'après le nombre de leurs électrodes en :

- Lampes à deux électrodes, ou diodes.
- Lampes à trois électrodes, ou triodes.
- Lampes à quatre électrodes, ou tétrodes.
- Lampes à cinq électrodes, ou pentodes.

Les propriétés de ces tubes à vide dérivent toutes d'un même phénomène fondamental : *L'émission dans le vide de particules électrisées, par un corps incandescent.*

Nous allons étudier ce phénomène, et son application dans le plus simple des tubes à vide, la lampe à deux électrodes.

#### § 1. La lampe à deux électrodes.

Dans l'ampoule vide d'air d'une lampe à incandescence, disposons une plaque métallique P.

Réunissons cette plaque au pôle positif d'une pile A, d'une certaine d'éléments, et relient le pôle négatif au filament F de la lampe. Intercalons sur le fil de jonction un milliampèremètre M.

Chauffons au rouge blanc le filament en y faisant passer le courant d'une batterie d'accumulateurs B.

L'ampèremètre M nous indique que la pile A fournit un courant dont l'intensité est de l'ordre d'une dizaine de milliampères.

Celui-ci traverse nécessairement l'espace compris entre la plaque P et le filament F.

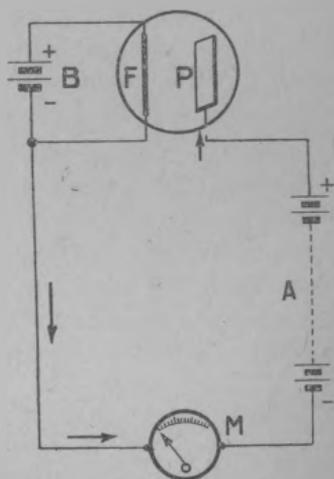


Fig. 256.

Comment des charges électriques peuvent-elles traverser cet espace vide? Un grand nombre de recherches expérimentales dans des domaines très variés, électricité, optique, radio-activité, constitution de la matière, ont amené à concevoir l'existence de grains immatériels très tenus d'électricité négative. Ces grains ont été appelés électrons.

Ces électrons font, en général, partie intégrante de l'atome, mais dans un métal, un grand nombre d'entre eux circulent entre les atomes. Ces électrons ne sortent pas du métal dans les conditions ordinaires, car la charge superficielle positive qui résulterait de leur départ les empêcherait de s'éloigner; mais une forte élévation de température peut favoriser leur émission à l'extérieur. Les atomes, en effet, sont en perpétuel état d'agitation autour de leur position moyenne, leurs vitesses augmentent avec la température et les électrons participent à cette agitation. Pour des températures très élevées, certains d'entre eux acquièrent donc de grandes vitesses normales à la paroi et peuvent sortir. Si une force extérieure les attire au dehors, ils vont au corps qui les attire.

C'est ce qui arrive dans l'expérience que nous venons de décrire. Les électrons négatifs, libérés par l'élévation de température et attirés par la charge positive de la plaque, sortent du filament et se dirigent vers cette plaque. Les électrons transportent alors des charges négatives du filament à la plaque et, dans l'espace vide de l'ampoule, servent de support au courant.

Le sens de leur déplacement est inverse de celui qu'on a l'habitude d'appeler « sens du courant ». Il n'y a là rien qui doive nous arrêter. On a choisi autrefois comme sens conventionnel du courant celui qui correspond à un transport d'électricité positive : puisque les électrons transportent, au contraire, de l'électricité négative, leur déplacement est en sens inverse de celui qui a été appelé arbitrairement « sens du courant ».

Dans les conditions où nous nous sommes placés, les vitesses des électrons atteignent plusieurs dizaines de mille kilomètres par seconde, de sorte que la durée de leur trajet du filament à la plaque est très petite, même vis-à-vis de la période des oscillations électriques utilisées en T. S. F. (1).

Lorsqu'on augmente le nombre d'éléments de la pile, le nombre d'électrons qui atteignent la plaque augmente d'abord, ainsi que l'intensité du courant qu'ils transportent; mais bientôt tous les électrons qui peuvent sortir sont attirés sur la plaque, et le courant cesse de croître lorsqu'on augmente encore la différence de potentiel entre le filament et la plaque. On appelle *courant de saturation* ce courant d'intensité maximum.

---

(1) Cette durée peut toutefois cesser d'être négligeable dans le cas d'ondes très courtes, de l'ordre de quelques centimètres.

Si l'on porte en abscisses les valeurs de la tension de plaque et en ordonnées les valeurs de l'intensité du courant, on obtient la courbe ci-dessous :

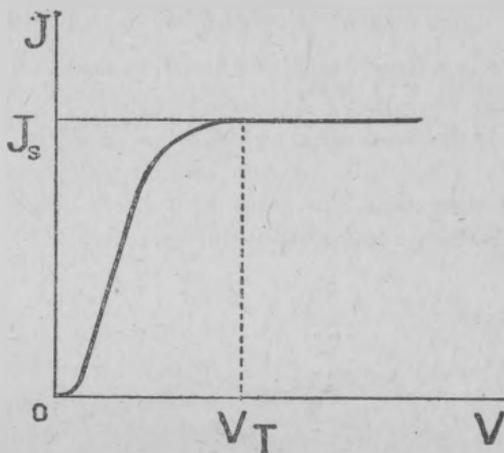


Fig. 257.

Elle montre que le courant de saturation est atteint pour une valeur  $V_T$  de la tension de plaque.

*Influence du chauffage.* — Lorsqu'on élève la température du filament le nombre d'électrons émis augmente (la vitesse d'agitation de ces électrons croît comme la racine carrée de  $T$ ) de sorte que l'intensité du courant de saturation devient plus grande.

Plusieurs formules ont été proposées pour exprimer la variation du courant de saturation en fonction de la température.

Citons en particulier la formule de Richardson, assez bien confirmée par les expériences de Langmuir.

$$J_s = a\sqrt{Te}^{-\frac{b}{T^2}}$$

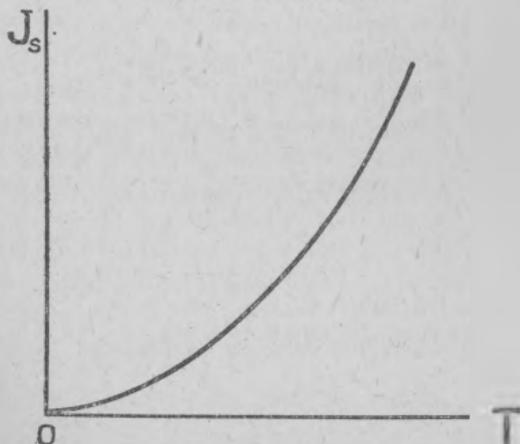


Fig. 258.

Les constantes  $a$  et  $b$  sont caractéristiques du conducteur constituant le filament :

$a$  dépend du nombre d'électrons libres par unité de volume du conducteur.

$b$  représente l'énergie nécessaire pour en faire sortir un électron.

D'après cette formule, à une température donnée du filament, le courant de saturation est d'autant plus grand que la constante  $b$  est plus petite. C'est bien ce que montre l'expérience.  $b$  est plus faible pour le tungstène que pour le platine, et plus faible encore pour les corps alcalins ou alcalino-terreux (1).

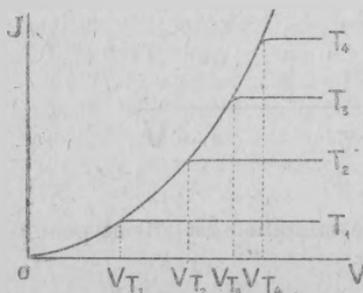


Fig. 259.

Remarque. — La tension de plaque  $V_T$  pour laquelle le courant atteint sa valeur de saturation dépend de la température du filament. Elle croît avec cette température comme le montre le réseau de courbes ci-contre.

*Influence de la tension de plaque.* — D'après ce qui précède, le courant de saturation  $J$ , ne dépendrait que de la température de sorte que pour des températures suffisamment élevées, un champ faible donnerait des courants électroniques considérables. L'expérience montre qu'il n'en est rien.

Langmuir a rendu compte de cette anomalie apparente en considérant le champ antagoniste créé par les électrons issus du filament mais non entraînés par le champ initial, qui s'accablent dans l'espace au voisinage du filament (2), modifiant ainsi la distribution du champ et créant une sorte de force contre-électromotrice qui s'oppose à l'émission d'autres électrons.

Si l'on applique une tension constante  $V_0$  entre le filament et la plaque, et que l'on élève progressivement la température du filament, tant que cette température est inférieure à celle pour laquelle la tension critique  $V_T$  est égale à la tension appliquée, il y a saturation et le courant de saturation est donné par la formule de Richardson.

(1)  $T$  étant exprimé en degrés absolus.

$J$ , en milliampères par  $\text{cm}^2$ , de surface du filament.

Pour le tungstène :

$$\left\{ \begin{array}{l} a = 23,6 \cdot 10^{-9} \\ b = 52,5 \cdot 10^{-3} \end{array} \right.$$

(2) Ces électrons constituent ce qu'on appelle la charge d'espace.

Dès que  $T$  devient supérieure à cette valeur critique  $T_0$ , la saturation cesse d'être complète. Si  $T$  continue à croître, il y a bien encore saturation mais le courant limite  $J_0$  est inférieur au courant limite  $J_s$ , donné par la formule de Richardson.

L'expérience montre que cette limite augmente avec  $V_0$ , comme l'indique la formule donnée par Langmuir :

$$J_0 = AV_0^{\frac{3}{2}}$$

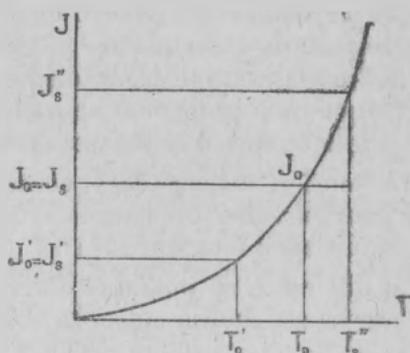


Fig. 260.

— Si l'on inverse la polarité de la pile  $A$ , la plaque chargée négativement repousse les électrons, qui ne peuvent plus sortir, et tout courant cesse. La lampe à deux électrodes constitue donc une valve qui ne laisse passer le courant que dans un seul sens.

*Emploi de la lampe à deux électrodes.* — De l'étude précédente, il résulte que l'intensité du courant dans le circuit de plaque n'est pas proportionnelle à la différence de potentiel entre la plaque et le filament. La lampe à deux électrodes se comporte donc comme un conducteur ne suivant pas la loi d'Ohm. Elle ne laisse passer le courant que dans un seul sens : elle se comporte comme une valve ou un détecteur.

Si on remplace la pile  $A$  par une source de courant alternatif, le courant ne passera dans le circuit que durant les alternances pour lesquelles la plaque est à un potentiel plus élevé que le filament.

On obtiendra dans le circuit de plaque un courant pulsatoire d'amplitude variable mais de même sens.

La lampe à deux électrodes est très employée comme valve, en particulier dans les postes radiotélégraphiques pour l'obtention de tensions continues élevées, à partir de tensions alternatives faciles à obtenir par l'emploi d'un transformateur.

Elle a été employée également comme détecteur. Nous allons voir que par l'adjonction d'une troisième électrode on peut la transformer en un appareil à fonctions multiples susceptible de très nombreuses et très importantes applications.

## § 2. La lampe à trois électrodes.

### A. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.

La troisième électrode est constituée par une grille intercalée entre le filament et la plaque. Elle peut être constituée par exemple,

par un cadre conducteur entre deux côtés opposés duquel sont tendus des fils métalliques parallèles, ces fils ayant une direction perpendiculaire à celle du filament.

Dans les lampes utilisées par la Radiotélégraphie militaire, la plaque affecte la forme d'un cylindre. Le filament de tungstène est tendu suivant l'axe de ce cylindre. La grille est enroulée en hélice ayant même axe et disposée entre le filament et la plaque. La plaque et la grille sont en molybdène ou en nickel, métaux dont les points de fusion sont assez élevés.

La tension de chauffage normale du filament est de 4 volts. On peut survolter ces lampes à 5 volts et même à 5 volts 5, mais on réduit ainsi leur durée (1).

La différence de potentiel entre le filament et la plaque suivant les usages est choisie entre 40 volts et 500 volts.

Pour des tensions plus élevées, le dégagement de chaleur provoqué par l'afflux d'électrons sur la plaque échaufferait celle-ci d'une façon exagérée.

Des lampes de construction plus robuste, de dimensions plus grandes permettent d'employer de plus hautes tensions, jusqu'à 20.000 volts, supportent des températures plus élevées et laissent passer entre la plaque et le filament des courants plus intenses.

Considérons le cas d'une lampe ordinaire dont le filament est alimenté sous 4 volts. Nous pouvons constituer trois circuits :

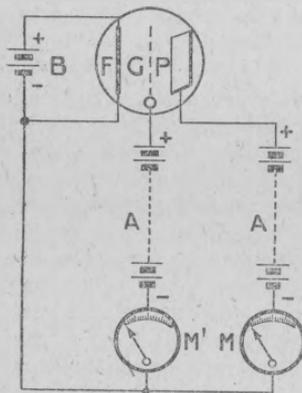


Fig. 261.

— Le circuit de chauffage du filament comprenant une batterie B.

— Le circuit de plaque comprenant une pile A et un milliampèremètre M.

— Le circuit de grille comprenant une pile A' et un milliampèremètre M'.

Nous choisirons comme point commun à ces trois circuits, l'extrémité du filament réunie au pôle négatif de la batterie de chauffage et nous mesurerons les potentiels à partir du potentiel de ce point commun.

(1) La durée de la vie d'une lampe correspond au temps pendant lequel, dans des conditions normales de fonctionnement, le courant électronique se maintient au-dessus d'une certaine fraction, par exemple, de la moitié de sa valeur maximum. Elle dépend, en particulier, de la nature et du diamètre du filament, de la température à laquelle on le porte, de la nature du métal formant la plaque, de la température à laquelle celle-ci est portée lorsqu'elle dégrade l'énergie maximum.

Si nous changeons, en modifiant la polarité ou le nombre d'éléments de la pile A', le sens ou la grandeur de la différence de potentiel entre le filament et la grille, l'intensité du courant dans le circuit de plaque est modifiée. Lorsqu'en effet, la grille est à un potentiel très inférieur à celui du filament, elle repousse les électrons, les empêche d'atteindre la plaque et coupe ce courant; si, au contraire, elle est à un potentiel supérieur à celui du filament, elle attire les électrons, en capte une partie, tandis que le plus grand nombre, attiré par la plaque, atteint celle-ci en traversant les mailles de la grille. Lorsque le potentiel de la plaque est beaucoup supérieur à celui de la grille, une faible partie des électrons est captée par la grille et le courant de saturation dans le circuit de plaque acquiert une intensité peu inférieure à celle qu'il aurait dans une lampe-valve sans grille.

### *Caractéristiques.*

Étudions maintenant plus complètement comment varient les intensités de courants de plaque et de grille, lorsqu'on modifie le potentiel de la grille. Supposons pour préciser que le potentiel de la plaque soit de 80 volts. Pour un potentiel de grille inférieur de quelques dizaines de volts à celui du point commun, les ampèremètres M et M' n'indiquent aucun courant, la grille repousse les électrons.

Lorsque le potentiel de grille augmente, le courant apparaît dans le circuit de plaque et croît rapidement.

Dès que le potentiel devient très voisin de celui du point commun 0 et ne lui est inférieur que de  $1/10$  de volt environ, le courant commence dans le circuit de grille (1). Il est d'abord très faible et augmente lorsque le potentiel s'élève.

Le courant de plaque atteint, enfin, l'intensité qui correspond au courant de saturation.

Si on élevait encore le potentiel de la grille, le courant dans le circuit de grille continuerait à croître, la grille capterait une fraction notable des électrons, et le courant dans le circuit de plaque diminuerait. Dans les applications ordinaires de la lampe, que nous étudierons, on atteint rarement des potentiels de grille aussi élevés, et le courant dans le circuit de grille reste très inférieur au courant dans le circuit de plaque.

---

(1) Cela tient à ce que les charges électroniques sont répandues dans l'espace autour du filament et modifient le champ qui serait dû aux seules charges des électrodes. Le courant commence, non dès que les lignes de forces issues de la grille rencontrent le filament, mais lorsqu'elles commencent à se perdre dans les charges négatives qui entourent celui-ci.

Les courbes de la figure ci-dessous représentent les variations des deux courants en fonction du potentiel de la grille.

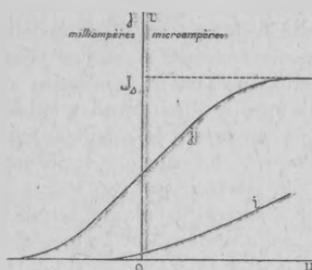


Fig. 262.

La courbe  $J(U)$  est sensiblement rectiligne sur presque toute sa longueur. Elle se raccorde à ses extrémités aux droites  $J = 0$  et  $J = J_0$ .

Nous pouvons nous rendre compte de ces divers résultats d'expérience. A cet effet, nous rechercherons quelles sont les trajectoires des électrons pour les divers potentiels de grille. L'inertie des électrons, dans le cas considéré, étant extrêmement petite, ceux-ci suivent à

peu près les lignes de force du champ électrique entre la plaque et le filament.

Nous rappellerons que ces lignes sont dirigées en tous points dans le sens de la force qui agit sur un petit corps électrisé positivement; puisqu'un électron a une charge négative, la force qui agit sur lui est en sens inverse de la direction du champ. Un électron qui sert du filament dans les régions de la surface de celui-ci ou aboutissent des lignes de force, suit ces lignes. Les lignes de force sont normales aux surfaces des conducteurs, elles ont leur origine sur un conducteur et leur extrémité sur un autre conducteur de potentiel moins élevé. Il n'y a donc pas de ligne de force entre deux corps au même potentiel.

Dans un système de trois conducteurs, comme le filament, la grille et la plaque d'une lampe, des lignes de force partent de tous les points du conducteur au potentiel le plus élevé, tandis qu'il en aboutit en tous les points du conducteur au potentiel le plus bas. C'est seulement sur la surface du corps au potentiel moyen qu'il y a à la fois des régions de départ de ligne de force et des régions d'arrivée; la charge sur les premières est positive, sur les secondes, négative.

Cela étant, pour un potentiel de grille très inférieur à celui du filament (I), toutes les lignes de force aboutissent à la grille en venant de la plaque et du filament; puisqu'aucune ligne de force n'arrive à ce dernier, les électrons ne sont attirés ni par la plaque, ni par la grille; il n'y a, par suite, de courant ni dans le circuit de plaque ni dans le circuit de grille.

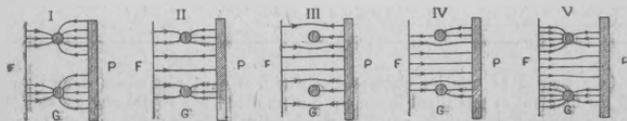


Fig. 263.

Lorsque le potentiel de la grille s'élève (II), les lignes de force ne sont plus toutes captées par la grille, quelques-unes vont de la plaque au filament; dans les régions où elles aboutissent sur ce dernier, des électrons sont attirés par la plaque. Le courant apparaît dans le circuit de plaque.

Lorsque le potentiel de la grille est égal à celui du filament (III) il n'y a plus de lignes de force entre le filament et la grille, mais dès que le potentiel de grille dépasse celui du filament (IV) des lignes de force vont aussi de la grille au filament, et le courant apparaît dans le circuit de grille.

La tension de la grille augmentant (V), les courants de grille et de plaque augmentent d'intensité jusqu'à ce que ce dernier atteigne l'intensité du courant de saturation.

On remarquera que le potentiel le long du filament parcouru par un courant varie d'un bout à l'autre de celui-ci; lorsqu'on élève le potentiel de la grille, les phénomènes précédemment décrits ne se produiront donc pas simultanément devant les différentes mailles de la grille.

*Influence de la tension de plaque sur la forme de la caractéristique de plaque.*

Si, à chauffage constant, on trace, pour des différences de potentiel de plus en plus élevées entre plaque et filament, les caractéristiques de plaque, on constate que celles-ci, sans déformation sensible, se déplacent vers les abscisses négatives, de quantités à peu près égales pour d'égales augmentations du potentiel de plaque.

Comme le chauffage n'est pas modifié, l'intensité du courant de saturation reste constant.

Toutefois lorsque la grille atteint des tensions qui sont de l'ordre de grandeur de celle de la plaque, nous avons vu que le courant de plaque n'atteint plus la valeur de saturation, la grille captant alors une fraction notable des électrons.

— La figure ci-dessous représente le réseau des caractéristiques de plaque à tension de plaque constante.

