

Collection EEA
Série Technologie électronique

Roger-Charles Houzé

LES ANTENNES Fondamentaux



Cet ouvrage propose une description technique, précise et pratique des **antennes de télédiffusion et de radiodiffusion**.

Après un bref exposé des principes physiques de base (étude de la propagation des ondes EM, analyse du dipôle rayonnant...), il présente notamment :

- **les notions fondamentales et l'environnement technique** propres aux différents types d'antennes (antenne verticale, pylônes émetteurs, notion d'image, antenne dièdre, etc.) ;
- **les antennes de télévision** (réseau Yagi, dipôles de télévision, antenne d'émission TV, antenne en X, antenne « cadres », antenne d'appartement, parabole « grand public », etc.) ;
- **les antennes pour transmissions en ondes courtes** (antenne en L inversé d'Albagli, antenne de réception pour particuliers, antenne OC à large bande...).

Des compléments et rappels sont également fournis en annexes (abaque de Smith, ligne de transmission, calcul du rayonnement...). Cette **3^e édition totalement refondue** est à jour des progrès réalisés dans le domaine : TNT, technique OFDM, téléphonie mobile, numérisation des services de radiodiffusion et de radiocommunications... Pratique et pédagogique, cet ouvrage constitue **une référence pour les radioamateurs, les techniciens et les ingénieurs spécialisés**.



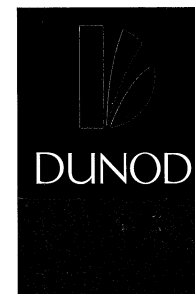
ISBN 2 10 049512 7

www.dunod.com

PRINCIPES
ÉLECTRONIQUES
TECHNOLOGIE
ÉLECTRONIQUE
ÉLECTROTECHNIQUE
AUTOMATISMES

3^e édition de
Les antennes
(tome 1)

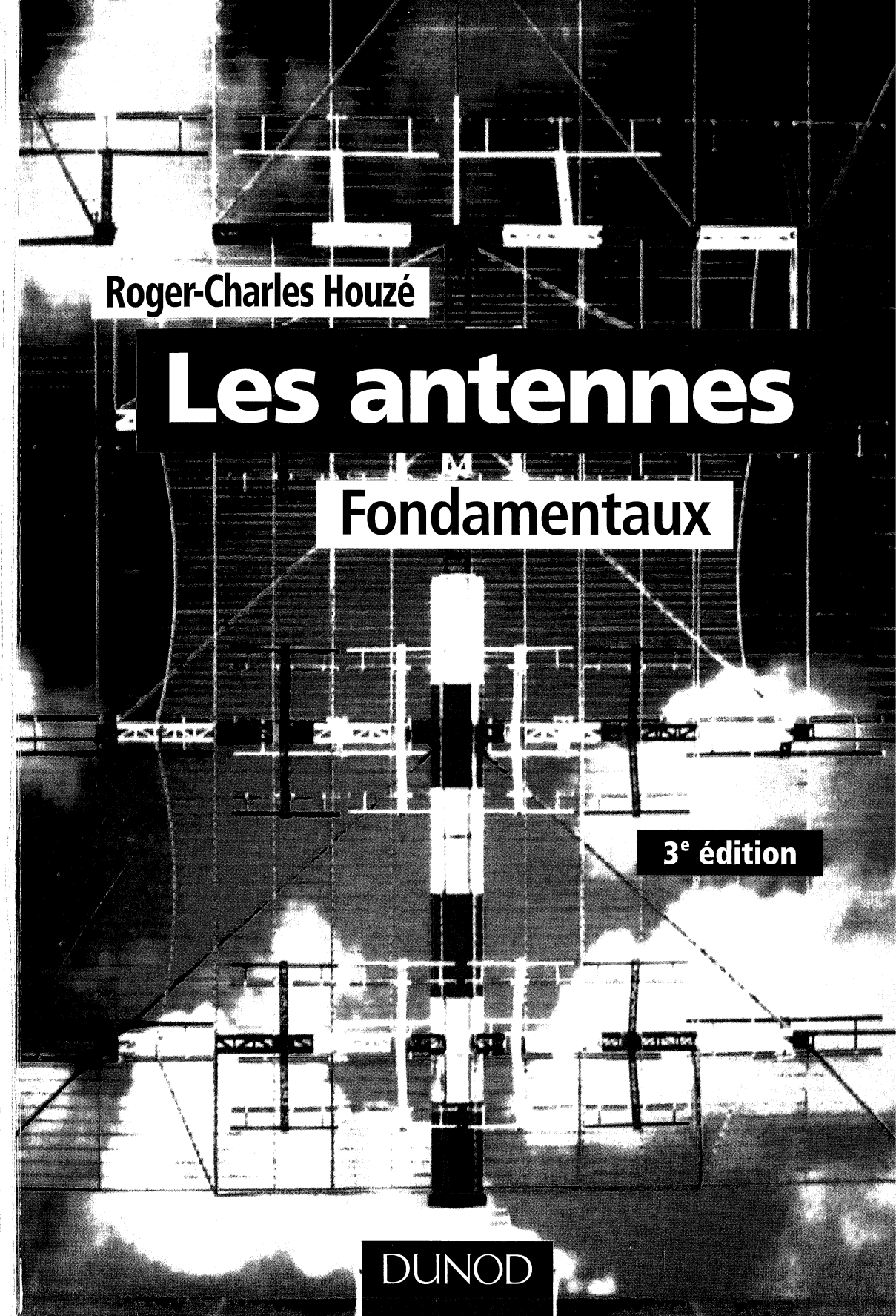
ROGER-CHARLES HOUZÉ
Professeur, ancien chercheur
et expert sur le terrain en
transmission radioélectrique,
il a participé à la création
d'une métrologie rigoureuse
dans le domaine de la
réception radio et TV.
Il a collaboré activement au
développement de la télévision
et a enseigné ces techniques
auprès de nombreux
techniciens et ingénieurs.



R.-C. HOUZÉ

LES ANTENNES
FONDAMENTAUX

621.
382
HOU



Électronique appliquée

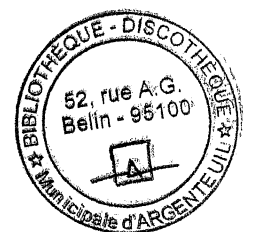
Roger-Charles Houzé

Les antennes

Fondamentaux

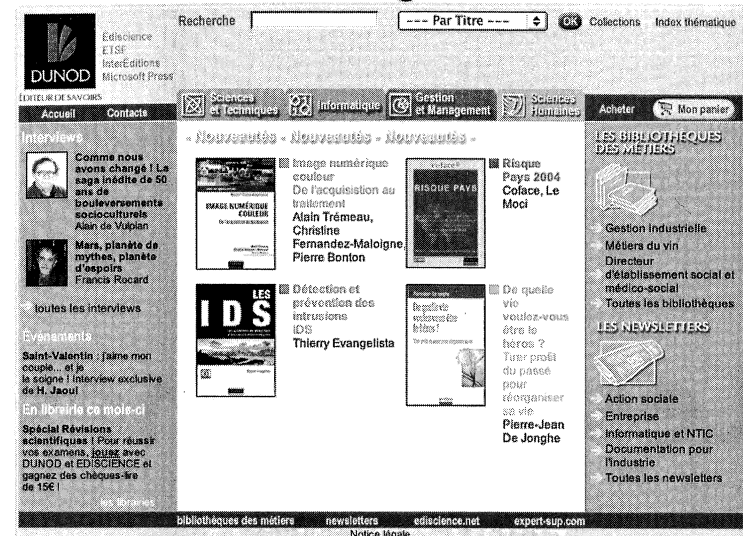
621
382
HOU

3^e édition



DUNOD

Consultez nos catalogues sur le Web



www.dunod.com

Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.

Le Code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements



d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).