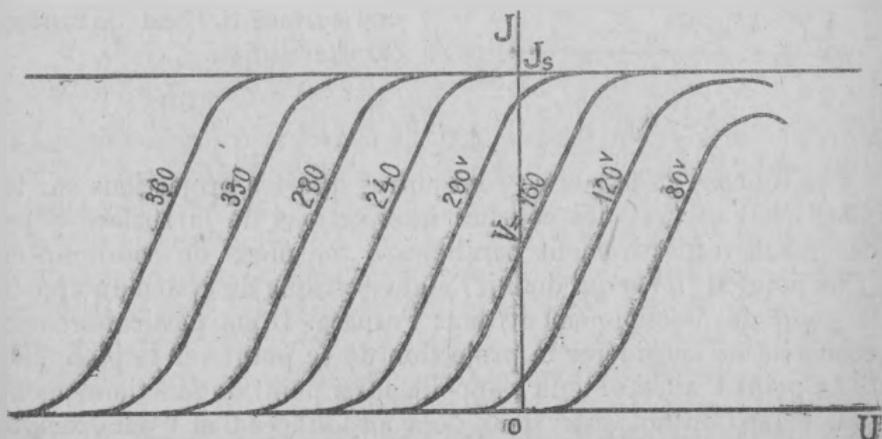


Fig. 64.

On peut se servir des courbes ci-dessus pour figurer les courbes qui, pour un potentiel de grille constant, représentent le courant dans le circuit de plaque en fonction du potentiel de la plaque.

— La figure ci-dessous représente le réseau des caractéristiques de plaque à tension de grille constante :

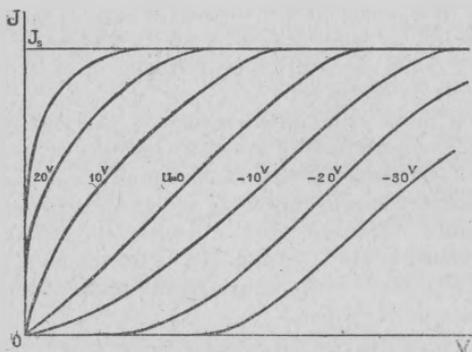


Fig. 265.

*Surface caractéristique.*

Pour une température donnée du filament, l'intensité du courant dans le circuit de plaque  $J$  dépend des valeurs de la tension de grille  $U$  et de la tension de plaque  $V$ .

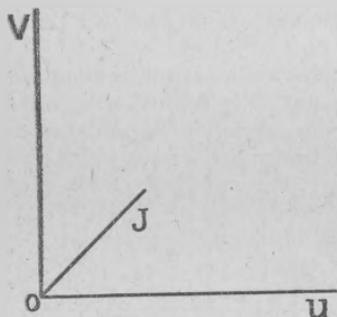


Fig. 266.

On a donc :

$$J = f(U, V).$$

Rapporté à un système de trois axes de coordonnées rectangulaires ( $o UVJ$ ), le point  $M$  dont les coordonnées  $UVJ$  sont liées par cette relation décrit une surface  $S$ . C'est la surface caractéristique.

Les courbes ci-dessus ne sont autres que les projections sur les plans ( $UJ$ ) et ( $VJ$ ) des courbes intersections de la surface  $S$  par des plans respectivement parallèles à ces plans de coordonnées.

Le point  $M$  ( $UVJ$ ) qui définit l'état électrique du système s'appelle le point de fonctionnement dans l'espace. Il est particulièrement commode de considérer la projection de ce point sur le plan ( $UJ$ ).

Le point  $P$  ainsi obtenu s'appelle aussi point de fonctionnement.

Lorsque l'on fait varier deux des coordonnées  $U$  et  $V$  par exemple, la troisième  $J$  varie comme l'indique l'équation ci-dessus. Le point

M décrit une courbe C tracée sur la surface caractéristique et le point P décrit dans le plan (UJ) une courbe qui est la projection sur ce plan de la courbe C.

L'une ou l'autre de ces courbes définit l'évolution du système.

*Résistance intérieure. — Facteur d'amplification.*

Donnons à U et V des valeurs déterminées  $U_0$  et  $V_0$ .

Le courant prend une valeur  $J_0$ . Soit  $M_0$  le point de fonctionnement correspondant.

Supposons que l'on donne ensuite aux tensions de grille et de plaque de petites variations  $u$  et  $v$  (1). Il en résulte pour le courant de plaque une petite variation  $j$ .

Et il vient :

$$J_0 + j = f(U_0 + u, V_0 + v).$$

Si les variations  $u$  et  $v$  sont très petites, on peut en développant cette expression négliger les termes de degré supérieur à 1.

Cela revient à substituer à la surface S le plan tangent à cette surface au point M.

On obtient ainsi :

$$j = \left( \frac{\partial J}{\partial U} \right)_{U_0} u + \left( \frac{\partial J}{\partial V} \right)_{U_0} v;$$

Posons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{\partial J}{\partial V} \right)_{U_0} = \rho, \\ \left( \frac{\partial J}{\partial U} \right)_{U_0} = \frac{k}{\rho}. \end{array} \right.$$

Il vient :

$$\boxed{\rho j = v + K u}$$

Les coefficients  $\rho$  et K sont en général variables tout le long de la surface. Toutefois de l'examen des réseaux des caractéristiques il résulte que, sur une portion assez étendue correspondant à des tensions moyennes de grille faibles, et à des tensions moyennes de plaque suffisamment élevées cette surface se confond très sensiblement avec un plan. Les sections de cette surface par des plans parallèles aux plans (UJ) et (VJ) sont en effet des courbes sensiblement rectilignes sur une grande partie de leur longueur.

(1) Variations petites par rapport à l'amplitude du courant de saturation.

Tant que le point de fonctionnement M se déplace dans cette région, et par suite tant que le point P se déplace dans la région des caractéristiques rectilignes, on peut donc assimiler la surface S à un plan. Les coefficients  $\rho$  et K sont alors constants, et la relation

$$\rho j = v + Ku$$

reste vraie pour des valeurs notables des variations  $uvj$  et non plus seulement pour des valeurs très petites.

La relation précédente montre que la variation du courant dans le circuit de plaque est la même que celle que l'on obtiendrait dans un conducteur ordinaire de résistance ohmique  $\rho$  entre les bornes duquel on appliquerait une différence de potentiel :  $v + Ku$ .

Elle montre aussi qu'une variation  $u$  de la tension de grille, pour une tension de plaque invariable ( $v = 0$ ) produit la même variation de courant  $j$  qu'une variation  $k$  fois plus grande de la tension de plaque, à tension de grille constante ( $u = 0$ ).

Nous voyons ainsi apparaître la propriété essentielle de la lampe à trois électrodes : une faible variation de la tension de grille donne une variation notable du courant de plaque. *La lampe à trois électrodes est un relais extrêmement sensible.*

— Le coefficient  $\rho$  a les dimensions d'une résistance.

On lui donne le nom de *résistance intérieure* de la lampe.

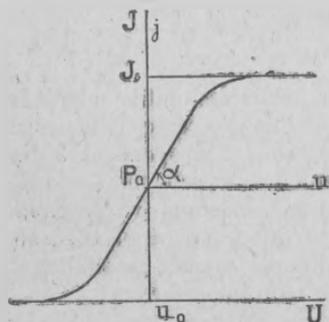
— Le coefficient K s'appelle le *facteur d'amplification en volts*.

— Le rapport  $\frac{K}{\rho}$  s'appelle le *facteur d'amplification en ampères*.

Le circuit de plaque intérieur à la lampe peut être considéré comme un circuit de résistance constante  $\rho$  sur lequel agit outre la tension  $v$ , une tension  $Ku$  proportionnelle à la tension de grille.

Les valeurs de  $\rho$  et K se déduisent des inclinaisons des droites sur les tracés expérimentaux des caractéristiques.

Les pentes des caractéristiques sont en effet :



— Pour les caractéristiques de courant de plaque à tension de plaque constante :

$$\text{tg } \alpha = \frac{\partial J}{\partial U} = \frac{K}{\rho}$$

Fig. 267.

— Pour les caractéristiques de courant de plaque à tension de grille constante :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\partial J}{\partial V} = \frac{1}{\rho}$$

D'où l'on déduit :

$$\left\{ \begin{aligned} \rho &= \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \\ K &= \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} \end{aligned} \right.$$

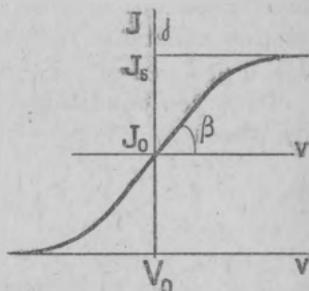


Fig. 268.

Pour les lampes les plus courantes qu'utilise la radiotélégraphie militaire,  $\rho$  est de l'ordre de 15 à 25000 ohms et  $K$  de l'ordre de 10.

*Remarque.* — Nous avons vu que les caractéristiques de courant de plaque à tension de plaque constante sont, sur une grande étendue, des courbes parallèles qui se déplacent vers les abscisses négatives, de quantités proportionnelles aux accroissements de la tension de plaque. Cela est vrai non seulement pour les parties rectilignes des caractéristiques, mais aussi pour les parties courbes par lesquelles elles se raccordent aux droites  $J=0$  et  $J=J_s$ .

Si nous considérons par exemple deux caractéristiques correspondant aux tensions de plaque  $V$  et  $V + \Delta V$  nous voyons que la seconde est décalée vers la gauche de la première d'une quantité  $\Delta U$  proportionnelle à  $\Delta V$ . Le rapport  $\frac{\Delta U}{\Delta V}$  est constant tout le long de la caractéristique.

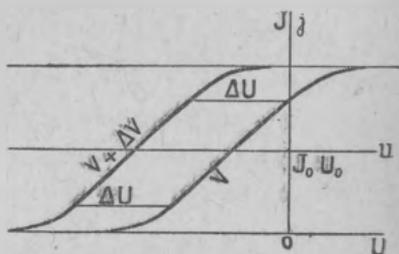


Fig. 269.

A la limite lorsque  $\Delta U$  tend vers zéro, on a encore :

$$\frac{dV}{dU} = C^{te};$$

Or l'équation de la surface donne pour un courant de plaque constant :

$$dV + K dU = 0;$$

donc :

$$\frac{dV}{dU} = -K = C^{te}.$$

Il s'ensuit que le coefficient d'amplification en volts  $K$  est une constante non seulement dans les parties rectilignes des caractéristiques mais aussi dans les parties courbées par laquelle elles se raccordent aux droites  $J = 0$  et  $J = J_s$ .

Seule varie dans ces régions, la résistance intérieure de la lampe  $\rho$ . Cette variation est d'ailleurs extrêmement rapide, et nous pourrions dans beaucoup de cas assimiler les caractéristiques à tension de plaque constante à des droites brusquement interrompues pour  $J = 0$  et  $J = J_s$ .

Dans ces conditions la surface caractéristique est une portion du plan :

$$\rho J = V + KU$$

Ce plan passe par l'origine comme le montre le réseau des caractéristiques à tension de grille constante mais la portion utile correspond à des tensions de plaque déjà grandes.

D'une manière générale dans la région correspondant à des caractéristiques du courant de plaque à tension de plaque constante parallèles, on peut assimiler la surface caractéristique à un cylindre d'équation :

$$J = f(V + KU).$$

Dans la partie centrale, ce cylindre est très aplati et peut être confondu avec le plan ci-dessus.

Dans la région correspondant aux coudes inférieurs des caractéristiques, il peut être représenté par l'équation :

$$J = A (V + KU)^{\frac{3}{2}}$$

$A$  est une fonction de  $K$  et du rayon de grille.

Dans tous les cas on voit que le courant de plaque ne dépend que de la combinaison  $(V + KU)$  que l'on appelle la tension totale.

#### *Influence du degré de vide.*

Les lampes dont nous avons indiqué les propriétés sont des lampes très vidées dans l'ampoule desquelles les charges sont presque uniquement transportées par les électrons: les charges des ions dues à l'ionisation par choc du gaz résiduel sont négligeables. Lorsque le vide est assez peu poussé, ces derniers interviennent, l'ionisation par choc produit des centres positifs, qui se déplacent dans le champ vers le filament et d'autres centres négatifs qui s'ajoutent aux électrons émis par le filament. Le courant entre le filament et la plaque est augmenté et la résistance de la lampe diminuée. La lampe devient donc un relais sensible mais aussi beaucoup plus capricieux. C'est le cas des lampes peu vidées construites d'abord sous le nom d'*audion* par de Forest.

Lorsqu'on trace la caractéristique de grille d'une lampe peu vidée, le courant de grille ne disparaît pas pour une tension très peu inférieure à celle de l'extrémité négative du filament. Ce courant s'inverse et la caractéristique de grille a la forme représentée ci-dessous. Le courant inversé est dû à un transport de charges positives et la mesure de son intensité est un moyen de juger du degré de vide de la lampe.

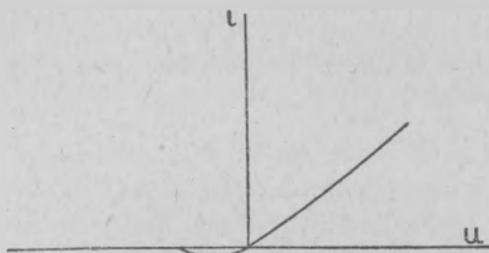


Fig. 270.

Lorsqu'une lampe est peu vidée, on ne peut élever beaucoup le potentiel de la plaque sans que, l'ionisation devenant intense des lueurs bleues apparaissent. Durant ces décharges, le courant entre les électrodes acquiert une très grande intensité mais la lampe perd toute sensibilité, c'est-à-dire que le courant de plaque devient presque indépendant des variations de tension de grille.

On obtient le relais le plus sensible lorsque, pour la tension de plaque et le courant de chauffage utilisés, ces lueurs bleues sont très près d'apparaître mais il est peu commode de rechercher par ce moyen une trop grande sensibilité qui expose la lampe à être mise temporairement ou même définitivement hors d'usage par des décharges trop intenses. Le degré de vide, à cause des gaz qui sont libérés ou absorbés par le réglage de la lampe, doit constamment être modifié.

Toutes les fois, et c'est le cas le plus général, qu'une sensibilité moyenne est suffisante, la lampe très vidée est beaucoup plus facile à employer et son fonctionnement est beaucoup plus régulier.

*Lampes à faible consommation.* — Il existe des modèles de lampes dans lesquelles on augmente l'émission d'électrons par le filament en recouvrant celui-ci d'une couche d'oxydes alcalino-terreux. La température du filament de ces lampes peut être alors considérablement diminuée mais il faut éviter un excès de chauffage qui provoquerait une émission trop intense, des décharges dans l'ampoule et une disparition très rapide du dépôt actif.

La plupart des lampes de réception sont des lampes à faible consommation.

*Emissions secondaires dans les lampes.* — Le réseau des caractéristiques que nous avons étudié jusqu'ici correspond à des valeurs assez faibles du potentiel de grille. En vue de certaines applications particulières des lampes triodes dans lesquelles la grille est susceptible

d'atteindre des tensions assez élevées, il est intéressant de se rendre compte de l'allure générale des caractéristiques dans les régions correspondantes. L'expérience montre que ces caractéristiques sont déformées et leur déformation peut s'expliquer par les émissions secondaires d'électrons dont la lampe est le siège. Voici en quoi consistent ces phénomènes d'émission secondaire.

La vitesse atteinte par un électron attiré par une électrode ne dépend que de la différence de potentiel entre cette électrode et l'électrode dont il est issu. Si l'on désigne par  $V$  cette différence de potentiel, par  $m$  la masse de l'électron, par  $e$  sa charge, par  $v$  sa vitesse d'impact, on a :

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV.$$

Si cet électron tombe sur une électrode métallique, et si sa vitesse est telle que  $V$  soit de l'ordre d'une quinzaine de volts, la surface métallique est susceptible d'émettre à son tour des électrons. Ce sont des électrons secondaires. L'émission secondaire augmente avec  $V$ . Elle dépend de la nature du métal, et sans doute aussi des gaz occlus.

Pour le nickel, le nombre d'électrons secondaires paraît être proportionnel à la vitesse  $v$  de l'électron primaire.

Toutefois les électrons chassés du métal par l'électron primaire n'ont qu'une faible vitesse initiale. Pour mettre en évidence l'émission secondaire, il faut qu'intervienne un champ extérieur, par exemple le champ dû à une troisième électrode portée à un potentiel supérieur à celui de l'électrode d'émission.

La grille et la plaque d'une lampe sont des électrodes métalliques, bombardées par les électrons primaires issus du filament. On conçoit donc que pour des valeurs convenables des tensions de grille et de plaque, la lampe puisse être le siège d'émissions secondaires par l'une ou l'autre électrode.

Considérons une caractéristique du courant de plaque à tension de plaque constante  $V_0$  telle que pour des valeurs relativement faibles de la tension de grille la saturation soit atteinte. Faisons croître la tension de grille. A partir d'une certaine valeur  $U_1$  déjà grande se produit l'émission secondaire.

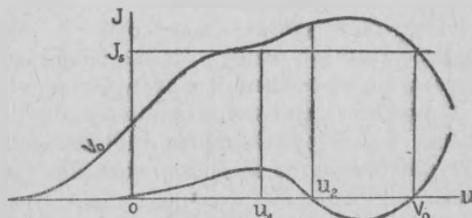


Fig. 274.

Les deux électrodes, grille et plaque peuvent émettre des électrons; mais tant que le potentiel de la grille est inférieur à celui de la plaque, les électrons ne sortent pas de la plaque.

Par contre les électrons secondaires émis par la grille sont attirés par la plaque. Au courant électronique normal provenant du filament se superpose le courant électronique secondaire provenant de la grille. Le courant total de plaque dépasse la valeur du courant de saturation.

En même temps le courant de grille diminue. Pour une tension  $U_3$ , ce courant s'annule et peut ensuite s'inverser si l'on fait encore croître la tension de grille, la grille émettant alors plus d'électrons qu'elle n'en reçoit du filament.

Lorsque la tension de grille atteint la valeur de la tension de plaque  $V_0$ , l'émission secondaire de la grille s'annule. Le courant de grille s'annule.

Enfin lorsque la tension de grille dépasse la tension de plaque, ce sont les électrons secondaires émis par la plaque qui sont attirés par la grille. Le courant se retranche du courant électronique normal. Le courant total de plaque diminue rapidement, en même temps que croît le courant de grille. Les caractéristiques du courant de plaque et du courant de grille ont l'allure indiquée par la figure ci-dessus.

## B. LES FONCTIONS DE LA LAMPE À TROIS ÉLECTRODES.

La lampe à trois électrodes est susceptible d'applications variées qui dérivent toutes de trois fonctions essentielles :

- La fonction détectrice.
- La fonction amplificatrice.
- La fonction génératrice d'oscillations.

La première est liée à la forme des caractéristiques.

Les deux autres sont liées à la propriété qu'a la lampe d'être un relais très sensible, et quasi instantané, dont le circuit de grille et le circuit de plaque constituent respectivement les circuits d'entrée et de sortie.

La *qualité* de la détection supérieure à la détection de la lampe à deux électrodes est due également au fonctionnement en relais.

Nous allons étudier successivement les trois fonctions essentielles de la lampe à trois électrodes.

### 1° La lampe détectrice.

Nous avons vu en étudiant le principe de la détection qu'un détecteur est un conducteur qui ne suit pas la loi d'Ohm, c'est-à-dire dont la caractéristique représentant les variations du courant en fonction de la tension aux bornes n'est pas une droite.

Nous avons vu en outre qu'il y avait intérêt à choisir le point de fonctionnement dans les régions de forte courbure. Or les caractéristiques de plaque et de grille de la lampe à trois électrodes présentent en certains points de fortes courbures.

La lampe à trois électrodes peut donc fonctionner en détecteur soit par la courbure de la caractéristique de plaque soit par la courbure de la caractéristique de grille.

a. *Détection par la courbure de la caractéristique de plaque.* — Pour monter une lampe en détecteur, on applique au circuit de grille (circuit d'entrée), la f. e. m. engendrée par les oscillations de haute fréquence, et l'on recueille dans le circuit de plaque (circuit de sortie) les oscillations détectées.

Si l'amplitude des oscillations reçues est modulée à fréquence audible, le courant détecté est aussi modulé à fréquence audible, et peut actionner un téléphone. On peut intercaler ce téléphone directement dans le circuit de plaque, ou dans un circuit couplé avec celui-ci.

Il faut en outre régler la tension de grille à une valeur convenable pour que le point de fonctionnement soit dans une région courbe de la caractéristique de plaque.

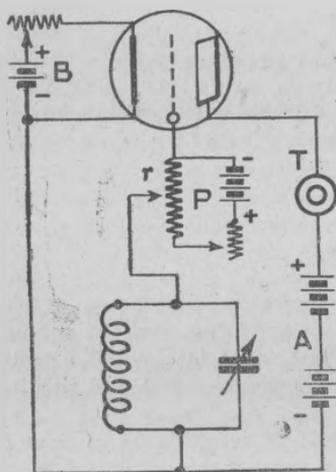


Fig. 272.