© Dunod, Paris, 1998, 2006
ISBN 2 10 049512 7

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

Table des matières

| | |
|---|----|
| AVANT-PROPOS | IX |
| CHAPITRE 1 – ÉVOLUTION HISTORIQUE DES ANTENNES | 1 |
| 1.1 Introduction historique | 1 |
| 1.2 Évolution du fil rayonnant | 8 |
| 1.2.1 Le fil horizontal | 8 |
| 1.2.2 L'antenne en nappe | 10 |
| 1.2.3 La pratique du « doublet » | 13 |
| CHAPITRE 2 – INTRODUCTION À L'ÉTUDE DE LA PROPAGATION DES ONDES EM | 15 |
| 2.1 Rayonnement des antennes à fil | 15 |
| 2.2 Propagation des ondes moyennes | 17 |
| 2.3 Qualification du rayonnement | 20 |
| 2.4 Équivalent de transmission | 23 |
| CHAPITRE 3 – ANALYSE DU DIPÔLE RAYONNANT | 25 |
| 3.1 Dipôle rayonnant | 25 |
| 3.1.1 Choix de la théorie | 25 |
| 3.1.2 Rappels sur les lignes | 26 |
| 3.1.3 Étude de la ligne « sélective » | 27 |
| 3.1.4 Théorie du dipôle | 29 |
| 3.1.5 Action de l'environnement | 31 |
| 3.1.6 Action de la longueur des brins | 33 |
| 3.1.7 Action du diamètre | 33 |
| 3.1.8 Loi empirique de l'impédance | 34 |
| 3.1.9 Le dipôle épais (travaux de King) | 34 |

| | | |
|--------|---|----|
| 3.1.10 | Notion de « hauteur effective » | 35 |
| 3.1.11 | Théorie du champ rayonné par un dipôle | 36 |
| 3.2 | Autres dipôles | 39 |
| 3.2.1 | Le dipôle conique | 39 |
| 3.2.2 | Le dipôle coaxial biconique | 42 |
| 3.2.3 | Dipôles en « éventail » et en « drapeau » | 44 |
| 3.2.4 | Le trombone | 47 |
| 3.2.5 | Adaptation en T | 49 |
| 3.2.6 | Adaptation en gamma | 50 |
| 3.2.7 | Approche de l'adaptation | 52 |
| 3.2.8 | Impédancemètre d'antenne | 53 |
| 3.2.9 | Cas des émetteurs à modulation de fréquence | 55 |
| 3.2.10 | Dipôles à faisceaux croisés | 56 |
| 3.2.11 | Antenne « super tourniquet » | 56 |
| 3.2.12 | La ligne de transmission à l'antenne | 56 |
| 3.3 | Groupement de fils rayonnants | 60 |
| 3.3.1 | Fils en nappe | 60 |
| 3.3.2 | Doublet type « cage » | 62 |
| 3.3.3 | Antenne type « rideau » | 64 |
| 3.3.4 | Antenne logarithmique | 66 |
| 3.3.5 | Version verticale du fil rayonnant | 68 |
| 3.3.6 | Installations mobiles | 69 |
| 3.3.7 | Les « feeders » d'alimentation | 72 |

CHAPITRE 4 – L'ANTENNE VERTICALE

| | | |
|------|--|----|
| 4.1 | L'antenne « quart d'onde ». Théorie des « images » | 73 |
| 4.2 | Champ rayonné par une antenne quart d'onde | 75 |
| 4.3 | L'antenne « fouet » télescopique | 76 |
| 4.4 | L'antenne « automatique » | 81 |
| 4.5 | L'antenne amovible | 81 |
| 4.6 | L'antenne $l/4$ « raccourcie » | 87 |
| 4.7 | Antennes à contrepoids | 90 |
| 4.8 | Adaptation d'impédance | 95 |
| 4.9 | Mise au point et contrôle du ROS | 97 |
| 4.10 | Le ROS-mètre à microlignes | 98 |

CHAPITRE 5 – LES PYLÔNES ÉMETTEURS

| | | |
|-----|-------------------------------|-----|
| 5.1 | Faisons le point... | 104 |
| 5.2 | Le pylône « quart d'onde » | 105 |
| 5.3 | Impédance d'un pylône | 109 |
| 5.4 | Accord de l'antenne en pylône | 111 |
| 5.5 | Antenne repliée | 111 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 5.6 | Pylône rayonnant à jupe | 114 |
| 5.7 | Alimentation intermédiaire | 115 |
| 5.8 | Exemple de pylône « l » : les antennes des émetteurs de Lille et de Bordeaux ($f_0 = 1\,377\text{ kHz}$) | 117 |

CHAPITRE 6 – LE PLAN RÉFLÉCHISSANT

| | | |
|------|--|-----|
| 6.1 | Notion d'image | 119 |
| 6.2 | Différence de marche de phase | 121 |
| 6.3 | Association de champs déphasés | 123 |
| 6.4 | Composition donnant un diagramme rond orienté vers l'avant | 124 |
| 6.5 | Composition donnant un diagramme plat orienté vers les côtés | 126 |
| 6.6 | Antenne « panneau » grand public | 127 |
| 6.7 | Antenne « panneau » d'émission | 132 |
| 6.8 | Panneau « onde entière » | 136 |
| 6.9 | Association de panneaux | 137 |
| 6.10 | Association de brins | 139 |
| 6.11 | Montage sur pylône | 140 |

CHAPITRE 7 – L'ANTENNE DIÈDRE

| | | |
|-----|---|-----|
| 7.1 | Notion de gain | 144 |
| 7.2 | L'antenne « corner » | 144 |
| 7.3 | Recherche de la distance « dièdre-dipôle » optimale | 145 |
| 7.4 | Diagramme de rayonnement théorique de l'antenne « corner » ($q = 90^\circ$) | 150 |
| 7.5 | Contrôles pratiques en hyperfréquences | 152 |
| 7.6 | Antennes « grand public » | 155 |
| 7.7 | Généralisation des réflecteurs dièdres | 156 |

CHAPITRE 8 – LES ANTENNES DE TÉLÉVISION

| | | |
|-------|---|-----|
| 8.1 | Définition du réseau Yagi | 158 |
| 8.1.1 | Notion de « mutuelle » entre antennes | 159 |
| 8.1.2 | Définition du brin « parasite » | 160 |
| 8.1.3 | Le brin « réflecteur » de champ | 161 |
| 8.1.4 | Le brin « directeur » de champ | 163 |
| 8.1.5 | Le réseau de brins « parasites » ou réseau Yagi | 165 |
| 8.1.6 | Analyse de la directivité | 166 |
| 8.1.7 | Déformations du champ | 168 |
| 8.1.8 | Généralisation à plusieurs brins parasites | 171 |
| 8.1.9 | Réversibilité de l'antenne | 173 |
| 8.2 | Les dipôles de télévision | 175 |
| 8.2.1 | Le doublet dissymétrique | 175 |
| 8.2.2 | Le trombone | 176 |
| 8.2.3 | Le trombone à brins dissemblables | 177 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 8.2.4 | Le profil en Z | 177 |
| 8.2.5 | Les dipôles « plats » | 181 |
| 8.3 | L'antenne d'émission | 182 |
| 8.3.1 | Le dipôle à fente | 182 |
| 8.3.2 | Le panneau-cylindre à fente | 184 |
| 8.3.3 | Association pylône-panneau-cylindre à fente (cas des réémetteurs TV) | 185 |
| 8.3.4 | Protection contre les brouillages TV | 188 |
| 8.3.5 | Antenne « papillon » | 193 |
| 8.4 | Les antennes TV en X | 194 |
| 8.4.1 | Différents dipôles en X | 194 |
| 8.4.2 | Gain « avant » | 196 |
| 8.4.3 | Adaptation d'impédance | 197 |
| 8.4.4 | Dilatation mécanique | 198 |
| 8.4.5 | Directivité orientée | 198 |
| 8.4.6 | Alignement de doublets en X | 200 |
| 8.4.7 | Exemple de dimensions | 201 |
| 8.4.8 | Cas de la TNT | 202 |
| 8.5 | Les antennes « cadres » | 205 |
| 8.5.1 | Antenne Dutour | 205 |
| 8.5.2 | Antenne « Cubical Quad » | 209 |
| 8.5.3 | Le cadre-antenne | 209 |
| 8.6 | Adaptateurs d'impédance et symétriseurs | 211 |
| 8.6.1 | Boîtier de raccordement d'antenne | 212 |
| 8.6.2 | Ligne de descente d'antenne | 213 |
| 8.6.3 | Le désymétriseur | 214 |
| 8.6.4 | Le coupleur de bande VHF/UHF | 216 |
| 8.7 | Antennes d'appartement | 219 |
| 8.7.1 | La version Yagi | 219 |
| 8.7.2 | La version cadre | 220 |
| 8.7.3 | L'antenne « panneau » d'appartement | 222 |
| 8.8 | Antennes de caravane | 227 |
| 8.9 | Parabole « grand public » | 231 |
| 8.9.1 | Principe de la réception parabolique | 231 |
| 8.9.2 | Le convertisseur ou LNC | 233 |
| 8.9.3 | Nature du signal délivré | 235 |
| 8.9.4 | Gain d'une parabole | 237 |
| 8.9.5 | Rapport « Signal sur Bruit » | 237 |
| 8.9.6 | Pointage de la parabole vers le satellite | 239 |
| 8.9.7 | Exemple de réglage | 242 |
| 8.9.8 | La multiréception | 243 |
| 8.9.9 | Branchement du syntoniseur | 244 |