Pour cela nous devons intercaler dans le circuit de grille un potentiomètre P.

Ce potentiomètre est constitué par deux résistances en série dont l'une  $r$  est intercalée dans le circuit de grille.

Une pile placée aux bornes de ces deux résistances donne un courant  $i_0$  dans la résistance  $r$ , ce qui élève ou abaisse le potentiel de grille d'une quantité égale à la chute ohmique de tension  $ri_0$ .

En réglant convenablement la résistance  $r$  on règle la valeur du courant  $i_0$  et par suite la chute de tension  $ri_0$ .

Le meilleur moyen de régler le potentiomètre est d'écouter les signaux au téléphone. Ce réglage peut varier au cours de l'expérience par suite de la variation des tensions de chauffage et de plaque, qui entraîne la déformation de la caractéristique.

Cela étant, nous pouvons remarquer qu'il existe deux régions courbes de la caractéristique de plaque, c'est-à-dire deux positions possibles du point de fonctionnement pour la détection.

L'une d'elles correspond à une faible valeur de la tension de grille pour laquelle le courant dans le circuit de grille reste nul comme l'indique la caractéristique de grille.

L'autre position du point de fonctionnement correspond à une valeur notable de la tension de grille pour laquelle le courant dans le circuit de grille n'est pas nul.

Dans le premier cas la lampe détectrice n'emprunte aucune énergie aux oscillations reçues. Elle fonctionne en détecteur de potentiel.

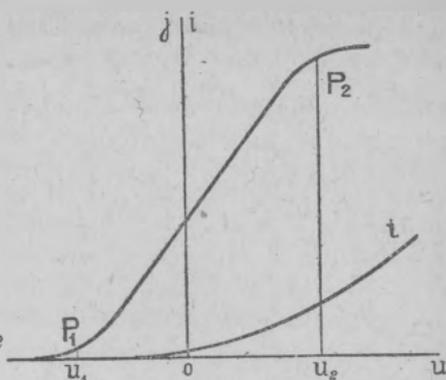


Fig. 273.

Dans le second cas, le courant de grille entraîne une consommation d'énergie qui est empruntée aux oscillations reçues, ce qui augmente leur amortissement.

Il y a donc intérêt dans la détection par courbure de la caractéristique de plaque, à choisir le point de fonctionnement dans la partie inférieure de la caractéristique (1).

— Ce procédé de détection présente l'inconvénient de nécessiter l'emploi d'un potentiomètre pour ajuster la tension de grille. On peut s'affranchir de cette condition en utilisant non plus la courbure de la caractéristique de plaque mais celle de la caractéristique de grille.

b. *Détection par la courbure de la caractéristique de grille.* — La caractéristique de grille à tension de plaque constante présente une partie courbe à l'origine, qui peut être utilisée pour la détection.

Plaçons-nous dans des conditions telles que le point de fonctionnement en l'absence d'oscillations soit dans la région courbe de cette caractéristique près de l'origine. Il n'est pas nécessaire pour cela d'utiliser un potentiomètre. Il suffit de relier la grille au pôle positif  $o'$  du filament par une résistance sans self-induction  $r$  d'environ 4 mégohms.

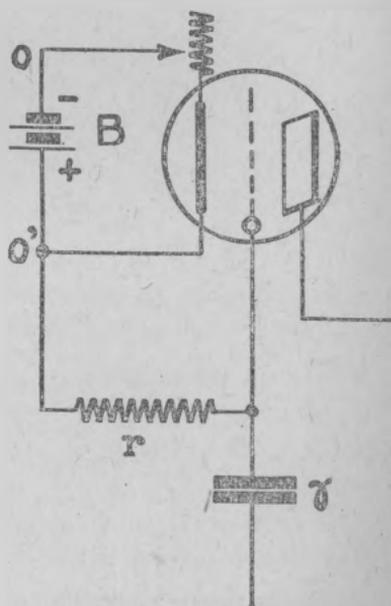


Fig. 274.

(1) Rappelons que dans ces conditions le détecteur fonctionne comme détecteur intégrateur pour de petites amplitudes de la tension de grille. Pour de grandes amplitudes, il fonctionne à la fois en détecteur intégrateur et en détecteur de tension.

Comme la résistance  $r$  aurait pour effet d'amortir considérablement les oscillations du circuit de grille, on dispose sur ce circuit un condensateur  $\gamma$  de  $\frac{0,02}{1000}$  à  $\frac{0,05}{1000}$  de microfarad pour transmettre ces oscillations.

Si nous désignons par  $U_0$  la chute ohmique de tension dans le filament (environ 4 volts pour les lampes R. M. ordinaires) le potentiel de la grille  $u_0$  est supérieur au potentiel du point  $o$  et un courant  $i_0$  prend naissance dans le circuit de grille. Le passage de ce courant dans la résistance  $r$  crée entre les bornes de cette résistance une différence de potentiel  $ri_0$ .

La tension de grille évaluée en prenant pour origine le potentiel du point  $o$  a pour valeur :

$$u_0 = U_0 - ri_0$$

Le point de fonctionnement  $P_0$  en l'absence d'oscillations est donc déterminé par l'intersection de la caractéristique et de la droite  $U_0 P_0$  d'équation :

$$u = U_0 - ri$$

En fait  $r$  étant très grand,  $u_0$  est très petit et le point  $P_0$  est peu éloigné de l'origine  $A$  de la caractéristique.

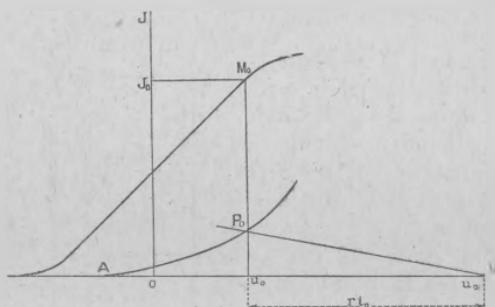


Fig. 275.

Cela étant, examinons comment se comporte un tel dispositif lorsque le circuit de grille est le siège d'oscillations de haute fréquence.

A la tension moyenne de grille se superpose une tension alternative à haute fréquence d'amplitude  $U$ .

Deux cas sont à considérer selon la grandeur de cette amplitude.

1° La tension de grille de haute fréquence est de faible amplitude.

— Supposons tout d'abord que l'amplitude de la tension de grille de haute fréquence soit assez faible pour que l'abscisse du point

de fonctionnement pendant les oscillations n'atteigne pas le point A origine de la caractéristique.

S'il en est ainsi, la lampe fonctionne en détecteur intégrateur. Lorsque le potentiel de grille varie à haute fréquence, par suite de la courbure de la caractéristique, l'amplitude du courant de grille correspondant aux alternances positives de la tension est plus grande que l'amplitude correspondant aux alternances négatives.

Il y a donc détection dans le circuit de grille.

Le passage du courant de grille détecté dans la résistance  $r$  fait baisser la tension moyenne de grille. Le point de fonctionnement vient de  $P_0$  en  $P'_0$ , sur la droite  $U_0P_0$ .

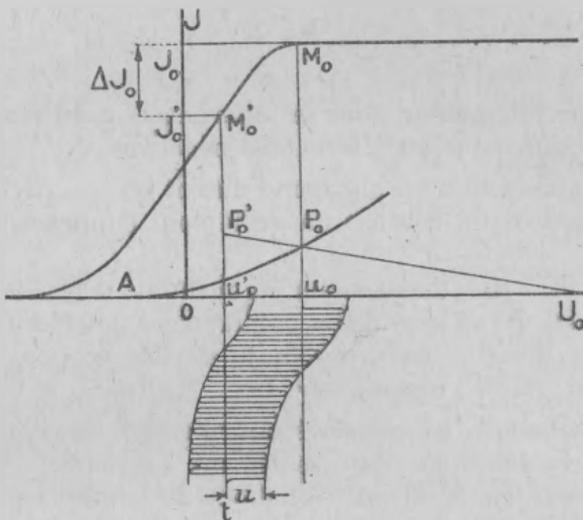


Fig. 276.

A la nouvelle valeur de la tension moyenne de grille  $U'_0$  correspond une nouvelle valeur  $J_0$  du courant de plaque inférieur à  $J_0$ .

La détection se traduit donc par une diminution du courant de plaque :

$$J_D = \Delta J_0 = J_0 - J'_0 = \frac{K}{\rho} \Delta U_0.$$

2° La tension de grille de haute fréquence est de grande amplitude.

— Supposons maintenant que l'amplitude de la tension de haute fréquence appliquée à la grille soit assez grande pour que l'abscisse du point de fonctionnement pendant les oscillations dépasse le point A origine de la caractéristique.

Dans ce cas comme nous l'avons vu, la lampe fonctionne à la fois

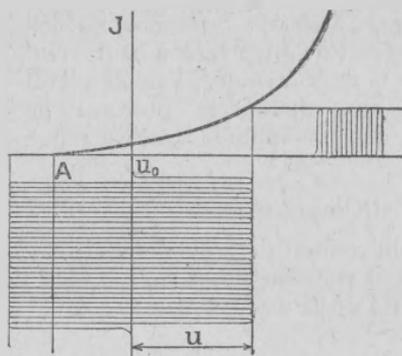


Fig. 277.

en détecteur intégrateur pour les alternances positives et en détecteur de tension pour les alternances négatives.

L'effet de détection est augmenté du fait qu'une partie des alternances négatives du courant de grille sont supprimées.

*Remarque I.* — Le condensateur  $\gamma$  qui shunte la résistance  $r$  a pour but de transmettre à la grille les oscillations à détecter dont l'amplitude serait considérablement réduite si elles ne pouvaient passer que dans la grande résistance  $r$ .

Si les oscillations transmises à la grille ont une amplitude constante, ce condensateur doit seulement satisfaire à la condition de transmettre aisément les oscillations de haute fréquence.

Il suffit alors que sa capacité soit grande vis-à-vis de la très petite capacité interne du circuit de grille (capacité grille-filament). Mais il n'en est pas ainsi, si l'on reçoit au téléphone. Les oscillations transmises à la grille sont des oscillations de haute fréquence modulées à fréquence audible, soit à l'émission, soit à la réception, et la détection fait apparaître dans le circuit de grille deux courants différents : un courant de haute fréquence et un courant de basse fréquence.

Pour que la détection soit bonne, il faut que ce courant de basse fréquence passe en majeure partie dans la résistance  $r$ . Il faut donc que l'impédance  $\frac{1}{\gamma\Omega}$  opposée à ce courant par le condensateur  $\gamma$  soit très supérieure à la résistance  $r$ .

Le condensateur  $\gamma$  doit donc satisfaire à une double condition : Être assez grand pour écouler aisément la haute fréquence. Être assez petit pour arrêter suffisamment la basse fréquence.

Pratiquement sa capacité est de quelques cent-millièmes de microfarads.

*Remarque II.* — La résistance  $r$  étant très supérieure à celle du circuit extérieur de grille, il est indifférent de connecter l'une des extrémités à une borne du condensateur ou directement au pôle positif de la batterie de chauffage.

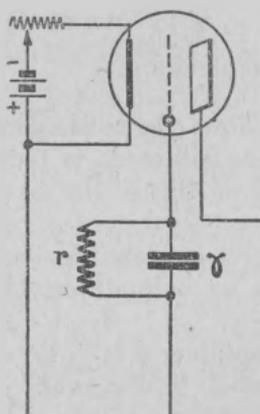


Fig. 278.

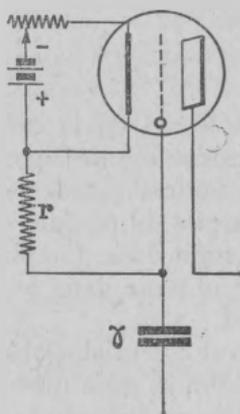


Fig. 279.

*Avantages de la lampe détectrice.* — La lampe à trois électrodes présente sur les détecteurs à galène des avantages très notables.

Dans la détection par galène, l'énergie fournie au téléphone est empruntée aux oscillations reçues et il en résulte un amortissement important. Le courant de résonance est plus faible et la syntonie moins aiguë. La sensibilité et la sélection sont réduites.

Dans la détection par la lampe ces inconvénients disparaissent. L'énergie consommée dans le téléphone est entièrement fournie par la pile du circuit de plaque.

Nous avons vu en effet que dans le cas de la détection par la courbure de la caractéristique de plaque on utilise toujours le coude inférieur de la caractéristique. Dans ces conditions, le potentiel de la grille est inférieur au potentiel du filament et aucun courant n'est débité dans le circuit de grille. Dans la détection par la courbure de la caractéristique de grille, il est nécessaire qu'il y ait un courant de grille, mais ce courant est extrêmement faible, beaucoup plus faible que celui qui, pour une même différence de potentiel, traverse un détecteur à galène. La résistance de la galène est en effet de l'ordre de quelques milliers d'ohms, tandis que la résistance intérieure du circuit grille atteint plusieurs centaines de mille ohms.

Il suffit donc de la mise en jeu d'une quantité d'énergie extrêmement petite dans le circuit d'entrée de la lampe détectrice pour déclencher dans le circuit de sortie une énergie suffisante pour actionner le téléphone.

La lampe à trois électrodes est donc plus sensible que la galène (1). Elle est également plus sélective, du fait que l'amortissement du circuit de réception est beaucoup plus faible.

Ces propriétés sélectives qui tiennent à ce que la lampe est à la fois un détecteur et un relais constituent le principal avantage de la lampe détectrice.

## 2° La lampe amplificatrice.

La forme de la caractéristique de plaque de la lampe à trois électrodes montre que des variations très faibles de la tension de grille entraînent des variations notables de l'intensité du courant de la pile de plaque.

Il suffit donc d'appliquer à la grille la tension variable à amplifier pour obtenir dans le circuit de plaque un courant variable assez grand.

Il est essentiel d'observer qu'il faut appliquer à la grille non pas un courant, mais une différence de potentiel. Si donc nous voulons amplifier à nouveau le courant obtenu dans le circuit de plaque, en utilisant une deuxième lampe amplificatrice, il est nécessaire d'appliquer à la grille de cette lampe la différence de potentiel obtenue, soit par la chute ohmique du courant de plaque dans une grande résistance, soit au moyen d'un transformateur.

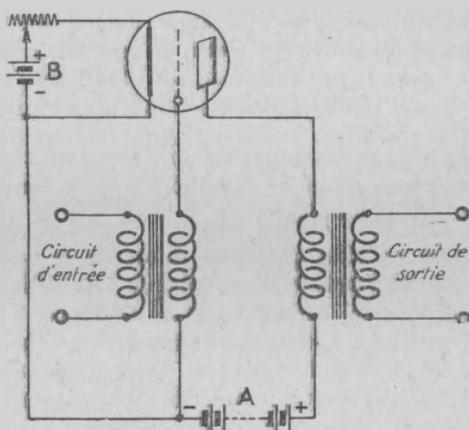


Fig. 280.

Nous étudierons en détail, au Chapitre XI (Applications des tubes à vide) les différents montages utilisés pour associer les lampes amplificatrices.

(1) Toutefois pour les ondes courtes ou très courtes, les capacités entre la plaque et la grille, et entre les électrodes dérivent une partie des oscillations et la sensibilité de la détection peut être notablement diminuée.

Les amplificateurs utilisant les lampes à trois électrodes constituent des relais très sensibles et très fidèles n'ayant aucun organe mécanique et aucune inertie, et pouvant suivre les fréquences extrêmement élevées employées en radiotélégraphie aussi bien que les basses fréquences des courants téléphoniques.

*Caractéristique dynamique d'une lampe amplificatrice.* — Pendant le fonctionnement de la lampe amplificatrice, le point de fonctionnement ne reste pas en général sur la caractéristique statique.

La caractéristique statique du courant de plaque en fonction de la tension de grille a été tracée expérimentalement en laissant invariable la tension de plaque, c'est-à-dire en supposant qu'il n'y avait aucune impédance dans le circuit extérieur de la plaque.

En fait, il y a toujours une impédance; celle du téléphone, ou du système de liaison avec la lampe suivante dans le cas d'amplificateur à plusieurs étages d'amplification.

Cette impédance a pour effet de produire un déphasage entre le courant et la tension de plaque.

Il en résulte que le point de fonctionnement au lieu de se déplacer sur la caractéristique statique du point de fonctionnement initial décrit une courbe fermée qu'on appelle la *caractéristique dynamique* de la lampe amplificatrice.

Si le point P ne pénètre pas dans les parties courbées des caractéristiques statiques, cette courbe fermée est une ellipse de centre  $P_0$  dont le grand axe est plus incliné que la caractéristique statique du point  $P_0$  (1).

(1) On a en effet, en employant la notation vectorielle :

$$\begin{cases} \rho J = V + KU \\ V = ZJ \end{cases} \quad Z = R + iS \quad (i = \sqrt{-1})$$

d'où :

$$J = \frac{KU}{(R + \rho) + iS} = \frac{KU}{Z'}$$

D'où l'on déduit les équations paramétriques de la caractéristique :

$$\begin{cases} u = U_0 \sin \omega t \\ j = \frac{KU_0}{Z'} \sin(\omega t - \varphi) \end{cases} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{S}{R + \rho}$$

L'élimination de  $t$  entre ces 2 équations donne l'équation cartésienne de la caractéristique.

On trouve :

$$u^2 - 2 \frac{Z'}{K} \cos \varphi \cdot u \cdot j + \frac{Z'^2}{K^2} j^2 = U_0^2 \sin^2 \varphi$$

Cette ellipse est d'autant plus aplatie que la réactance du circuit de plaque est plus faible. Lorsque cette réactance est nulle, l'ellipse se réduit à une droite :

$$j = \frac{Ku}{R + \rho}$$

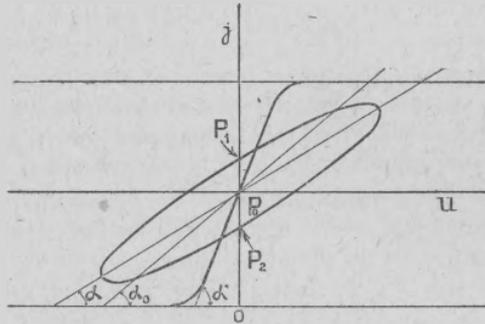


Fig. 281.

Cette droite est un peu plus inclinée sur l'axe des  $u$  que la caractéristique statique :

$$j = \frac{Ku}{\rho}$$

Dans le cas général où la réactance du circuit de plaque n'est pas nulle, le grand axe de l'ellipse est plus incliné encore que la droite ci-dessus.

*Distorsion.* — Les phénomènes de distorsion seront étudiés en détail au chapitre XII (Radiotéléphonie). Il est essentiel pourtant d'indiquer dès maintenant en quoi consistent ces phénomènes, et comment ils se manifestent dans la lampe amplificatrice.

Le courant microtéléphonique, de basse fréquence, ou le courant de haute fréquence modulé par la parole ou par la musique peuvent être considérés comme dus à la superposition de courants d'amplitudes et de pulsations différentes.

On peut mettre l'un ou l'autre sous la forme :

$$i = \sum I_p \sin (p\omega t + \varphi_p).$$

Pour amplifier ce courant, il suffit d'appliquer à la grille d'une lampe une tension qui lui soit proportionnelle.

Supposons que cela soit réalisable.

Nous aurons par exemple :

$$u = \sum U_p \sin (p\omega t + \varphi_p).$$

A la tension composante  $U_p$ , correspond un courant de plaque dont l'amplitude est :

$$I_p = \frac{KU_p}{\sqrt{(\rho + R)^2 + S_p^2}};$$

$S_p$  étant la réactance du circuit extérieur de plaque, pour la pulsation  $p\omega$ .

Nous venons de voir que le point de fonctionnement décrit alors une ellipse sur le réseau des caractéristiques. Les dimensions de cette ellipse et son inclinaison dépendent de la fréquence des oscillations. Elle est en général très aplatie, et nous supposons pour simplifier qu'elle se réduit à son grand axe, qui est très sensiblement dirigé selon la droite définie par l'équation ci-dessus.

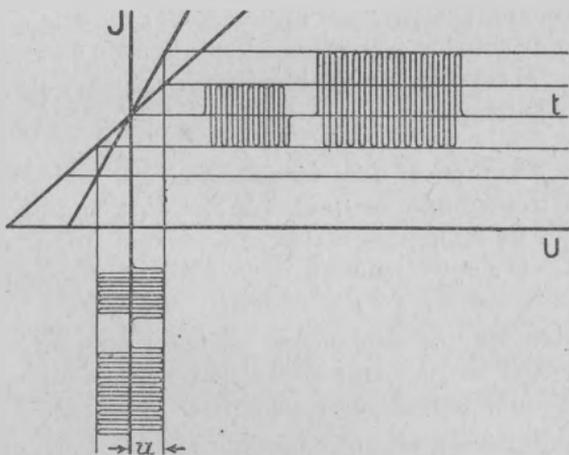


Fig. 282.

Cette droite dont la pente est :

$$\text{tg } \alpha = \frac{K}{\sqrt{(\rho + R)^2 + S_p^2}}$$

est d'autant plus inclinée sur l'axe OU que la pulsation  $p\omega$  est plus grande. Il s'ensuit que des tensions sinusoïdales de même amplitude U mais de fréquences différentes appliquées à la grille donnent des courants de plaque ayant mêmes fréquences respectives mais des amplitudes différentes.

Toutes les fréquences ne sont pas également représentées.

Dans le circuit de sortie la résultante de tous les courants composants n'est donc pas un courant de même forme que la tension aux bornes du circuit d'entrée.

On dit qu'il y a *distorsion*.

Comme on le voit cette distorsion qui est préjudiciable à la qualité de l'amplification est due à la présence d'une réactance dans le circuit extérieur de plaque de la lampe.

Elle est évidemment d'autant plus faible que cette réactance est plus petite vis-à-vis de la résistance ( $\rho + R$ ).

— Une autre cause de distorsion peut être due à ce que le point de fonctionnement, au cours des oscillations, pénètre dans les parties courbes des caractéristiques. Dans ces conditions, la relation entre le courant de plaque et la tension de grille n'est plus linéaire et par suite les différentes composantes sont inégalement amplifiées. Aussi convient-il de faire en sorte que le point de fonctionnement moyen soit situé au milieu de la caractéristique de plaque, et d'éviter que la tension de grille prenne de trop grandes valeurs. Il est facile de satisfaire à la première condition en appliquant à la grille une tension continue convenable.

Par contre, lorsqu'il s'agit d'amplifier des courants déjà notables, la tension de grille peut prendre des valeurs considérables et le point de fonctionnement peut atteindre des régions où les caractéristiques sont courbes, ou même déformées du fait des émissions secondaires. Il est alors préférable d'avoir recours à des lampes spéciales à plusieurs grilles.

*Amorçage d'oscillations dans les amplificateurs.* — Lorsque l'amplification est très grande, ce qui est le cas d'un amplificateur à plusieurs étages de lampes, il arrive très souvent que des oscillations s'amorcent et s'entretiennent dans les circuits d'entrée et de sortie.

On constate que ce phénomène est dû à un couplage entre les circuits d'entrée et de sortie de l'appareil. Ce couplage peut être magnétique ou électrostatique ou mixte.

On dit qu'il y a *réaction* entre les deux circuits.

Imaginons par exemple qu'on crée un couplage magnétique entre le circuit d'entrée et le circuit de sortie d'un amplificateur et faisons varier le couplage c'est-à-dire la valeur du coefficient d'induction mutuelle  $M$ .

On constate que lorsque le coefficient  $M$  a un certain signe, l'amplification est toujours diminuée quelle que soit la grandeur du couplage. Si l'on inverse alors les connexions de l'une des bobines, c'est-à-dire si l'on change le signe de  $M$  et si l'on fait croître le couplage, on observe d'abord un accroissement d'amplification qui peut devenir considérable. Puis pour une certaine valeur du couplage, des oscillations prennent naissance dans l'appareil.

L'amplificateur est devenu un oscillateur. La fréquence des oscillations dépend des caractéristiques des circuits couplés. Si cette fréquence est audible, l'amplificateur « hurle », et devient inutilisable.

Si les oscillations sont de haute fréquence, l'amplificateur devient insensible. Les tensions de grille et de plaque varient entre de larges limites; le point de fonctionnement se déplace sur la caractéristique, atteint des régions horizontales, et l'amplification disparaît.

On doit donc s'efforcer de contrarier l'amorçage de ces oscillations.

### 3° La lampe génératrice d'oscillations.

Les oscillations naturelles d'un circuit comprenant résistance, self-induction et capacité sont des oscillations amorties. Nous avons vu que l'énergie préalablement accumulée dans le condensateur, se transforme au cours de la décharge, en passant alternativement de l'état électrique à l'état magnétique. Si le circuit ne rayonne pas, cette énergie se dissipe peu à peu en se transformant en chaleur. Si le circuit est rayonnant, son énergie se transforme en chaleur et en énergie rayonnée sous forme d'ondes électromagnétiques.

Cette perte d'énergie se traduit par le fait que l'amplitude des oscillations diminue rapidement. Au bout d'un temps pratiquement très court toute l'énergie du circuit est dissipée : Le circuit cesse d'osciller.

Nous avons montré l'analogie du phénomène avec celui des oscillations d'un pendule dans un milieu résistant. L'énergie du pendule, à l'état potentiel lorsqu'il est maintenu en dehors de sa position d'équilibre se dissipe peu à peu en chaleur pendant les oscillations, en se transformant alternativement en énergie cinétique et en énergie potentielle.

Nous allons reprendre l'exemple du pendule et poursuivant cette analogie montrer comment il est possible de réaliser des oscillations électriques dont l'amplitude reste invariable, c'est-à-dire des oscillations entretenues, par l'emploi de la lampe à trois électrodes.

Le pendule d'une horloge nous donne en effet une représentation concrète d'un mouvement pendulaire entretenu. L'énergie perdue à chaque oscillation lui est restituée par l'échappement. Elle lui est fournie par une source d'énergie potentielle auxiliaire, poids ou ressort, périodiquement libéré par le pendule lui-même à l'instant convenable.

L'entretien des oscillations d'un circuit électrique par la lampe à trois électrodes est tout à fait comparable à l'entretien des oscillations du pendule d'horloge.

La grille joue le rôle du dispositif d'échappement.

La pile de circuit de plaque joue le rôle du poids ou du ressort moteurs.

Couplons le circuit oscillant dont nous voulons entretenir les oscillations, d'une part avec le circuit de grille, d'autre part avec le circuit de plaque.

Imaginons qu'une perturbation électrique, provoquée par exemple par l'allumage de la lampe et l'appel du courant de plaque qui en résulte, trouble l'équilibre du circuit oscillant, tout comme un léger choc initial déclanche le pendule d'une horloge.

Les oscillations électriques de petite amplitude qui prennent naissance induisent dans le circuit de grille, par le fait du couplage, une f. e. m. qui fait osciller le potentiel de la grille.

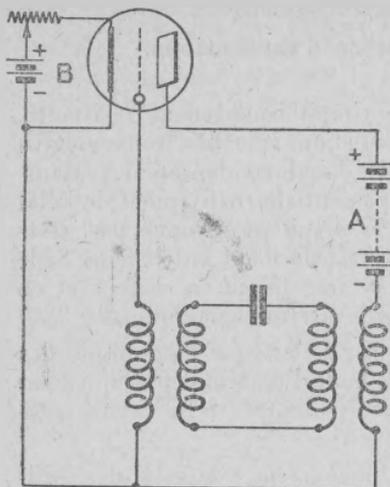


Fig. 283.

*La notion de résistance négative.* — Nous avons déjà introduit la notion de résistance négative en étudiant le régime oscillatoire de l'arc.

Cette notion ne répond pas à une réalité physique.

Toutefois il est dans certains cas commode de l'utiliser pour simplifier le langage.

Nous venons de voir que dans le cas de l'entretien des oscillations d'un circuit par la lampe à trois électrodes, une force électromotrice due au couplage entre les circuits de grille et de plaque apporte au circuit oscillant une énergie qui compense l'énergie perdue.

Désignons par  $e'$  cette force électromotrice, par  $i$  l'intensité du courant dans le circuit. Si nous supposons que  $e'$  est rigoureusement en phase avec  $i$ , nous pouvons poser :

$$e' = R'i$$

Et l'équation différentielle qui régit les oscillations du circuit s'écrit :

$$Ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = e' = R'i,$$

ou :

$$(R - R')i + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = 0.$$

Nous voyons donc qu'au lieu de dire : Une f. e. m. d'entretien est appliquée au circuit, il revient au même de dire : Une résistance négative  $-R'$  s'ajoute à la résistance propre du circuit.

C'est une manière de parler.

Tout se passe comme si le circuit avait une résistance apparente :

$$R = R_0 - R'$$

$R$  peut être positif, nul, ou négatif, suivant la valeur de  $R'$  (1).

*Remarque.* — Ainsi que nous l'avons déjà remarqué, la propriété que possède la lampe à trois électrodes de se prêter à l'entretien d'oscillations électriques, dérive de son fonctionnement en relais-amplificateur. Le circuit de grille n'est autre que le circuit d'entrée ; le circuit de plaque est le circuit de sortie et le circuit oscillant est un circuit intermédiaire qui crée un couplage entre ces deux circuits.

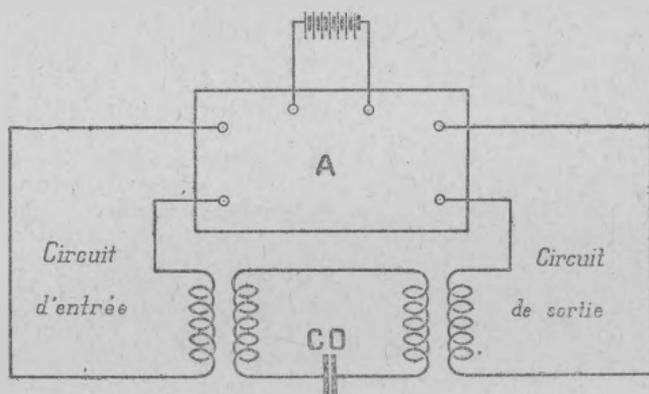


Fig. 284.

Nous avons vu que dans certaines conditions, la réaction du circuit de sortie sur le circuit d'entrée, qui se produit ici par l'intermédiaire du circuit oscillant, donne lieu à l'amorçage d'oscillations

(1) On fait un raisonnement analogue dans l'étude des courants alternatifs : Le circuit de résistance  $R$  et de self-induction  $L$  soumis à une f. e. m. e. est parcouru par un courant  $i$  tel que :

$$e - e' = Ri,$$

où  $e' = -L \frac{di}{dt}$  est une force contre-électromotrice d'induction.

Au lieu de dire que le circuit de résistance  $R$  est soumis aux forces  $e$  et  $e'$ , il revient au même, lorsque  $i$  est sinusoïdal de dire que le circuit soumis à la f. e. m.  $e$  a une résistance apparente :

$$Z = \sqrt{R^2 + L^2\omega^2}.$$

qui persistent indéfiniment. C'est bien ce qui se passe dans le montage général que nous avons indiqué.

Le couplage entre ces trois circuits peut être réalisé de différentes manières, soit que le circuit oscillant soit distinct des deux autres ou soit embroché dans l'un d'eux, ou bien commun aux deux circuits. La lampe à trois électrodes en tant que génératrice d'oscillations se prête à des combinaisons très variées.

Nous allons étudier quelques cas simples.

a. *Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de plaque et couplé par induction avec le circuit de grille.*

L'un des montages les plus simples consiste à embrocher le circuit oscillant dans le circuit de plaque, et à coupler la bobine de self-induction ou une portion de la bobine de self-induction de ce circuit, avec une bobine de self-induction intercalée dans le circuit de grille.

Proposons-nous de déterminer les conditions d'entretien des oscillations de ce système.

Soit :

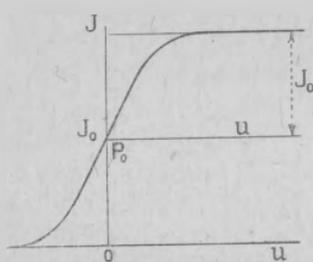


Fig. 285.

- $V_0$  la tension continue de plaque ;
- $v$  la tension variable de plaque ;
- $u$  la tension variable de grille ;
- $J_0$  le courant continu de plaque ;
- $j$  le courant variable de plaque ;
- $M$  le coefficient d'induction mutuelle entre les deux circuits.

Nous supposons nulle la tension continue de grille et nous ferons en sorte que le point de fonctionnement initial, en l'absence d'oscillations soit situé au milieu de la caractéristique de plaque, en  $P_0$ .

Nous admettrons en première approximation que les variations de la tension de grille sont assez petites pour que le point de fonctionnement reste pendant les oscillations sur la partie sensiblement rectiligne des caractéristiques de plaque.

Dans ces conditions  $K$  et  $\rho$  sont constants, et l'équation de la surface caractéristique rapportée à des axes dont l'origine est en  $P_0$  s'écrit :

$$\rho j = v + Ku$$

Désignons par  $i_1$  et  $i_2$  les intensités de courant dans la bobine et dans la capacité du circuit oscillant.

Nous négligeons le courant de grille dont l'intensité est très faible pour une tension de grille nulle.

Nous aurons alors les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho j = v + Ku, \\ j = i_1 - i_2, \\ u = -M \frac{di_1}{dt}, \\ v = -Ri_1 - L \frac{di_1}{dt}, \quad (1) \\ i_1 = C \frac{dv}{dt}. \end{array} \right.$$

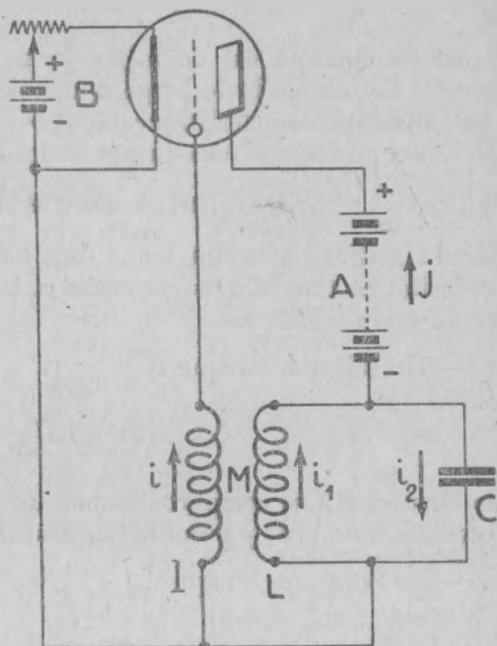


Fig. 286.

L'élimination de  $uj_2$  entre ces cinq équations, conduit à l'équation différentielle :

$$L \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left( R + \frac{L + KM}{C\rho} \right) \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{C} \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right) = 0.$$

Posons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{R} = R + \frac{L + KM}{C\rho}, \\ \mathcal{L} = L, \\ \mathcal{C} = \frac{C}{1 + \frac{R}{\rho}}. \end{array} \right.$$

(1) Nous prenons le signe - devant  $Ri_1$  et  $L \frac{di_1}{dt}$  parce que  $V$  désigne la différence de potentiel entre la plaque et le filament :  $V = V_P - V_F$ .  
D'après le sens choisi pour  $i_1$ , on a donc :

$$Ri_1 + L \frac{di_1}{dt} = V_F - V_P = -V.$$

L'équation s'écrit :

$$\mathcal{L} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \mathcal{R} \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{\mathcal{C}} = 0.$$

Cette équation est de même forme que celle déjà rencontrée lors de l'étude de la décharge d'un condensateur d'un circuit dont les constantes caractéristiques sont  $\mathcal{R}$ ,  $\mathcal{L}$ ,  $\mathcal{C}$ . Ces constantes sont liées aux caractéristiques du circuit donné par les relations ci-dessus.

En fait  $\frac{\mathcal{R}}{\rho}$  étant très petit devant l'unité on peut admettre que le circuit fictif et le circuit donné ont même self-induction et même capacité, et tout se passe comme si la résistance apparente avait seule été modifiée.

— On sait que lorsque :

$$\mathcal{R}^2 \geq 4 \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{C}}$$

le circuit fictif se comporte comme un circuit apériodique, aucune oscillation ne peut y prendre naissance.

— Au contraire lorsque :

$$\mathcal{R}^2 < 4 \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{C}}$$

le circuit est oscillant.

Cette condition s'écrit :

$$\frac{1}{\mathcal{K}} \left[ \mathcal{L} + \mathcal{C}\mathcal{R}\rho - 2\rho \sqrt{\mathcal{L}\mathcal{C} \left( 1 + \frac{\mathcal{R}}{\rho} \right)} \right] < -\mathcal{M}$$

$$< \frac{1}{\mathcal{K}} \left[ \mathcal{L} + \mathcal{C}\mathcal{R}\rho + 2\rho \sqrt{\mathcal{L}\mathcal{C} \left( 1 + \frac{\mathcal{R}}{\rho} \right)} \right].$$

La solution de l'équation est alors de la forme :

$$i_1 = I_1 e^{-\alpha t} \sin \omega t$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{\mathcal{R} + \frac{\mathcal{L} + \mathcal{K}\mathcal{M}}{\mathcal{C}\rho}}{2\mathcal{L}} \\ \omega^2 = \frac{1}{\mathcal{L}\mathcal{C}} \left( 1 + \frac{\mathcal{R}}{\rho} \right) - \frac{1}{4\mathcal{L}^2} \left( \mathcal{R} + \frac{\mathcal{L} + \mathcal{K}\mathcal{M}}{\mathcal{C}\rho} \right)^2. \end{array} \right.$$

1° Si  $\mathcal{L} + \mathcal{K}\mathcal{M} > 0$  ou  $\mathcal{M} > -\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{K}}$ .

L'amortissement est augmenté.

Tout se passe comme si la résistance du circuit était augmentée.

2° Si  $L + KM < 0$  ou  $M < -\frac{L}{K}$

L'amortissement est diminué.

Tout se passe comme si la résistance du circuit était diminuée.

3° Si  $R + \frac{L + KM}{C\rho} = 0$  ou  $M = -\frac{1}{K}(L + CR\rho)$ .

L'amortissement est nul.

Tout se passe comme si la résistance du circuit était nulle.

Le courant produit par une petite perturbation initiale persiste indéfiniment.

4° Si  $R + \frac{L + KM}{C\rho} < 0$  ou  $M < -\frac{1}{K}(L + CR\rho)$ .

Le coefficient  $\alpha$  est négatif.

Tout se passe comme si la résistance du circuit était négative.

Le courant produit par une petite perturbation initiale au lieu de s'amortir augmente d'amplitude.

Cette amplitude croit indéfiniment si  $\rho$  était constant.

Mais pour une certaine valeur de cette amplitude, le potentiel de grille prend des valeurs telles que le point de fonctionnement atteint les coudes des caractéristiques.

Dans ces conditions nous ne pouvons plus assimiler ces courbes à des droites, c'est-à-dire supposer  $\rho$  constant.

L'équation différentielle que nous discutons cesse d'être une équation à coefficients constants. Notre solution n'est plus valable. L'expérience montre toutefois que, de même que pour l'arc, des oscillations stables peuvent s'établir.

L'amplitude de la perturbation initiale croît d'abord jusqu'à une valeur de  $I_1$  puis se maintient indéfiniment à cette valeur.

L'intensité du courant  $i_1$  dans la bobine du circuit oscillant a pour expression :

$$i_1 = I_1 \sin \omega t.$$

— En résumé, il peut y avoir entretien d'oscillations dans le circuit donné si le coefficient d'induction mutuelle  $M$  est négatif et tel que :

$$\frac{L + CR\rho}{K} \leq -M < \frac{1}{K} \left[ L + CR\rho + 2\rho \sqrt{LC \left( 1 + \frac{R}{\rho} \right)} \right].$$

La plus petite valeur de  $M$  pour laquelle il y a entretien est définie par la relation :

$$-M = \frac{L + CR\rho}{K}$$

Cette relation s'appelle la *condition limite d'entretien* (1). Le régime correspondant à cette valeur limite du coefficient  $M$  c'est-à-dire du couplage n'est pas stable. Toute augmentation accidentelle de la résistance du circuit  $R$  ou de  $\rho$  fait décrocher les oscillations.

— Pour obtenir des oscillations suffisamment stables, on est conduit à adopter un couplage un peu supérieur au couplage limite, nous verrons d'ailleurs que ce gain de stabilité est obtenu au détriment de l'amplitude des oscillations.

La condition :

$$-M > \frac{L + CR\rho}{K}$$

s'appelle la *condition d'amorçage des oscillations*.

*Période des oscillations.* — La période des oscillations du circuit est donnée par la formule :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4L^2} \left(R + \frac{L + KM}{C\rho}\right)^2}}$$

— Au voisinage de la condition limite d'entretien,  $R$  est négligeable. Et :

$$T = \frac{2\pi\sqrt{LC}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho}}}$$

ou très sensiblement :

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad \text{Formule de Thomson.}$$

La période des oscillations est donc sensiblement égale à la période propre du circuit.

— Si l'on s'écarte des conditions d'entretien, la formule ci-dessus montre que la période des oscillations est d'autant plus grande que  $M$  est plus grand.

Lorsque  $M$  atteint la valeur :

$$-M = \frac{1}{K} \left[ L + CR\rho + 2\rho\sqrt{LC \left(1 + \frac{R}{\rho}\right)} \right].$$

(1) Ou encore : *condition Eolienne*.