CHAPITRE 9 – ANTENNES POUR TRANSMISSIONS

EN ONDES COURTES 245

| | | |
|-----|--|-----|
| 9.1 | Antenne en L inversé d'Albagli | 245 |
| 9.2 | Le point de vue du radioamateur | 247 |
| 9.3 | Adaptation d'impédance avec le transceiver | 248 |
| 9.4 | Antennes de réception pour particuliers | 253 |
| 9.5 | Doublet « antiparasites » de Planès-Py et Gély | 255 |
| 9.6 | Antenne OC à large bande | 258 |
| 9.7 | Antenne « losange » | 261 |
| 9.8 | Exemples d'émetteurs OC | 264 |

CHAPITRE 10 – COUPLAGE D'ANTENNES

269

| | | |
|------|--|-----|
| 10.1 | Couplage de deux doublets rayonnants | 269 |
| 10.2 | Alimentations identiques et en phase | 271 |
| 10.3 | Alimentations égales mais en opposition de phase | 273 |
| 10.4 | Alimentations égales mais en phase « glissante » | 273 |
| 10.5 | Rappel sur l'impédance mutuelle des antennes | 275 |
| 10.6 | Applications en ondes courtes | 277 |

ANNEXES

279

| | | |
|--------|---|-----|
| A.1 | L'abaque de Smith | 279 |
| A.1.1 | Diagramme de Fresnel | 279 |
| A.1.2 | Abaque de Smith (mise en œuvre) | 281 |
| A.1.3 | Cas du générateur adapté | 282 |
| A.1.4 | Cas d'une charge Ze quelconque | 282 |
| A.1.5 | Action de la ligne | 283 |
| A.1.6 | Calcul d'une impédance à l'abaque de Smith | 286 |
| A.1.7 | Calcul de l'admittance | 287 |
| A.1.8 | Ligne en court-circuit | 288 |
| A.1.9 | Ligne ouverte | 289 |
| A.1.10 | Démonstration mathématique de l'abaque de Smith | 290 |
| A.1.11 | Application aux lignes | 291 |
| A.1.12 | Changement de variables (inversion) | 291 |
| A.1.13 | Généralisation | 293 |
| A.2 | La ligne de transmission | 298 |
| A.2.1 | Généralités | 298 |
| A.2.2 | Utilisation de l'abaque de Smith avec les lignes à pertes | 310 |
| A.3 | Théorie générale du champ | 314 |
| A.3.1 | Rappel des lois de l'électricité | 314 |
| A.3.2 | Postulat de la sphère « pulsante » | 321 |
| A.3.3 | Puissance recueillie | 323 |