Le circuit a une période propre infime. Il cesse d'être oscillant.

*Remarque I.* — Le couplage limite correspondant à la condition d'entretien croit avec la période propre du circuit.

La formule :

$$-M = \frac{L + CR\rho}{K}$$

montre en effet que  $-M$  croit avec  $L$  et avec  $C$ .

*Remarque II.* — On a négligé le courant de grille, qui a de très faibles valeurs pour de petites oscillations. On peut même l'annuler en abaissant suffisamment la tension moyenne de la grille au moyen d'une batterie de piles.

— On a négligé également l'influence de la capacité interne de la lampe, due au voisinage de la grille et de la plaque. Cette capacité est très faible pour des longueurs d'onde grandes ou moyennes, mais elle n'est plus négligeable pour des longueurs d'onde très courtes ou pour des selfs-inductions de grille très grandes.

Elle constitue une dérivation du circuit oscillant, et un couplage avec le circuit de grille. Ce couplage peut être suffisant si la fréquence est très grande pour qu'il y ait entretien d'oscillations sans autre couplage extérieur.

*Diagramme de fonctionnement.* — Supposons que le point initial de fonctionnement se trouve en  $P_0$  au milieu de la partie rectiligne d'une caractéristique de plaque. Pour un couplage très peu supérieur au couplage limite, le courant atteint de grandes amplitudes d'oscillations.

L'amplitude des oscillations se fixe à une valeur stable lorsque l'amplitude de la tension de grille est assez grande pour que le point de fonctionnement atteigne les coudes des caractéristiques.

Or ces coudes sont atteints pour une intensité dans le circuit oscillant d'autant plus grande que le coefficient d'induction mutuelle  $-M$  est plus petit (1).

Lorsque le couplage dépasse un peu le couplage limite, des oscillations s'amorcent. En augmentant le couplage, l'amplitude croît très vite et passe par un maximum pour un couplage très peu supérieur au couplage limite. Une augmentation supplémentaire ultérieure du couplage diminue l'amplitude des oscillations.

L'expérience confirme entièrement ces conclusions. Il suffit, pour les vérifier, d'observer les indications d'un ampèremètre thermique intercalé dans le circuit oscillant.

(1) Cela résulte de la relation :  $u = -M \frac{di_1}{dt}$

qui s'écrit :

$$U = -jM\omega I_1, \quad j = \sqrt{-1}$$

Le fonctionnement d'un oscillateur à lampe dans des conditions très voisines de la condition limite d'entretien est celui qui correspond à la plus grande puissance mise en jeu dans le circuit oscillant.

Nous supposons par la suite que ces conditions sont réalisées et que l'on peut écrire :

$$R + \frac{L + KM}{C\rho} = 0.$$

Cela étant, proposons-nous de tracer le diagramme de fonctionnement de l'oscillateur, c'est-à-dire de déterminer les grandeurs et les phases des courants et des tensions. Nous prendrons pour origine des phases, la phase du courant dans la bobine du circuit oscillant :

$$i_1 = J_1 \sin \omega t.$$

Le calcul vectoriel donne aisément :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = -M\omega I_1 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \\ v = \sqrt{R^2 + L^2\omega^2} I_1 \sin(\omega t - \pi + \varphi) \quad \text{avec : } \operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}, \\ j = \frac{\sqrt{R^2 + (L + KM)^2\omega^2}}{\rho} I_1 \sin(\omega t + \pi + \psi) \quad \text{avec : } \operatorname{tg} \psi = \frac{L + KM}{R} \omega, \\ i_2 = C\omega \sqrt{R^2 + L^2\omega^2} I_1 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2} + \varphi\right). \end{array} \right.$$

Et l'on peut tracer le diagramme ci-dessous :

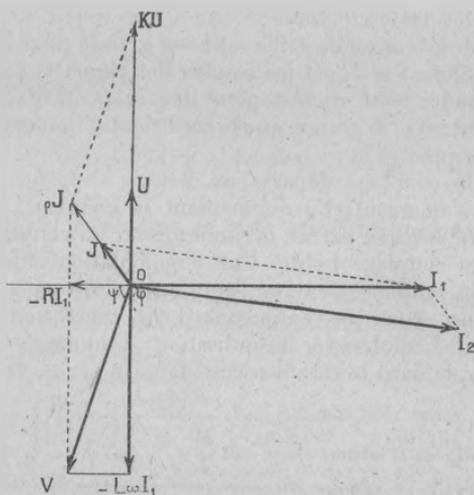


Fig. 287.

Remarquons tout d'abord que  $R$  étant très petit, et  $L\omega$  très grand, l'angle  $\varphi$  est très voisin de  $\frac{\pi}{2}$ . La tension de plaque  $V$  est presque en opposition avec la tension de grille, c'est-à-dire que *la tension de plaque baisse quand la tension de grille augmente.*

Le courant de plaque  $J$  est presque en opposition avec la tension de plaque  $V$ . Aux instants en effet où la f. e. m. diminue dans le circuit de plaque la tension de plaque baisse, mais la tension de grille augmentant, celle-ci laisse passer le courant avec une plus grande intensité. A cause de l'amplification de la lampe, c'est ce dernier effet qui prédomine et le courant augmente dans le circuit de plaque lorsque la f. e. m. diminue.

*Caractéristique d'oscillations.* — Pendant les oscillations, le point de fonctionnement ne reste pas sur une seule caractéristique de plaque puisque  $v$  varie. Il décrit sur le réseau des caractéristiques une courbe fermée (1) dont on obtient aisément l'équation en éliminant le temps entre les expressions de  $u$  et de  $j$ .

On trouve :

$$\frac{u^2}{M^2\omega^2} + \frac{\rho^2}{R^2} \left( j - \frac{L + KM}{\rho M} u \right)^2 = I_1^2.$$

C'est l'équation d'une ellipse très aplatie dont le centre est le point de fonctionnement en l'absence d'oscillations  $P_0(u_0)$ .

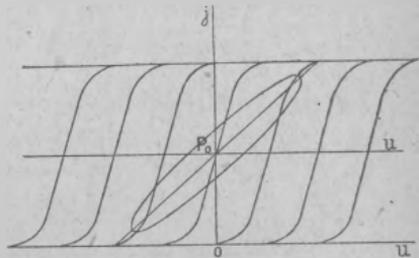


Fig. 288.

*Le courant oscillant.* — Cherchons quelle est l'amplitude maximum du courant oscillant :  $I_1$ .

Nous supposons toujours que l'oscillateur est réglé à la limite d'entretien et que le point de fonctionnement initial, en l'absence de toute oscillation, se trouve au milieu de la branche ascendante d'une caractéristique.

Dans ces conditions le courant constant de plaque, en l'absence d'oscillations, a pour valeur :

$$j_0 = \frac{L + KM}{\rho M} u_0$$

L'amplitude maximum du courant de plaque est évidemment  $J_0$ .

D'autre part l'amplitude maximum de la tension de plaque  $v$  est  $V_0$ . Il s'ensuit que pour la plus grande valeur que puisse atteindre

(1) Cette courbe est la projection sur le plan  $uoj$  de la courbe décrite par le point de fonctionnement  $M$  sur la surface caractéristique.

l'amplitude du courant  $I_1$ , les valeurs de  $j$  et de  $v$  ne peuvent dépasser ces valeurs limites. Dans les conditions optima on a donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1 \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} = V_0, \\ I_1 \frac{\sqrt{R^2 + (L + KM)^2 \omega^2}}{\rho} = J_0. \end{array} \right.$$

La première relation s'écrit en négligeant  $R^2$  devant :

$$L^2 \omega^2 = \frac{L}{C},$$

$$\sqrt{\frac{L}{C}} I_1 = V_0.$$

La deuxième s'écrit en tenant compte de la condition limite :

$$R \sqrt{\frac{L}{C}} I_1 = J_0.$$

Ces deux relations ne peuvent être simultanément satisfaites que si :

$$\left[ \frac{C}{L} = \frac{J_0}{R V_0} \right]$$

Si nous supposons cette condition remplie, la plus grande valeur possible du courant  $I_1$  est alors :

$$I_1 = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{J_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}},$$

$$\left[ I_1 = \sqrt{\frac{V_0 J_0}{R}} \right]$$

*Remarque I.* — Si le rapport de la capacité à la self-induction est imposé et inférieur à celui que donne la condition précédente il est cependant possible de s'arranger de façon à entretenir des oscillations dont l'amplitude puisse approcher de la valeur limite :

$$\sqrt{\frac{V_0 J_0}{R}}$$

Au lieu de disposer toute la bobine de self-induction du circuit oscillant comme nous l'avons supposé dans une même branche du circuit, on n'en intercale qu'une partie  $L$ , l'autre  $L'$  étant reportée dans la branche du condensateur.

On voit aisément que l'ensemble de la self-induction  $L'$  et de la capacité  $C$  équivaut à une capacité :

$$\gamma = C \left( 1 + \frac{L'}{L} \right).$$

Et la condition précédente s'écrit :

$$\frac{C \left( 1 + \frac{L'}{L} \right)}{L} = \frac{1}{R} \frac{J_0}{V_0}$$

On peut donc satisfaire à cette relation si l'on dispose du rapport :  $\frac{L'}{L}$ .

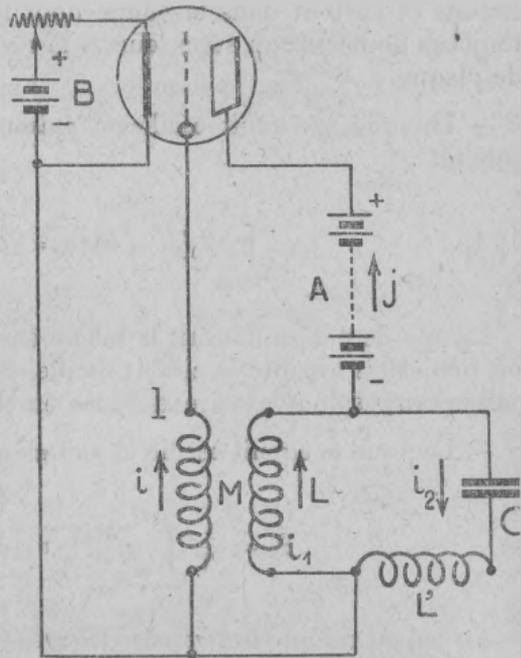


Fig. 289.

*Remarque II.* — Si le rapport de la capacité à la self-induction est imposé et supérieur à celui que donne la condition d'un courant oscillant maximum, le seul moyen de satisfaire à cette condition est de diminuer la résistance du circuit.

Ce serait le cas d'un cadre émetteur, de faible self-induction et de grande capacité. Comme la résistance de rayonnement d'un cadre est faible on peut agir utilement sur  $R$  en réduisant la résistance ohmique, par l'emploi de cadres construits avec des fils divisés ou des lames de cuivre.

(1) Si l'on pose en effet :

$$\frac{1}{\gamma\omega} = \frac{1}{C\omega} - L'\omega$$

Il vient :

$$\gamma = \frac{C}{1 - L'C\omega^2}$$

comme à la limite d'entretien  $\omega^2$  est très voisin de  $\frac{1}{(L + L')C}$  :

$$\gamma = C \frac{L + L'}{L}$$

*Puissance fournie au circuit oscillant.* — En l'absence d'oscillations, lorsque le point de fonctionnement est au milieu de la caractéristique de plaque, la puissance fournie par la pile de plaque est :

$$P_0 = V_0 J_0$$

Cette puissance est toute entière dissipée en chaleur dans les circuits et surtout dans la lampe dont la résistance intérieure est toujours de beaucoup supérieure à la résistance du reste du circuit de plaque.

— Lorsque le circuit oscille la *puissance moyenne fournie* par la pile est :

$$\frac{1}{T} \int_0^T V_0 (J_0 + J) dt = V_0 J_0 - P_u$$

La pile de plaque fournit la même énergie, que le circuit oscille ou non. Mais lorsque le circuit oscille, la puissance fournie par la pile n'est pas tout entière dissipée en chaleur.

— Lorsque le circuit oscille la *puissance moyenne dissipée* est :

$$P_p = \frac{1}{T} \int_0^T (V_0 + v)(J_0 + j) dt$$

En tenant compte des valeurs trouvées pour  $v$  et  $j$  et de la condition limite d'entretien, on trouve :

$$P_p = V_0 J_0 - \frac{R I_1^2}{2}$$

$$P_p = P_0 - P_u \quad \text{où} \quad P_u = \frac{R I_1^2}{2} = R I_1^2$$

$I_1$  étant l'intensité efficace du courant dans le circuit oscillant.

L'énergie fournie par la pile de plaque comprend donc de u termes :

- ( L'énergie utile fournie au circuit oscillant :  $P_p = R I_1^2$  ;
- ( L'énergie dissipée en chaleur :  $P_u = P_0 - P_p = V_0 J_0 - R I_1^2$ .

L'expérience confirme ce résultat. La quantité de chaleur dégagée dans la lampe est plus petite lorsque le système oscille que lorsque les oscillations décrochent. *Lorsque la lampe est à sa limite d'échauffement il est donc dangereux pour sa conservation de faire décrocher les oscillations.* La plaque dont la température n'est pas trop élevée

durant les oscillations peut devenir incandescente et être mise hors service si les oscillations décrochent.

*Rendement.* — Supposons toujours le point de fonctionnement au milieu de la caractéristique de plaque, et l'oscillateur réglé au maximum de puissance. La puissance fournie par la pile est :

$$P_0 = V_0 J_0.$$

La puissance utile fournie au circuit oscillant est :

$$P_u = R \frac{i_1^2}{2}.$$

Le rendement est donc :

$$\eta = \frac{R I_1^2}{2 V_0 J_0} \quad (1)$$

Nous avons vu que dans ces conditions la valeur maximum de  $I_1$  est :

$$\frac{V_0 J_0}{4 R_2}.$$

On en déduit :

$$\eta \leq \frac{1}{2}$$

Pour un oscillateur réglé au maximum de puissance, le rendement est au plus égal à 50 p. 100.

Pour un rendement de 50 p. 100, la puissance dissipée sur la plaque est égale à la puissance utile :

$$P_p = P_u \frac{1}{2} = P_0.$$

*Amélioration du rendement.* — L'expérience montre que si l'on consent à ne pas tirer de la lampe la plus grande puissance possible correspondant à la tension de plaque  $V_0$  on peut obtenir des rendements supérieurs à  $1/2$ . Il suffit pour cela d'abaisser le potentiel moyen de la grille, ce qui a pour effet d'amener le point de fonction-

---

(1) Dans l'évaluation de ce rendement il n'est tenu compte que de la puissance empruntée au circuit de plaque. On néglige la puissance nécessaire au chauffage du filament.

nement initial dans la partie inférieure de la caractéristique de plaque.

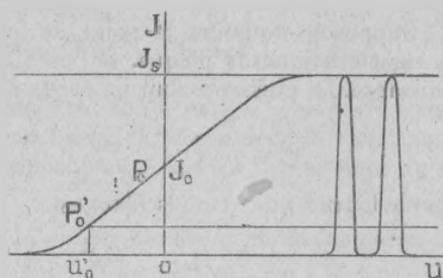


Fig. 290.

Dans ces conditions la plaque ne débite que pendant une partie de l'alternance positive de la tension de grille. Le courant, dans le circuit de plaque, n'est plus sinusoïdal : il se présente sous la forme d'une succession de pulsations de courte durée. Ce courant pulsatoire produit dans le circuit oscillant une f. e. m. d'entretien (1) peu différente de celle que donnait le courant sinusoïdal envisagé plus haut. L'intensité moyenne du courant de plaque étant diminuée la puissance moyenne fournie par la source de plaque est également diminuée. L'intensité du courant oscillant et la puissance utile le sont aussi, mais dans des proportions beaucoup plus faibles, et le rendement se trouve augmenté.

Proposons-nous de déterminer le rendement d'un oscillateur à lampe dans les conditions que nous venons d'indiquer.

Nous supposons qu'il s'agit d'un oscillateur de faible puissance dans lequel le courant de plaque peut, sans danger pour la plaque, atteindre sa valeur de saturation et s'y maintenir pendant une certaine fraction de la période. Nous supposons en outre que pendant les oscillations l'intensité du courant de grille reste négligeable, sans pour cela que la tension de grille soit trop petite, afin que le point de fonctionnement se déplace dans la région des caractéristiques rectilignes.

Dans ces conditions la courbe de l'intensité du courant de plaque doit affecter la forme d'une série de portions de sinusoïdes tronquées et c'est ce que confirment les oscillogrammes. Ils donnent pour une période du courant de plaque une courbe symétrique par rapport à l'ordonnée de la demi-période, et qui peut être considérée

(1) Ce mode de fonctionnement est tout à fait analogue à l'entretien des oscillations d'un pendule d'horloge. L'entretien du pendule est assuré en effet non par une action continue sinusoïdale, mais par une série d'impulsions brèves à chaque période d'oscillation.

comme formée de trois parties rectilignes AB, CC', B'A' et de deux arcs de sinusoïde BC, C'B'.

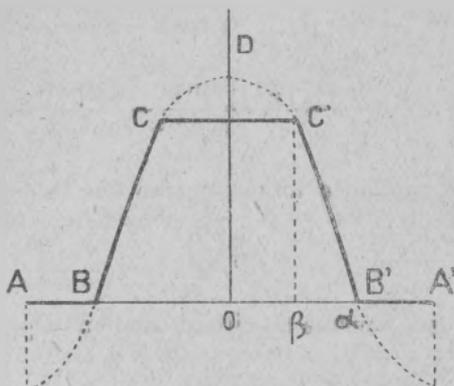


Fig. 291.

Les parties AB et B'A' pour lesquelles le courant de plaque est nul correspondent à des valeurs négatives de la tension de grille. Dans la partie CC' le courant de plaque atteint sa valeur de saturation  $J_s$ .

Il est bien évident que du fait de la déformation du courant de plaque celui-ci, n'étant plus sinusoïdal, comporte une oscillation fondamentale dont la pulsation est celle du circuit oscillant et un nombre plus ou moins grand d'harmoniques.

Mais par suite de l'accord du circuit oscillant sur la fondamentale celle-ci subsiste seule dans ce circuit, de sorte que le courant oscillant est pratiquement sinusoïdal. Les variations de la tension de grille dues à l'action de ce courant sinusoïdal le sont aussi et il en est de même de la tension de plaque.

C'est ce que montrent les oscillogrammes.

Désignons par  $J_0$  la valeur moyenne du courant de plaque et par  $J_1$  l'amplitude de la composante fondamentale.

Ce sont les deux premiers termes du développement en série de Fourier de la fonction périodique définie par la courbe ci-dessus.

Prenons pour origine le point O milieu de AA'.

La courbe représente une fonction paire. Donc le développement ne comporte que des cosinus.

Il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} j(\omega t) d(\omega t); \\ J_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} j(\omega t) \cos \omega t d(\omega t). \end{array} \right.$$

Posons :  $OA' = \alpha.$

$OB' = \beta.$

On trouve tous calculs faits (1) :

$$\left\{ \begin{aligned} J_0 &= \frac{J_s}{\pi} \frac{(\beta \cos \beta - \sin \beta) - (\alpha \cos \alpha - \sin \alpha)}{\cos \beta - \cos \alpha}; \\ J_1 &= \frac{J_s}{\pi} \frac{(\alpha - \beta) - \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta - \cos \alpha} \end{aligned} \right.$$

Cela étant, la puissance totale fournie par la source de plaque est égale à :

$$P_0 = V_0 J_0.$$

La puissance utile fournie au circuit oscillant a pour expression :

$$P_u = \frac{1}{2} R I_1^2.$$

Et l'amplitude du courant dans le circuit oscillant, en négligeant les résistances devant les réactances, ce qui est légitime en haute fréquence, est liée à l'amplitude  $J_s$  du terme fondamental du courant de plaque par la relation :

$$\frac{L^2 \omega^2}{R} J_1 = L \omega I_1 = V_1.$$

(1) On a en effet :

Pour  $J_0$  :

$$J_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\alpha j(\omega t) d(\omega t);$$

Le long de DC' :

$$j = J_s;$$

Le long de CB' :

$$j = J_s \frac{\cos \omega t - \cos \alpha}{\cos \beta - \cos \alpha} \quad \text{car} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{pour } \omega t = \beta & j = J_s, \\ \text{pour } \omega t = \alpha & j = 0; \end{array} \right.$$

Le long de B'A' :

$$j = 0;$$

Donc :

$$\begin{aligned} J_0 &= \frac{J_s}{\pi} \left\{ \int_0^\beta d(\omega t) + \int_0^\alpha \frac{\cos \omega t - \cos \alpha}{\cos \beta - \cos \alpha} d(\omega t) \right\} \\ &= \frac{J_s}{\pi} \frac{(\beta \cos \beta - \sin \beta) - (\alpha \cos \alpha - \sin \alpha)}{\cos \beta - \cos \alpha}. \end{aligned}$$

Pour  $J_1$  :

$$J_1 = \frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^\beta \cos \omega t d(\omega t) + \int_\alpha^\beta \frac{\cos^2 \omega t d(\omega t)}{\cos \beta - \cos \alpha} - \cos \alpha \int_0^\alpha \frac{\cos \omega t d(\omega t)}{\beta \cos \beta - \cos \alpha} \right\}$$

Et en remplaçant  $\cos^2 \omega t$  par  $\frac{1 + \cos 2\omega t}{2}$  :

$$\begin{aligned} J_1 &= \frac{2}{\pi} \left\{ \sin \beta + \frac{1}{\cos \beta - \cos \alpha} \left( \frac{\alpha - \beta}{2} + \frac{\sin 2\alpha - \sin 2\beta}{4} - \cos \alpha (\sin \alpha - \sin \beta) \right) \right\} \\ &= \frac{J_s}{\pi} \frac{(\alpha - \beta) - \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta - \cos \alpha}. \end{aligned}$$

$\frac{L^2\omega^2}{R}$  est l'impédance du circuit oscillant formant circuit-bouche pour le courant de plaque.