| | | |
|--------|--|-----|
| A.3.4 | Équivalent de transmission | 323 |
| A.3.5 | Orientation du champ de forces | 323 |
| A.3.6 | Diagramme de directivité | 325 |
| A.3.7 | Équations de Maxwell | 327 |
| A.3.8 | Équations de propagation | 332 |
| A.3.9 | Développement du champ dans l'espace | 333 |
| A.3.10 | Impédance du milieu | 335 |
| A.3.11 | Puissance rayonnée | 336 |
| A.4 | Calcul du rayonnement des antennes | 337 |
| A.4.1 | Notion de directivité | 337 |
| A.4.2 | Généralisation de la notion de directivité (diagramme) | 339 |
| A.4.3 | Calcul du gain maximal | 340 |
| A.4.4 | Développement mathématique | 342 |
| A.4.5 | Applications | 344 |
| A.5 | Théorie des images (réflexion – réfraction – diffraction) | 348 |
| A.5.1 | La réfraction | 348 |
| A.5.2 | Lois de Fresnel | 349 |
| A.5.3 | Incidence Brewstérienne | 350 |
| A.5.4 | Cas d'une réflexion normale sur un diélectrique | 351 |
| A.5.5 | Notion d'image | 353 |
| A.5.6 | Applications | 354 |
| A.6 | Compléments sur la propagation des ondes | 355 |
| A.6.1 | Liaison radioélectrique théorique | 355 |
| A.6.2 | Estimation du champ capté | 355 |
| A.6.3 | Tension captée | 356 |
| A.6.4 | Phénomènes particuliers à la propagation des ondes | 357 |
| A.6.5 | Application à des sols divers | 358 |
| A.6.6 | Réfraction dans l'atmosphère (application aux ondes guidées) | 363 |
| A.6.7 | Calcul de la limite maximale | 364 |
| A.6.8 | Conséquences sur les liaisons en visibilité directe | 365 |
| A.6.9 | Conséquences sur les liaisons aux satellites | 366 |

Avant-propos

Au début de la « Radio » – qu'on appelait alors la TSF –, l'antenne n'était souvent qu'un long fil de cuivre tendu dans la nature entre deux isolateurs. Évidemment, le rendement n'était pas uniforme sur la bande de fréquences de travail, car les dimensions de l'« aérien » réalisé et son orientation vis-à-vis des stations à capter ne convenaient pas toujours avec leur direction géographique, ni avec les longueurs d'onde reçues.

En fait, la théorie des antennes n'était pas maîtrisée et, ignorant beaucoup de choses dans ce domaine nouveau, les utilisateurs des premiers postes à galène faisaient un peu n'importe quoi pour essayer d'améliorer la réception. Or, ceux qui connaissent la pugnacité des amateurs passionnés de technique savent que ceux-ci, limités par aucun tabou scientifique, étaient et sont encore capables de toutes les fantaisies en matière d'expériences ! En fait, nous devons beaucoup à ces gens-là car, parfois, le hasard fait bien les choses : des collecteurs d'ondes de toutes formes ont donc été expérimentés, quelques-uns retenus, beaucoup rejetés, et cela a rudement bien débroussaillé le chemin vers les solutions industrielles.

Quand apparurent ces installateurs plutôt acrobates qui montaient péniblement des rideaux de fils sur le toit des auditeurs de TSF, ces derniers apprirent beaucoup des idées originales des « OM »¹ et, à la veille de la seconde guerre mondiale, on savait tout ou presque tout sur les antennes, et il n'y avait plus qu'à faire progresser la technologie de fabrication pour qu'elles deviennent véritablement efficaces...

Il ne nous paraît donc pas honnête de sourire devant les solutions « abracadabrantesques » préconisées un peu après la première guerre mondiale, car cette floraison d'antennes bizarres semble avoir été bénéfique pour le jugement des installateurs et des utilisateurs de postes de radio : elles eurent le mérite d'enrichir l'expérience de tous, notamment sur la propagation des ondes électromagnétiques. De nos jours, toutes les solutions d'antennes suggérées par ceux-ci interpellent encore beaucoup de radioamateurs, et le même esprit de recherche sans contrainte anime toujours ces passionnés de liaisons radioélectriques lointaines. Cela sacralise aussi le collecteur d'ondes, évitant l'emploi souvent abusif du simple bout de fil en guise d'antenne !

C'est la raison pour laquelle nous avons, dans ce livre, maintenu et même développé le florilège des collecteurs d'ondes du passé, en préliminaire de celles d'aujourd'hui : ils peuvent être encore une source d'inspiration pour tous ces esprits bouillonnants.

1. Les radioamateurs.

Évidemment, nos préoccupations passent désormais par l'avancement de la technologie et, celle-ci s'étant considérablement développée ces dernières années, l'exemple le plus spectaculaire dans le grand public demeure évidemment la parabole de réception des satellites géostationnaires. En fait, l'avenir est désormais dans le traitement numérique. Notamment, la TNT (Télévision Numérique Terrestre) a l'avantage de ne pas nécessiter de modifier les antennes de réception de télévision actuelles ; au contraire, on peut recevoir avec des antennes ordinaires, car la réception est relativement insensible aux trajets multiples de propagation par l'utilisation de la technique OFDM (*Orthogonal Frequency Division Multiplexing*) et des protections particulières dans la préparation des données numériques. Par ailleurs, les émissions en PO/GO/OC ne se feront plus dans l'avenir par une modulation d'amplitude mais par une modulation numérique compressée. La numérisation des porteuses AM aux fréquences inférieures à 30 MHz se fera exclusivement en procédé DRM (Digital Radio Mondiale) qui utilise également une technique OFDM consistant en une bi-modulation de phase en quadrature de la porteuse.

Le DAB (OFDM) avait pour vocation initiale de remplacer à terme la FM (87,5 à 108 MHz) avec une meilleure qualité audio et de nouveaux services innovants. La France a opté pour des raisons économiques à une utilisation de la bande de fréquence 1 450-1 492 MHz autorisée pour ce service, contrairement à d'autres pays européens qui se sont orientés vers la bande dite « VHF » autour de 200 MHz (trop utilisée chez nous). Le DAB a été diversement apprécié par les quelques utilisateurs, car mal installé (pas d'antenne extérieure *indispensable*) et utilisant des émetteurs mal situés.

Quoi qu'il en soit, la tendance actuelle est à la numérisation de tous les services de radiodiffusion et de radiocommunications, anciens ou nouveaux ; elle s'accompagne souvent de demandes de nouvelles bandes de fréquences associées à de nouveaux développements d'antennes avec une forte intégration et couvrant plusieurs bandes de fréquences, comme par exemple, les antennes pour la téléphonie mobile intégrant les deux bandes GSM et celle de l'UMTS.

Avertissement de la 3^e édition

Le développement des antennes s'étant opéré, au fil du temps, dans le domaine de la technologie, cette 3^e édition s'est efforcée d'actualiser les matériels précédemment décrits.

Par ailleurs, nous avons pensé judicieux d'équilibrer l'importance de chaque tome en regroupant, dans le premier, les antennes de radiodiffusion, de la télévision terrestre et des radioamateurs.

Enfin, nous avons cru devoir conforter l'introduction historique, sujet qui semble avoir séduit précédemment quelques lecteurs.

Nous ne doutons pas que les radioamateurs puissent ici trouver quelques versions originales d'antennes adaptées à leur cas particulier. À ceux-là et aux techniciens de terrain, nous laissons le loisir d'imaginer les antennes de demain grâce à leurs esprits inventifs et astucieux.