On tire de là :

$$I_1 = \frac{L\omega}{R} J_1 = \frac{V_1}{L\omega},$$

et :

$$RI_1^2 = R \frac{L\omega}{R} \frac{V_1}{L\omega} J_1 = V_1 J_1;$$

D'où :

$$P_u = \frac{1}{2} V_1 J_1;$$

Et le rendement de la lampe est alors :

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{V_1 J_1}{V_0 J_0};$$

Où en remplaçant  $J_0$  et  $J_1$  par leurs valeurs :

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{V_1 (\alpha - \beta) - \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta)}{V_0 (\beta \cos \beta - \sin \beta) - (\alpha \cos \alpha - \sin \alpha)}$$

Dans l'hypothèse où  $\beta = 0$ ,  $\alpha = \pi$ , le courant de plaque est purement sinusoïdal. L'expression de  $\eta$  se réduit à  $\frac{1}{2} \frac{V_1}{V_0}$  et si l'on suppose que l'amplitude de la tension variable de plaque peut atteindre la valeur de la tension continue, on retrouve la valeur  $1/2$  du rendement obtenue plus haut.

Mais il y a intérêt à faire en sorte que la tension variable de plaque ne prenne pas de trop faibles valeurs car dans ces conditions pour les valeurs supérieures de la tension de grille qui correspondent très sensiblement aux plus petites valeurs de la tension de plaque (1), le point de fonctionnement se déplacerait dans les régions où les caractéristiques du courant de plaque n'atteignent plus la droite de saturation, et où le courant de grille n'est plus négligeable. Il pourrait même se produire des émissions secondaires si la valeur instantanée de la tension de grille dépassait la valeur instantanée de la tension de plaque. Ainsi fait-on en sorte dans le projet d'établissement d'une lampe d'émission que la tension maximum de grille soit au plus égale aux  $4/5^e$  de la tension minimum de plaque.

---

(1) Nous avons vu en effet que la tension variable de grille et la tension variable de plaque sont sensiblement en opposition de phase.

Nous supposons donc que  $V_1$  est inférieur à  $V_0$  et nous posons :

$$V_1 = V_0 - V'_0,$$

$\frac{V'_0}{V_0}$  est en général de l'ordre de 0,1 à 0,2.

Il vient alors dans le cas général :

$$\eta = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{V'_0}{V_0} \right) \frac{(\alpha - \beta) - \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta)}{(\beta \cos \beta - \sin \beta) - (\alpha \cos \alpha - \sin \alpha)}$$

Le calcul montre que pour des valeurs convenables de  $\alpha$  et de  $\beta$  ce rendement peut atteindre des valeurs de l'ordre de 75 p. 100. Par contre la puissance utile est plus petite que dans le fonctionnement avec un rendement égal à 50 p. 100.

*Cas des lampes de grande puissance.* — Les conditions que nous nous sommes imposées sont à peu près réalisées pour les lampes de faible puissance. Mais pour les lampes de très grande puissance les calculs qui précèdent ne sont plus valables, parce que le courant de plaque ne peut plus atteindre sa valeur de saturation sans un échauffement exagéré de la lampe. Le point de fonctionnement se déplace alors dans les parties inférieures des caractéristiques qu'il n'est plus possible d'assimiler à des lignes droites. On ne peut connaître le rendement que par des mesures expérimentales. Les mesures ont montré que ce rendement peut atteindre 80 p. 100.

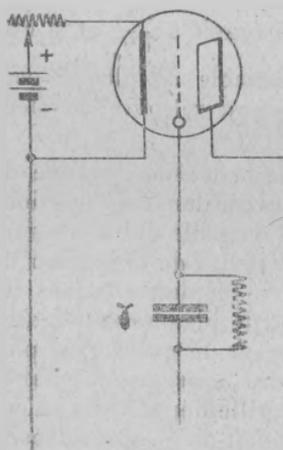


Fig. 292.

*Dispositif pratique.* — Pratiquement pour abaisser le point de fonctionnement moyen sur la caractéristique du courant de plaque, c'est-à-dire pour abaisser la tension moyenne de grille, on intercale dans le circuit de grille une résistance  $r$  élevée de l'ordre de 10.000 à 40.000 ohms. Cette résistance est shuntée par un condensateur  $\gamma$  de l'ordre de plusieurs millièmes de microfarads (1).

La diminution du potentiel de grille est due à la chute de tension du courant de grille dans la résistance  $r$ .

1) On est parfois conduit à utiliser ce dispositif même lorsqu'on s'impose le milieu de la caractéristique de plaque comme point de fonctionnement, si la tension continue de plaque est grande.

Dans tous les cas la capacitance  $\frac{1}{\gamma\omega}$  doit être faible par rapport à la résistance du circuit de grille.

Ce dispositif entraîne évidemment des pertes d'énergie supplémentaires, énergie transformée en chaleur dans la grille et dans la résistance  $r$ . En définitive la puissance utile est diminuée, mais le rendement reste encore voisin des valeurs indiquées plus haut. De plus, l'expérience montre que les oscillations sont beaucoup plus stables.

*Conditions de fonctionnement d'un oscillateur à lampes.* — Nous avons étudié deux sortes de fonctionnements possibles d'un oscillateur à lampes :

— Le fonctionnement à puissance maximum, à rendement  $1/2$ .

— Le fonctionnement à puissance réduite, à grand rendement.

Le mode de fonctionnement auquel on a recours dépend des conditions d'emploi.

— Le fonctionnement à puissance maximum ne peut être envisagé que dans le cas de lampes pouvant supporter sans dommage le courant de saturation. Il a été appliqué, à l'origine de la technique des lampes, dans certains postes militaires de petite puissance.

— Dans l'état actuel de la technique, l'oscillateur doit satisfaire à des conditions différentes. Les lampes sont fragiles et coûteuses et ne peuvent supporter sans dommage sérieux un échauffement exagéré. Il faut alors chercher à obtenir le plus de puissance possible, non plus pour un matériel donné, qui serait alors rapidement mis hors d'usage mais pour la température limite que peut supporter la plaque sans se détériorer. Cette température limite  $T$  doit être très inférieure à la température de fusion du métal ( $2800^\circ$  absolu pour le molybdène,  $1720^\circ$  absolu pour le nickel). Elle détermine la puissance limite  $P_p$  que peut dégrader la plaque, en vertu de la loi de Stephan :

$$P_p = KST^3;$$

$S$  étant la surface de l'anode;

$K$  un coefficient qui dépend de la nature du

C'est cette puissance limite  $P_p$  compatible avec une durée assez longue de la lampe qu'il faut considérer comme la donnée caractéristique de cette lampe. Elle est notablement inférieure à la valeur  $P_p = \frac{1}{2} P_0$  que nous avons trouvée pour la puissance perdue dans la lampe lors du fonctionnement à puissance maximum, et à rendement  $1/2$ . Ce fonctionnement ne peut pas être envisagé.

On a donc recours au fonctionnement à puissance réduite et à grand rendement.

Considérons par exemple une lampe construite de manière à fonctionner avec un rendement de  $0,75$ .

En désignant par  $P'_u$  la puissance utile correspondant à la plus grande puissance  $P'_p$  que peut dégrader la plaque, nous aurons :

$$\eta = \frac{P'_u}{P'_u + P'_p} = 0,75,$$

d'où :

$$P'_u = 3 P'_p.$$

Nous pourrions tirer de la lampe une puissance bien supérieure à celle que peut dégrader la plaque.

La puissance utile  $P'_u$  est, comme nous l'avons vu, inférieure à celle que l'on obtiendrait en travaillant avec un rendement  $1/2$ , mais la puissance dissipée dans la lampe est très inférieure à la valeur critique, et la durée de la lampe est beaucoup plus grande.

*Remarque 1.* — En comparant les deux modes de fonctionnement, nous avons supposé que la tension continue de plaque  $V_0$  était la même dans les deux cas. Il va de soi qu'en augmentant cette tension, on augmente la puissance fournie et aussi la puissance utile.

D'une lampe susceptible de fonctionner à la puissance maximum sous la tension  $V_0$  on peut donc tirer une puissance plus grande en la faisant fonctionner avec un rendement plus grand que  $1/2$  et sous une tension de plaque  $V_p$  plus grande que  $V_0$ . Il suffit de faire en sorte que la puissance dégradée sur la plaque ne soit pas augmentée. C'est ce qui a été réalisé dans les postes de la Radiotélégraphie militaire de la série E-13, dans lesquels la tension de plaque a été portée de 320 à 450 volts en même temps que l'on réduisait la tension continue de grille par l'interposition dans le circuit d'un condensateur shunté par une résistance.

*Le courant de grille.* — Nous avons négligé le courant de grille et supposé que le potentiel de la grille restait assez faible pour que ce courant soit toujours négligeable.

Lorsque la grille oscille, son potentiel varie dans de larges limites de part et d'autre de sa valeur moyenne. Le courant de grille s'il était nul avant les oscillations, reste nul durant les alternances négatives, mais pendant les alternances positives le potentiel de grille dépasse celui du filament et un courant de grille prend naissance.

Un moyen de vérifier l'amorçage des oscillations, consiste même à mettre un milliampéremètre à courant continu sensible sur le circuit de grille, celui-ci indique le passage d'un courant pendant que le système oscille; ce courant cesse lorsque les oscillations décrochent.

Ce courant de grille, comme nous l'avons vu, tend à diminuer le courant de plaque et par suite à imposer une limite au courant oscillant plus faible que celle que nous avons trouvée.

Afin d'empêcher le courant de grille de devenir trop intense et d'éviter un échauffement inutile de la grille et une diminution de rendement, il est bon de mettre sur le circuit de grille une grande résistance. On diminue le potentiel moyen de la grille d'une quantité égale à la chute ohmique de tension moyenne dans cette résistance. Pour transmettre à la grille les variations à haute fréquence on dispose un condensateur en dérivation sur cette résistance. Nous avons vu que ce dispositif était également favorable à l'amélioration du rendement.

### *Stabilité des oscillations.*

Lorsqu'un générateur d'oscillations fonctionne près de sa limite d'entretien, on en tire la plus grande puissance possible mais on se trouve aussi à la limite de stabilité.

Lorsqu'on diminue la longueur d'onde du circuit oscillant, en diminuant sa capacité on ne fait pas décrocher les oscillations car la condition d'entretien est alors plus largement satisfaite, mais pour revenir à la condition limite d'entretien et augmenter l'amplitude des oscillations il faut diminuer le couplage des deux bobines et rendre plus petite la valeur absolue de leur coefficient d'induction mutuelle.

Si au contraire, on augmente la longueur d'onde du circuit oscillant, la condition d'entretien n'est plus satisfaite et il faut augmenter le couplage des bobines pour obtenir à nouveau des oscillations.

Lorsqu'un appareil, un poste radiotélégraphique à lampes par exemple, doit fonctionner sur des longueurs d'ondes variées et pour chacune d'elles donner la plus grande intensité possible des oscillations, il est donc indispensable de pouvoir modifier l'induction mutuelle des deux bobines.

La bobine de grille doit avoir un nombre de spires assez grand, pour que lors du fonctionnement sur l'onde la plus longue, on puisse atteindre un coefficient d'induction mutuelle suffisant.

Enfin, nous avons vu que sur les circuits oscillants à faible capacité, il y avait avantage à n'intercaler qu'une fraction de la self dans le circuit de plaque. Il est donc nécessaire si les limites de longueurs d'ondes que l'on veut utiliser sont très écartées, de se réserver aussi la possibilité de changer le nombre des spires de la self du circuit oscillant qui sont intercalées dans le circuit de plaque, ce qui revient à modifier le couplage du circuit de plaque et du circuit oscillant.

Dans le cas, où on ne recherche pas la plus grande intensité possible, mais où l'on désire pouvoir faire varier la longueur d'onde d'une façon continue, en modifiant seulement la capacité du circuit oscillant, on doit admettre des couplages beaucoup plus grands que le couplage limite, les oscillations sont alors stables dans de larges limites mais les conditions de plus grande puissance ou de meilleur rendement ne sont plus satisfaites. Dans la construction des hétérodynes, destinées à la réception par interférences des

signaux radiotélégraphiques, appareils dont la puissance est très petite mais dont il faut changer la longueur d'onde par la seule manœuvre de la capacité, on utilise des couplages très supérieurs au couplage limite.

*Harmoniques.* — Lorsqu'un appareil est réglé près de sa limite d'entretien les oscillations atteignent leur régime stable, dès que le point de fonctionnement arrive dans les régions courbées des caractéristiques de plaque. On n'utilise donc que des portions sensiblement droites de ces caractéristiques. Les variations de courant de plaque sont alors à peu près sinusoidales, ainsi que nous l'avons vu et le courant obtenu dans le circuit oscillant est presque dépourvu d'harmoniques.

Lorsqu'au contraire, le générateur d'ondes fonctionne avec des couplages très supérieurs aux couplages limites, le régime stable n'est atteint qu'après que le point de fonctionnement a beaucoup pénétré dans les coudes des caractéristiques. Les variations d'intensité du courant de plaque ne sont plus sinusoidales et les harmoniques apparaissent en même temps qu'augmente la stabilité des oscillations.

Les harmoniques du courant de plaque apparaissent aussi, lorsqu'ayant baissé la tension de grille pour améliorer le rendement, on amène le point de fonctionnement initial dans les coudes inférieurs des caractéristiques de plaque.

Le circuit oscillant accordé sur la fréquence fondamentale est embroché dans le circuit de plaque, son impédance  $\frac{L^2\omega^3}{R}$  pour cette fréquence de résonance est considérable. Le circuit oscillant laisse donc peu passer l'oscillation fondamentale sinusoidale (il fonctionne comme un circuit bouchon).

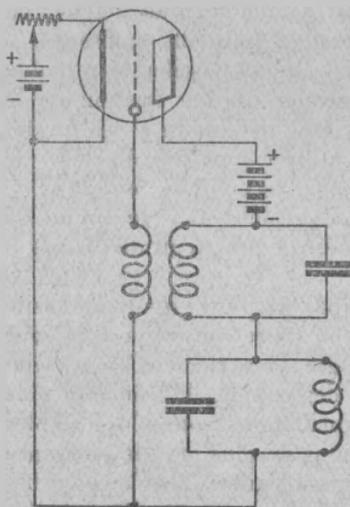


Fig. 293.

Dans le circuit de plaque subsistent les harmoniques supérieurs. On peut les mettre individuellement en évidence dans des circuits bouchons accordés sur ces différents harmoniques.

On peut ainsi entretenir simultanément les oscillations d'un circuit et de circuits harmoniques. En cas de léger désaccord du circuit harmonique, il s'y produit des oscillations forcées qui ont cependant la fréquence exacte de l'harmonique. Ces oscillations acquièrent le maximum d'amplitude à l'accord exact. Il y

a à un moyen d'isoler les harmoniques d'une oscillation électrique dans des circuits distincts.

On constate comme le prévoyait la théorie que les harmoniques sont renforcés dès que l'oscillateur n'est plus réglé à la limite d'entretien et dans les conditions de plus grande puissance. Le courant de plaque pour ce dernier réglage n'a au contraire que des harmoniques très peu intenses.

b. *Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de plaque et couplé par capacité avec le circuit de grille.*

Dans l'oscillateur que nous venons d'étudier les variations de la tension de grille étaient obtenues par l'induction mutuelle du circuit de plaque et du circuit de grille. Tout autre mode de réaction peut assurer l'entretien des oscillations, si la phase et l'amplitude sont convenables.

C'est ainsi que le couplage des deux circuits peut être assuré par une capacité  $\gamma$  disposée comme l'indique la figure ci-contre :

Dans ces conditions on trouve par un calcul analogue à celui que nous avons fait précédemment, que la condition limite d'entretien s'écrit :

$$R + \frac{L}{C\gamma} \left( 1 - \frac{Kl\gamma}{LC - l\gamma} \right) = 0$$

où  $l$  est la self-induction de grille.

Cette relation montre qu'on doit avoir :

$$LC > l\gamma.$$

La capacité de couplage  $\gamma$  doit donc être plus petite que la valeur  $\gamma_0$  correspondant à la résonance :

$$l\gamma_0 = LC.$$

La période des oscillations dans le circuit oscillant est encore très sensiblement égale à la période propre de ce circuit.

*Influence de la capacité interne de la lampe.* — La capacité entre la grille et la plaque joue le rôle de la capacité  $\gamma$  qui couple les deux circuits.

La condition d'entretien donnée ci-dessus montre que même en l'absence d'une capacité  $\gamma$ , la capacité interne de la lampe peut être suffisante pour qu'il y ait amorçage et entretien d'oscillations, si la self-induction de grille est assez grande.

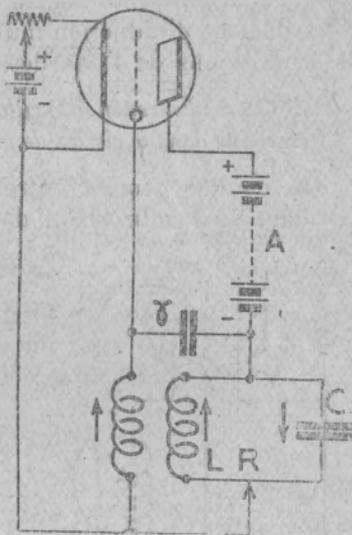


Fig. 294.

Cette condition est d'autant plus facile à remplir que la période des oscillations à entretenir est plus petite. L'expérience montre qu'il en est bien ainsi. Il est possible d'entretenir des oscillations dont la longueur d'onde est inférieure à 2 ou 300 mètres, sans condensateur de couplage et sans couplage par induction entre les circuits de grille et de plaque, uniquement par le couplage dû à la capacité interne de la lampe.

L'influence de cette capacité peut même devenir très nuisible pour des fréquences très élevées. Elle peut provoquer l'accrochage d'oscillations dans les appareils de réception à amplificateur.

Dans un oscillateur nous avons vu que dans le cas du couplage par induction, la plus grande puissance était obtenue avec le plus faible couplage compatible avec l'entretien des oscillations. Il peut arriver que le couplage par la capacité interne de la lampe soit plus grand que cette valeur limite. Si l'on veut faire fonctionner la lampe à sa puissance maximum, il faut alors faire en sorte que le coefficient d'induction mutuelle soit positif, c'est-à-dire inverser les connexions de l'une des bobines.

*c. Entretien d'oscillations dans un circuit oscillant intercalé dans le circuit de grille et couplé avec le circuit de plaque.*

On peut également entretenir des oscillations dans un circuit oscillant en l'embrochant dans le circuit de grille. Un calcul analogue au calcul déjà fait donne pour la condition limite d'entretien l'expression :

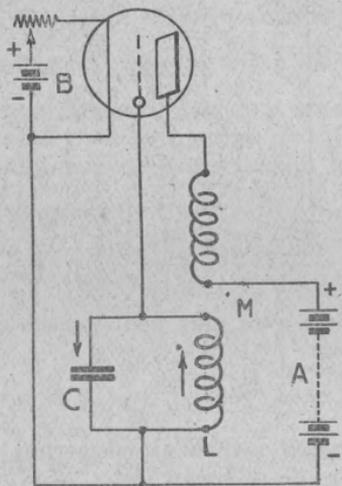


Fig. 295.

$$R + \frac{M}{C\rho} \left( \frac{M}{L} + K \right) = 0$$

Cette condition exige que le coefficient d'induction mutuelle  $M$  soit négatif. La valeur est comprise entre les deux racines négatives de l'équation :

$$M^2 + KLM + LCR\rho = 0,$$

Ce dispositif est employé couramment dans les postes de réception pour la réception autodyne qui sera étudiée au chapitre suivant.

*d. Cas général de deux circuits oscillants intercalés respectivement dans le circuit de plaque et dans le circuit de grille et couplés à la fois par induction et par capacité.*

Sous une forme plus générale on peut concevoir un oscillateur constitué par deux circuits oscillants intercalés respectivement dans

le circuit d'entrée et dans le circuit de sortie d'une lampe, et couplés par induction et par capacité.

L'ensemble de ces deux circuits constitue un système susceptible d'osciller avec deux périodes propres distinctes même s'ils sont séparément accordés.

En fait l'expérience montre qu'une seule oscillation s'entretient.

Dans le cas où les circuits sont accordés, en couplage lâche, la période de l'oscillation qui s'entretient est très voisine de la période commune aux deux circuits.

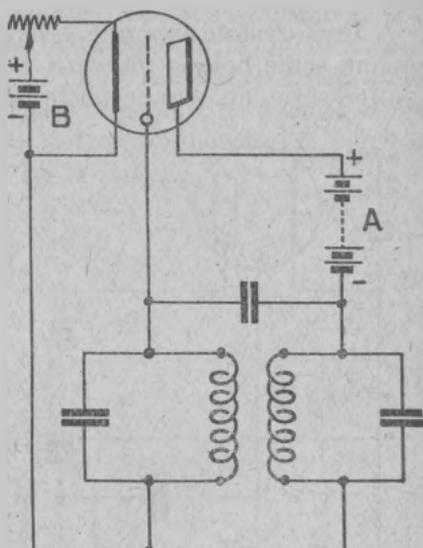


Fig. 296.

e. Montages simples d'oscillateurs.

On a souvent recours, en partie, à des montages simplifiés dont nous allons donner quelques exemples :

— Le circuit oscillant dans lequel nous voulons entretenir des oscillations peut faire partie à la fois du circuit de grille et du circuit de plaque dont il assure ainsi le couplage.

Dans le cas où le circuit oscillant était embroché dans le circuit de plaque et couplé par capacité avec le circuit de grille si nous supprimons le condensateur C nous obtenons le montage ci-contre.

Les oscillations s'entretiennent alors dans le circuit oscillant constitué par la capacité de couplage  $\gamma$  et par les deux selfs de grille et de plaque.

La condition limite d'entretien devient :

$$R = \frac{L Kl - L}{\rho \gamma L + l}$$

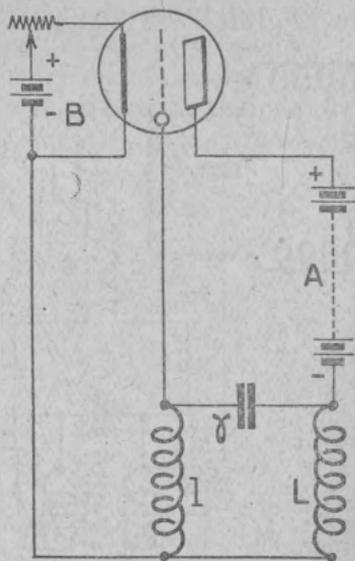


Fig. 297.

La résistance R est ici la résistance de la bobine du circuit de plaque.

La période des oscillations est très voisine de la période propre du circuit :  $T = 2\pi \sqrt{(L+l)\gamma}$ .

— Une variante très intéressante de ce montage consiste à réunir en une seule bobine les deux bobines de grille et de plaque qui sont en série, et à connecter le pôle négatif du filament en un point convenablement choisi de la bobine. On obtient ainsi le montage hétérodyne dont nous avons expliqué l'emploi et montré l'intérêt pour la réception des ondes entretenues.

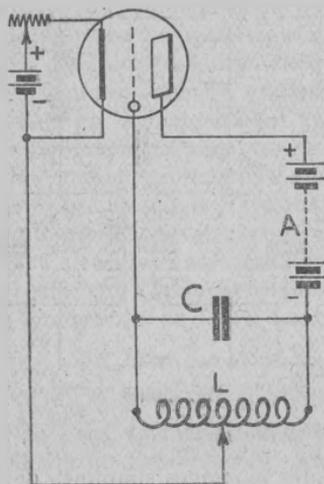


Fig. 298.

— Le dispositif qui vient d'être décrit permet d'obtenir des longueurs d'onde extrêmement courtes de l'ordre du mètre. On emploie comme capacité du circuit oscillant la capacité interne de la lampe et comme self-induction une ou plusieurs spires connectées entre la grille et la plaque.

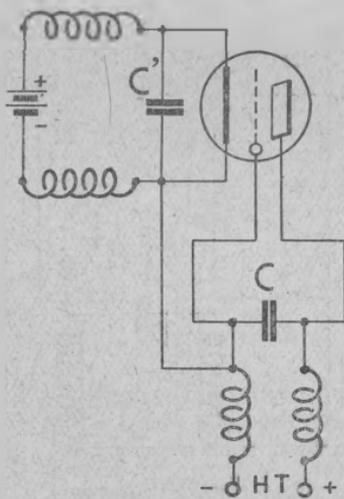


Fig. 299.

Dans ce montage, il est utile de remarquer que le couplage entre les circuits de grille et de plaque croît en même temps que la longueur d'onde puisque l'un et l'autre sont commandés par le condensateur C.

Il s'ensuit que la condition d'entretien reste automatiquement satisfaite dans une gamme très étendue de longueurs d'onde.

Afin de pouvoir porter la plaque à un potentiel différent du potentiel de grille, on peut couper la bobine de self-induction en son milieu par un condensateur dont l'armature qui est reliée à la plaque est réunie au pôle positif de la source, l'autre étant reliée au pôle négatif du filament.

Sur les circuits d'alimentation il est bon d'intercaler des bobines de self-induction de choc qui arrêtent les oscillations de haute fréquence.

Dans le même ordre d'idée, on ajoute même utilement un condensateur C' entre les extrémités du filament.

*Remarque.* — L'emploi de ce dispositif très simple permet de réaliser facilement quelques expériences intéressantes et de mettre en évidence les propriétés des ondes électromagnétiques. En couplant le circuit oscillant à une ligne constituée par deux fils parallèles sur lesquels on déplace un pont métallique comportant une petite lampe électrique, on trouve aisément les nœuds et les ventres d'intensité du courant qui correspondent respectivement aux extinctions et aux allumages de la lampe.

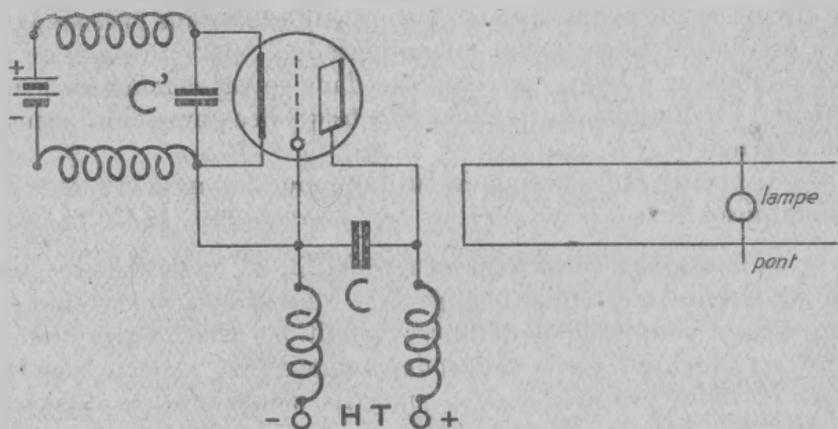


Fig. 300.

On peut ainsi refaire sur fil les expériences que Hertz avait réalisées dans l'air avec une netteté et une rigueur que ne donne aucun oscillateur à étincelles.

f. *Couplage d'un oscillateur à lampe avec un circuit extérieur.* — Considérons le cas simple d'un oscillateur constitué par un circuit oscillant  $e_1$  embroché dans le circuit extérieur de plaque de la lampe et couplé par induction avec le circuit de grille.

Un tel circuit oscille sans amortissement, avec sa période propre, sa résistance  $R$  étant supposée négligeable devant la résistance

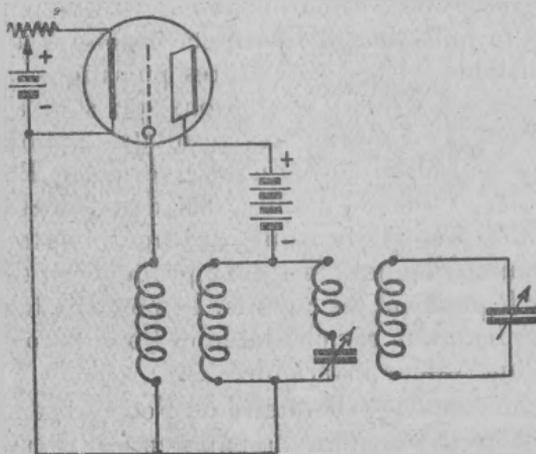


Fig. 301.

interne de la lampe. Tout se passe, avons-nous vu comme si la lampe introduisait dans ce circuit une résistance négative égale en valeur absolue à la résistance propre  $R$ .

Supposons maintenant que l'on couple, par induction par exemple, un second circuit  $\mathcal{E}_2$  au premier.

— Si le couplage est très lâche la réaction du circuit secondaire est négligeable.

Les oscillations du circuit primaire ne sont donc pas modifiées. Ce circuit oscille avec sa période propre et induit dans le secondaire une oscillation forcée ayant même période.

L'oscillateur à lampe se comporte dans ce cas comme un générateur d'oscillations entretenues, de fréquence invariable, comme un alternateur.

Ce dispositif est couramment utilisé pour les mesures dans les laboratoires.

— Si le couplage entre les deux circuits  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$  est serré, la réaction du secondaire n'est plus négligeable. Nous avons vu en étudiant les circuits couplés que dans ces conditions chacun des circuits perd en quelque sorte son indépendance. Le système possède deux périodes propres et deux amortissements propres différents de ceux des circuits supposés isolés, chacun d'eux étant susceptible d'être le siège de deux oscillations simultanées.

La lampe agit alors sur le système tout entier, et la résistance négative qu'elle introduit dans le système a pour effet d'annuler l'amortissement de l'une de ses oscillations propres.

Nous avons vu que lorsque les deux circuits sont très loin de l'accord, la pulsation de l'oscillation qui s'entretient est très sensiblement celle du circuit primaire, comme dans le cas du couplage lâche.

Au voisinage de l'accord des circuits cette oscillation s'en écarte de plus en plus. La théorie nous a montré que, de part et d'autre de l'accord exact, la pulsation pouvait prendre trois valeurs distinctes mais qu'une seule oscillation était stable.

A l'accord exact, l'une des trois valeurs de la pulsation, celle qui est égale à la pulsation d'accord, correspond à une oscillation franchement instable, et les deux autres pulsations qui encadrent la pulsation d'accord à deux oscillations qui sont à la limite de stabilité. L'expérience confirme ces résultats. Si l'on accorde les circuits sur une pulsation  $\omega_0$  on n'observe jamais l'oscillation de pulsation  $\omega_0$  mais l'une ou l'autre des deux autres oscillations extrêmes, avec des passages brusques de l'une à l'autre. Si le circuit secondaire est une antenne, il est donc prudent, en couplage serré de désaccorder légèrement les circuits. Le point de fonctionnement se trouve alors dans une région stable et l'oscillation qui s'entretient conserve une valeur invariable.

Dans les expériences de laboratoire où l'on utilise l'oscillateur à lampe comme source d'oscillations entretenues, il est essentiel de s'assurer que le couplage est suffisamment lâche, en observant la

constance du courant dans le circuit primaire, au moyen d'un milliampèremètre, et l'invariabilité de la fréquence, au moyen d'un contrôleur d'onde.

### § 3. La lampe à quatre électrodes.

On a cherché à améliorer le fonctionnement des tubes à vide et à accroître les possibilités d'utilisation par l'adjonction d'électrodes supplémentaires. C'est ainsi qu'on a réalisé des lampes à quatre électrodes comportant soit un filament, une grille et deux plaques, soit un filament, deux grilles et une plaque. Les lampes de ce dernier type, communément appelées *lampes bigrilles*, se prêtent à des applications intéressantes et peuvent être substituées avec avantage aux lampes à trois électrodes dans de nombreux cas.

On peut distinguer deux espèces de lampes bigrilles, selon l'emplacement de la grille supplémentaire :

La lampe à grille de champ et la lampe à grille-écran.

#### A. La lampe à grille de champ.

Dans la lampe à grille de champ, la grille supplémentaire est intercalée entre la grille déjà existante et le filament. C'est pourquoi on lui donne aussi le nom de *grille intérieure* ou première grille.

La grille primitive s'appelle la *grille extérieure* ou deuxième grille et aussi grille de commande.

En connectant la grille intérieure au point commun aux deux autres circuits, on dispose d'un circuit supplémentaire.

Le fonctionnement de la lampe est alors défini par les constantes électriques des trois circuits, et par les tensions qui leur sont appliquées.

On peut, comme pour la lampe à trois électrodes, déterminer expérimentalement les intensités des courants dans chacun des circuits en fonction des constantes électriques et des tensions. On obtient ainsi des réseaux de courbes qu'on appelle les caractéristiques.

#### *Courbes caractéristiques.*

Les caractéristiques les plus importantes sont :

1° *La caractéristique de plaque* qui donne la variation du courant de plaque en fonction de la tension de grille extérieure, la tension de plaque et la tension de grille intérieure étant constantes, ainsi que la tension de chauffage.

2° *La caractéristique de grille extérieure* qui donne la variation du courant de grille extérieure en fonction de la tension de grille extérieure, pour des valeurs constantes des tensions de plaque, de grille intérieure, et de chauffage.

3° *La caractéristique de grille intérieure* qui donne la variation du courant de grille intérieure en fonction de la tension de grille extérieure, tous les autres paramètres étant constants.

Les caractéristiques de plaque (courbe  $j$ ) et de grille extérieure (courbe  $i$ ) ont la même allure que les caractéristiques correspondantes d'une lampe à trois électrodes.

La caractéristique de grille intérieure (courbe  $i'$ ) présente une partie très inclinée dont la pente est négative.

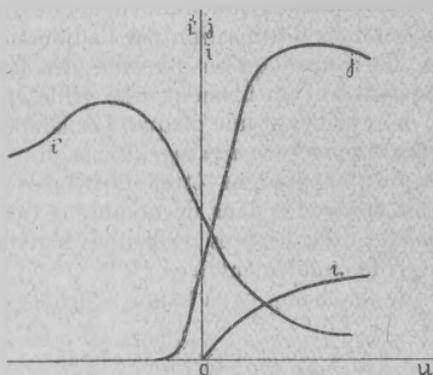


Fig. 302.

Si l'on fait croître la tension de grille extérieure, le courant de grille intérieure commence par croître lentement, passe par un maximum, décroît rapidement, puis plus lentement.

La courbe est sensiblement symétrique de la courbe caractéristique de plaque, par rapport à un axe parallèle à l'axe des ordonnées. Les intensités maxima des courants de plaque et de grille intérieure sont du même ordre de grandeur, de l'ordre de quelques milliampères.

#### *Influence du chauffage.*

Si l'on applique des tensions croissantes aux bornes du filament, on constate que les caractéristiques de plaque et de grille extérieure s'élèvent. Le courant de saturation croît, exactement comme dans la lampe à trois électrodes.

La caractéristique de grille intérieure s'élève également et se déplace vers les abscisses positives.

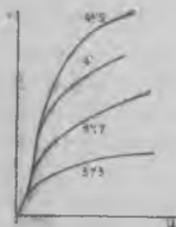


Fig. 303.



Fig. 304.



Fig. 305.

*Influence de la tension de grille intérieure.*

Si l'on applique à la grille intérieure des tensions légèrement supérieures au potentiel du filament, le courant de plaque atteint très rapidement sa valeur de saturation, même pour des faibles tensions de plaque.

On peut se rendre compte aisément du rôle que joue la grille intérieure dans la lampe à quatre électrodes.

Dans la lampe à trois électrodes, un certain nombre d'électrons issus du filament s'accumulent au voisinage de sa surface et créent ainsi une charge négative (la charge d'espace) qui s'oppose à la sortie des autres électrons.

Pour vaincre l'action de cette charge spatiale il est nécessaire d'utiliser des tensions de plaque assez élevées, d'autant plus élevées que la plaque est plus éloignée du filament.

Le rôle de la grille intérieure est de réduire cette charge d'espace ; d'où son nom de grille de champ. Se trouvant à un potentiel supérieur à celui du filament elle « pompe » en quelque sorte les électrons. Son action s'ajoute à celle de la plaque, et cette action est d'autant plus importante que la grille est plus voisine du filament.

Il en résulte que la tension de plaque nécessaire pour attirer un nombre donné d'électrons, c'est-à-dire pour entretenir un courant électronique d'intensité donnée est beaucoup plus faible dans une lampe bigrille que dans une lampe de même construction sans grille intérieure.

Dans les lampes d'un modèle courant, le courant de plaque atteint sa valeur de saturation pour des valeurs des tensions de plaque et de grille intérieure de l'ordre d'une dizaine de volts. Pratiquement la même batterie peut être utilisée pour fournir les deux tensions.

*Remarque I.* — On peut se rendre compte de ces résultats d'expériences par des considérations analogues à celles que nous avons présentées pour la lampe à trois électrodes. Considérons une section par un plan passant par l'axe du filament représentée par les figures ci-dessous pour des valeurs croissantes de la tension de grille extérieure, la plaque et la grille intérieure étant portées au même potentiel ( $v = u = 12$  volts).

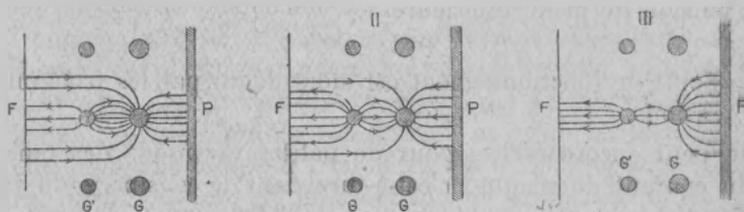


Fig. 306.

— La figure (I) correspond à une valeur négative élevée de la tension de grille extérieure ( $u = -50$  volts). Presque toutes les

lignes de force issues du filament, de la plaque, et de la grille intérieure aboutissent à la surface de la grille extérieure.

Seules quelques lignes de force issues de la grille intérieure aboutissent au filament. Un léger courant prend naissance dans le circuit de grille intérieure.

— Lorsque la tension de grille extérieure croît, le champ résultant autour du filament croît. Le nombre des lignes de force croît. Le courant dans le circuit de grille intérieure croît; c'est ce que montre la figure (II).

— Lorsque la tension de grille extérieure devient égale à environ 5 volts, quelques lignes de force issues de la plaque atteignent le filament. Un courant prend naissance dans le circuit de plaque comme le montre la figure (III).

Le courant de plaque croît d'abord très rapidement, mais le nombre d'électrons émis par le filament étant limité, l'augmentation du courant de plaque entraîne une diminution correspondante du courant de grille intérieure.

— Dès que la tension de grille extérieure devient positive, un courant apparaît dans le circuit de grille extérieure.

*Remarque II.* — On peut chercher à représenter l'ensemble des caractéristiques de la lampe à quatre électrodes par une équation analogue à l'équation caractéristique que nous avons donnée pour la lampe à trois électrodes.

C'est une équation à quatre variables qui ne représente plus une surface.

$$j = f(u, u', v).$$

$$\left\{ \begin{array}{l} j \text{ intensité du courant de plaque,} \\ v \text{ tension de plaque,} \\ u' \text{ tension de grille intérieure,} \\ u \text{ tension de grille intérieure.} \end{array} \right.$$

Le point de fonctionnement est alors défini par les trois valeurs des tensions.

On peut encore écrire, pour de petites variations des tensions et du courant de plaque, c'est-à-dire dans le voisinage du point de fonctionnement.

$$j = \left( \frac{\partial j}{\partial v} \right)_0 v + \left( \frac{\partial j}{\partial u} \right)_0 u + \left( \frac{\partial j}{\partial u'} \right)_0 u'.$$

En posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial j}{\partial v}\right)_0 = \frac{1}{\rho}, \\ \left(\frac{\partial j}{\partial u}\right)_0 = \frac{k}{\rho}, \\ \left(\frac{\partial j}{\partial u'}\right)_0 = \frac{k'}{\rho}. \end{array} \right.$$

Il vient :

$$\rho j = v + ku + k'u'$$

L'examen des caractéristiques de plaque permet de déterminer les valeurs de  $\rho$  et de  $k$ . Ces valeurs sont sensiblement les mêmes que dans la lampe à trois électrodes.

La résistance apparente du circuit de plaque  $\rho$  est de l'ordre de 20.000 ohms.

Le coefficient d'amplification en volts  $k$  est de l'ordre de 8 à 10.  $\rho$  et  $k$  sont pratiquement constants.

Le coefficient  $k'$  est variable. Il dépend des coordonnées du point de fonctionnement.

On peut définir également et déterminer en se servant du tracé expérimental des caractéristiques, la résistance apparente  $\rho'$  du circuit de grille intérieure et le coefficient d'amplification en volts du circuit. Ces grandeurs dépendent du point de fonctionnement. Pour des tensions de plaque et de grille intérieure de l'ordre de 12 à 15 volts, on trouve pour la résistance  $s'$  des valeurs de l'ordre de 6.000 à 10.000 ohms et pour le coefficient d'amplification du circuit de grille intérieure, des valeurs de 2 à 4.

#### EMPLOI DES LAMPES À GRILLE DE CHAMP.

Les applications des lampes bigrilles découlent des propriétés qui ont été mises en évidence par le tracé des caractéristiques.

— L'étude qui précède montre que dans beaucoup de cas on pourra les employer de préférence aux lampes à trois électrodes, soit que l'on veuille obtenir une plus grande amplification, soit que pour une amplification égale on désire profiter de l'avantage d'une tension de plaque réduite (1).

Il importe toutefois d'observer que dans ces conditions, le débit de la pile de plaque est augmenté, car cette pile doit fournir le courant de grille intérieure aussi bien que le courant de plaque.

Le débit total atteint environ une fois et demie la valeur du débit obtenu avec une lampe à trois électrodes. Compte tenu du débit fourni par la pile de plaque au circuit de grille intérieure, le gain de puissance est d'environ 60 p. 100.

(1) On peut dans certains cas n'utiliser qu'une seule batterie pour alimenter le filament, la plaque et la grille intérieure.

Dans ces applications, la lampe fonctionne comme détectrice ou comme relais amplificateur. Le circuit de grille extérieure joue le rôle de circuit d'entrée.

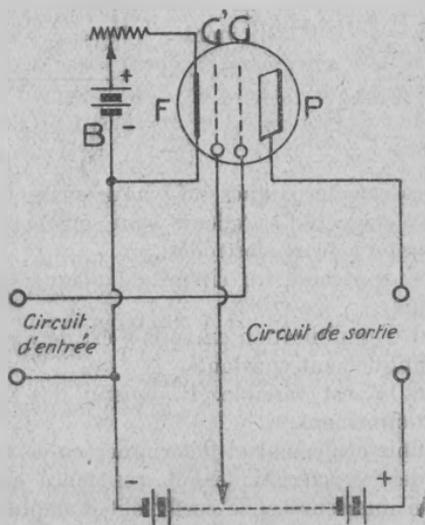


Fig. 307.

Le circuit de plaque joue le rôle de circuit de sortie. La grille intérieure est portée à un potentiel convenable, soit au moyen d'une batterie de pile spéciale, soit au moyen de la pile de plaque.

— La lampe à grille de champ, se prête également à de nombreuses applications par la combinaison des trois circuits.

Elle peut remplir simultanément plusieurs fonctions qui exigeraient l'emploi de plusieurs lampes à trois électrodes.

La symétrie que présentent les circuits de plaque et de grille intérieure peut être mise à profit dans des *montages réflexes*.

On peut utiliser simultanément ces deux circuits afin d'augmenter la puissance de la lampe. Il suffit de tenir compte de l'inversion du sens de la variation des courants, ainsi que de l'influence de la tension de chauffage.

Nous étudierons au chapitre suivant quelques montages particuliers des lampes à grille de champ.

#### B. — LA LAMPE À GRILLE-ÉCRAN.

Dans la lampe à grille-écran la grille supplémentaire au lieu d'être placée près du filament est interposée entre la grille normale de commande et la plaque. Cette grille portée à une tension voisine de celle de la plaque renforce l'action de celle-ci et forme en outre un écran électrostatique entre la grille normale et la plaque, ce qui

a pour effet de réduire la capacité grille-plaque dans des proportions considérables. Il s'ensuit que le coefficient d'amplification de la lampe est augmenté en même temps que sont réduits les risques d'accrochage. Il convient évidemment de réduire aussi le plus possible les capacités des connexions extérieures, en disposant les circuits dans des boîtes métalliques. La lampe à grille-écran a été étudiée principalement pour être utilisée dans un étage d'amplificateur à résonance.

Il existe actuellement des lampes à écran dont le coefficient d'amplification en volts atteint des valeurs de 150, 200 et plus.

Le seul inconvénient de ces lampes est dû à leur grande résistance interne. On peut y remédier en ajoutant une grille de champ pour réduire la charge d'espace.

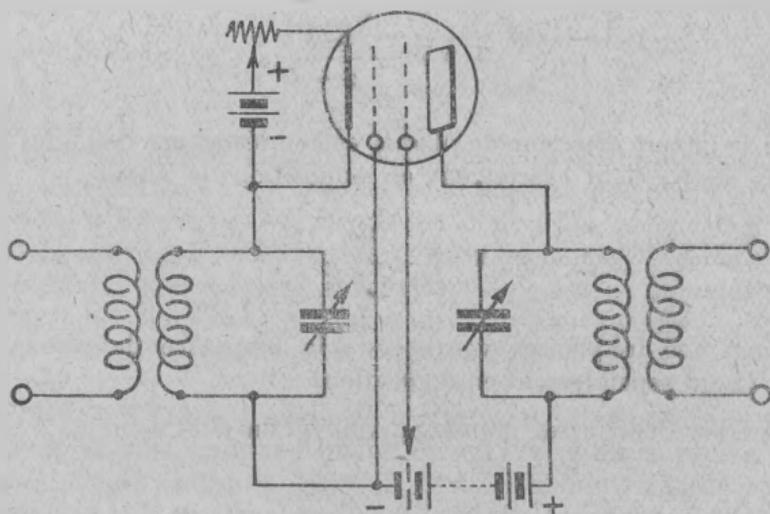


Fig. 308.

#### § 4. La lampe trigille.

L'émission secondaire d'électrons par la plaque ou la grille d'une lampe triode, dont il est fait mention au § 1 de ce chapitre, est en général négligeable tant que l'amplitude des variations de la tension de grille n'est pas très considérable.

Mais lorsqu'il s'agit d'amplifier des courants déjà notables, la tension alternative appliquée à la grille de la lampe considérée peut être telle qu'au cours des oscillations la valeur instantanée de la tension de grille atteigne, et même dépasse la valeur instantanée de la tension de plaque.

La première est égale à :  $U_0 + u$  ;

La seconde a pour valeur :  $V_0 + v$ .

Or les tensions variables  $u$  et  $v$  sont sensiblement en opposition de phase.

On a en effet, en employant la notation vectorielle :

$$\begin{cases} \rho J = V + Ku, \\ V = ZJ; \end{cases}$$

Z désignant l'impédance imaginaire du circuit extérieur de plaque :

$$Z = R + jS;$$

D'où l'on tire :

$$\begin{cases} J = \frac{KU}{\rho + Z}, \\ V = -\frac{KZU}{\rho + Z}. \end{cases}$$

Si le circuit extérieur de plaque est en résonance  $S = 0$  les tensions  $u$  et  $v$  sont exactement en opposition de phase :

$$V = -\frac{KR}{\rho + R} U.$$

Pour des fréquences voisines de la fréquence de résonance,  $u$  et  $v$  sont sensiblement en opposition.

Donc si  $U$  est assez grand, on voit qu'on peut avoir

$$U_0 + U > V_0 - \frac{KR}{\rho + R} U.$$

Il suffit pour cela que :

$$U < \frac{V_0 - U_0}{1 + \frac{KR}{\rho + R}}.$$

Dans ces conditions l'émission secondaire n'est plus négligeable.

Nous avons vu que pour des valeurs de la tension de grille peu inférieures à la tension de plaque, il peut se produire une inversion du courant de grille et que le courant de plaque peut dépasser sa valeur de saturation. La lampe peut être rapidement mise hors d'usage.

En outre, la caractéristique de plaque n'étant plus rectiligne, à une variation sinusoidale de la tension de grille ne correspond plus une variation sinusoidale du courant de plaque. Il y a distorsion.

On peut s'affranchir de ces inconvénients en intercalant entre la grille et la plaque une grille supplémentaire portée au potentiel du filament.

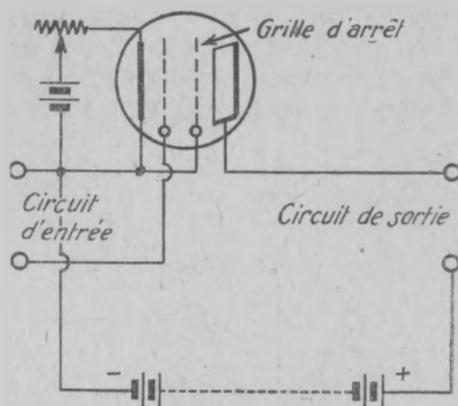


Fig. 309.

Cette grille dénommée *grille d'arrêt* crée un champ de sens contraire au champ créé par la grille de commande et la plaque, et qui s'oppose à l'émission par la plaque d'électrons secondaires (1).

Ce dispositif est surtout employé dans les lampes dites *lampes de puissance* qui sont destinées à amplifier les courants microtéléphoniques pour alimenter l'enroulement d'un haut-parleur.

Les lampes de puissance sont des lampes à écran et à grille d'arrêt.

La lampe à écran, à cause de sa très grande résistance interne présente en effet un grand intérêt lorsqu'il s'agit d'amplifier, non pas un simple courant sinusoïdal mais un courant modulé par la parole ou par la musique, qui n'est autre que la superposition d'un grand nombre de courants sinusoïdaux d'amplitudes et de fréquences différentes. Nous avons vu en effet que ces différentes composantes sont en général inégalement amplifiées par la lampe triode, et que l'une des principales causes de cette distorsion est due à ce que l'impédance du circuit de sortie est une fonction de la fréquence.

Dans les lampes triodes cette impédance est de l'ordre de grandeur de la résistance interne de la lampe et par suite l'impédance totale du circuit  $\sqrt{(\rho + R)^2 + S^2}$  varie beaucoup avec la fréquence. Par contre dans la lampe à grille-écran, dont la résistance interne peut atteindre des valeurs de 60.000 ohms, l'influence du terme  $S^2$  est négligeable. La distorsion due à l'impédance du circuit de sortie est donc très réduite.

(1) Les phénomènes d'émission secondaire se produisent également dans la lampe oscillatrice où, comme on l'a vu, les tensions variables de grille et de plaque sont aussi très sensiblement en opposition de phase. L'emploi d'une grille d'arrêt permet aussi de les réduire considérablement.

Mais dans ces conditions d'emploi, la tension de grille peut prendre de grandes valeurs et les électrons secondaires émis par la plaque peuvent atteindre la grille-écran. Il en résulte une chute brusque du courant de plaque et une déformation de la caractéristique dont nous avons signalé plus haut l'effet de distorsion. On peut y remédier dans une certaine mesure en intercalant une grille d'arrêt entre la grille écran et la plaque.

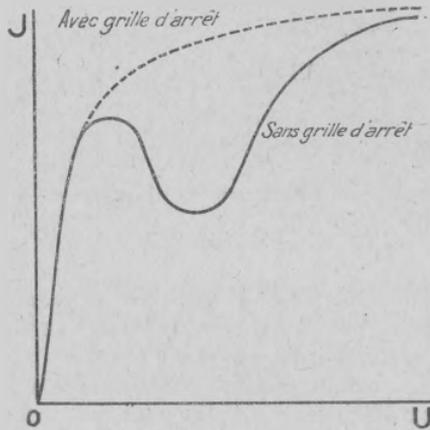


Fig. 310.

On réalise ainsi une lampe trigrille susceptible de donner une grande puissance avec une très faible distorsion.

La figure ci-dessous donne le schéma de montage d'une telle lampe :

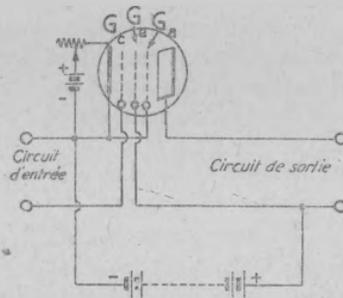


Fig. 311.

$G_c$  est la grille de commande;

$G_e$  est la grille-écran;

$G_a$  est la grille d'arrêt;

$K$  est de l'ordre de 100;

$\rho$  est de l'ordre de 60.000 à 100.000 ohms.

Le courant de plaque peut atteindre 45 milliampères pour une tension nulle de la grille de commande, la plaque étant portée à 150 volts ainsi que la grille-écran.

## RÉSUMÉ DU CHAPITRE X.

### Propriétés des tubes à vide.

#### *La lampe à deux électrodes.*

Dans l'ampoule vide d'air, d'une lampe à incandescence, disposons une plaque métallique P. Réunissons cette plaque au pôle positif d'une pile A d'une centaine d'éléments et relient le pôle négatif au filament F de la lampe. Intercalons sur le fil de jonction un ampéremètre. Chauffons au rouge blanc le filament par une batterie d'accumulateurs B.

L'ampéremètre nous indique que la pile A fournit un courant d'une dizaine de milliampères. Celui-ci traverse nécessairement l'espace compris entre la plaque et le filament F.

Comment les charges électriques peuvent-elles traverser cet espace vide?

Un grand nombre de recherches expérimentales ont amené à concevoir l'existence de grains immatériels, très tenus, d'électricité négative, appelés électrons.

Ces électrons font, en général, partie intégrante de l'atome, mais, dans un métal, un grand nombre d'entre eux circulent entre les atomes. Ils ne sortent pas du métal dans les conditions ordinaires car la charge superficielle positive qui résulterait de leur départ les empêcherait de s'éloigner, mais une forte élévation de température peut favoriser leur émission à l'extérieur.

Les électrons, libérés par l'élévation de température, sont donc attirés par la charge positive de la plaque, sortent du filament et se

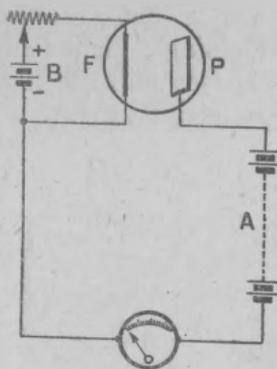


Fig. 312.

dirigent vers cette plaque. Ils transportent alors des charges négatives du filament à la plaque et servent de support au courant.

Le sens de leur déplacement correspondant à un transport d'électricité négative est inverse de celui qu'on a l'habitude d'appeler sens du courant et qui correspond conventionnellement à un transport d'électricité positive.

Si l'on augmente le nombre d'éléments de la pile A, le nombre des électrons qui atteignent la plaque augmente d'abord, mais bientôt, tous ceux qui peuvent sortir sont attirés sur cette plaque et le courant n'augmente plus. On appelle courant de saturation, ce courant d'intensité maximum. Lorsqu'on élève la température, l'intensité du courant de saturation augmente ainsi que le potentiel de plaque pour lequel il est atteint.

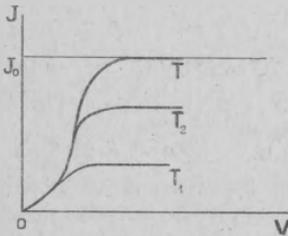


Fig. 313.

Si l'on inverse la polarité de la pile, la plaque négative repousse les électrons qui ne peuvent sortir et tout courant cesse. La lampe à plaque constitue donc une valve qui ne laisse passer le courant que dans un seul sens.

### La lampe à trois électrodes.

La valve à deux électrodes a été employée comme détecteur (valve Fleming). Mais l'adjonction d'une troisième électrode, la grille disposée entre le filament et la plaque, a constitué un très grand perfectionnement.

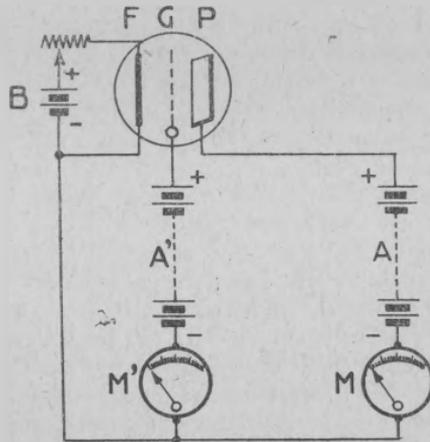


Fig. 314.

Dans le montage indiqué pour la lampe à deux électrodes, relier la grille au filament par l'intermédiaire d'une pile A' et d'un milliampéremètre M' qui mesure le courant dans le circuit grille. Ce courant est formé par les électrons émis du filament et arrêtés par la grille.

Nous compterons les potentiels à partir du pôle négatif de la batterie de chauffage du filament.

*Courbes caractéristiques de la lampe.* — Faisons varier le potentiel de grille. Pour un potentiel de grille inférieur de quelques dizaines de volts à celui du point o, les ampéremètres M et M' n'indiquent aucun courant : la grille repousse les électrons et coupe le courant.

Lorsque le potentiel de grille augmente, le courant apparaît dans la plaque et croît rapidement.

Lorsque le potentiel n'est inférieur que de  $1/10^{\circ}$  de volt environ à celui du point commun, le courant commence dans le circuit de grille; il est d'abord très faible, puis augmente lorsque le potentiel s'élève; la grille attire les électrons, en capte une partie, les autres atteignant la plaque à travers les mailles de la grille.

Le courant de plaque atteint enfin l'intensité qui correspond au courant de saturation. Si l'on élevait encore le potentiel de grille, le courant de grille croîtrait encore et le courant de plaque diminuerait.

Les courbes de la figure représentent les variations des deux courants en fonction du potentiel de grille.

On donne à ces courbes le nom de caractéristiques.

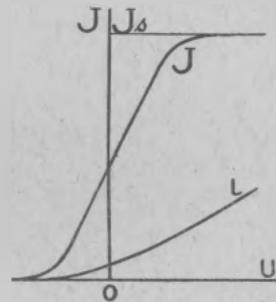


Fig. 315.

*Diverses formes des courbes caractéristiques.* — Laissons la tension de plaque constante et, pour diverses intensités du courant de chauffage, traçons les caractéristiques; les courbes du courant de plaque commencent toutes pour la même tension de grille et s'élèvent d'autant plus que le chauffage est plus élevé. Le début du courant de plaque ne dépend, en effet, que de la forme des lignes de force du champ intérieur et non du chauffage, tandis que le courant de saturation croît avec le chauffage.

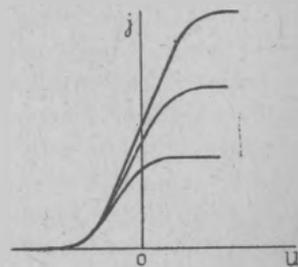


Fig. 316.

Si au contraire, laissant la température constante, nous élevons la tension de plaque, les courbes se déplacent vers la gauche sans

**Librairie Militaire CHARLES-LAVAUZELLE & Cie**  
**PARIS, LIMOGES, NANCY**

---

**Manuel du gradé du génie.** In-12 de 774 pages, avec figures et 5 planches hors texte..... 16 »

---

**Règlement sur la manœuvre et l'emploi du génie :**

1<sup>re</sup> partie, 1<sup>er</sup> volume : **Méthodes et programmes d'instruction.** In-12 de 160 pages..... 7 »

2<sup>e</sup> volume : **Règlement de manœuvre du génie.** In-12 de 126 pages. . . . . 6 »

2<sup>e</sup> partie. **Rôle et emploi du génie en campagne.** In-12 de 156 pages. . . . . 7 50

---

**Ecole de ponts de pilots.** In-12 de 232 pages, avec 125 gravures et 2 planches hors texte... 12 »

---

**Ecoles de transmissions.** — Tome II. **Télégraphie et téléphonie avec fil.** Télégraphie optique et signalisation optique. In-12 de 654 pages, avec 615 figures et 2 planches hors texte. . . . . 35 »

---

**Troupes des chemins de fer. Ecole de tracé de voies ferrées :**

Première partie. **Instruction pratique des opérateurs.** In-12 de 246 pages, avec 159 figures..... 15 »

---

**Ecole de voies ferrées :**

Première partie. **Terrassements d'infrastructure.** In-12 de 124 pages, avec 9 tableaux hors texte..... 10 »

Deuxième partie. **Superstructure.** Premier fascicule. **Voie courante.** In-12 de 110 pages, avec une planche hors texte. . . . . 10 »

---

**Ecole de ponts pour voies ferrées. Charpentes :**

Premier fascicule. **Instruction pratique.** In-12 de 306 pages avec 301 figures..... 15 »

Deuxième fascicule. **Instruction théorique et compléments d'instruction pratique.** In-12 de 168 pages avec 17 planches hors texte..... 15 »

---

Etablissement central du matériel de chemins de fer. — **Instruction sur la télégraphie et la téléphonie à l'usage des troupes de chemins de fer.** In-12 de 96 pages, avec 63 figures. . . . . 10 »