Roger-Charles HOUZÉ

Chapitre 1

Évolution historique des antennes

1.1 Introduction historique

L'histoire de la radio est truffée d'anecdotes parfaitement authentiques mais aussi de légendes tenaces. Toutefois, comme dans toute légende, il y a presque toujours une part de vérité historique, autant la verser au dossier de la curiosité scientifique, mais avec la réserve qui convient.

Il semblerait que l'art de transmettre des messages se perde dans la nuit des temps puisque les Chinois utilisaient, il y a presque 2 000 ans, des bambous creux pour communiquer d'un palais à l'autre...

Plus près de nous – vers 1793 – **Chappe** imagine le télégraphe à sémaphores. C'est la première liaison terrestre codifiée où la notion de rapidité – une heure pour transmettre un message de Paris à Lille – prévalait sur celle du secret de la communication. Il s'agissait, en quelque sorte, du premier « faisceau hertzien » !

La pile étant déjà inventée (**Volta**, en 1799), le premier qui expérimenta une ligne de transmission, ce, avec un fil électrique et un retour par la terre fut l'Allemand **Steinheil**, en 1827.

Vers 1833, l'Anglais **Faraday** produisit le courant alternatif avec un aimant tournant devant une bobine ; mais, la définition du « signal électrique » ne fut déposée qu'en 1837, par ses compatriotes **Cooke** et **Wheatstone** (l'inventeur du fameux pont...).

Trois mois plus tard, **Morse** établit, pour le télégraphe, le code de transmission qui porte son nom. Salué avec très peu d'empressement outre-Atlantique, il eut toutes les peines du monde à le mettre en application et il a fallu un décret de la Cour suprême des États-Unis pour qu'on lui reconnaisse la paternité réelle de son invention (premier télégraphe entre Washington et Baltimore en 1844).

Une antériorité était, en effet, reconnue dans les milieux scientifiques : celle de **Pavel Shilling**, un diplomate russe, premier expérimentateur d'un télégraphe à un seul fil mais qui décéda avant son bon aboutissement. Auparavant, **Ampère** avait jeté les bases d'une liaison énergétique à deux fils mais sans lui attribuer la fonction de transmetteur de messages.

Ce fut donc bien Morse qui, en septembre 1837, codifia l'usage d'une transmission électrique binaire et qui développa réellement le télégraphe aux USA.

À ce propos, il faut ajouter que le technicien qui met en œuvre une technologie bien efficace, à partir d'une idée souvent mal conçue ou trop peu concrète, mérite le même respect ; car, sans application, une théorie, fut-elle découverte par un savant génial, n'est, hélas, que vaine spéculation intellectuelle.

Dès la seconde moitié du XIX^e siècle, le télégraphe connut un essor prodigieux et, pour développer ses possibilités, de nombreux savants cherchèrent le moyen d'améliorer la qualité des lignes, voire de s'affranchir de ces fils qui avaient tant de peine à traverser les fleuves et qui stoppaient devant l'océan.

C'est alors que les « Sans-Filistes » tirèrent parti de la bobine de **Ruhmkorff**, physicien allemand décédé en 1877, pour créer une liaison « radio », c'est-à-dire un rayonnement électromagnétique¹ grâce aux étincelles qui se produisaient entre deux éclateurs branchés aux secondaires de la bobine (figure 1.1).

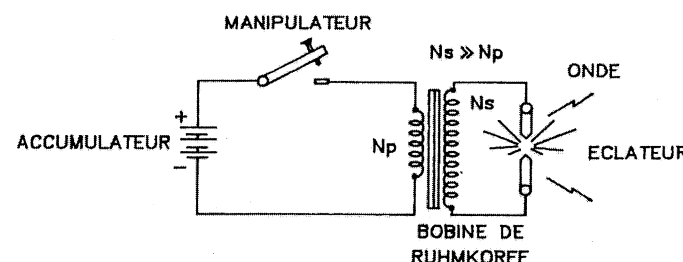


Figure 1.1 – Création d'une onde grâce au courant haché par le manipulateur dans le primaire de la bobine de Ruhmkorff.

Ces « ondes électromagnétiques », **Hertz**, autre physicien allemand, les expliqua dès 1887. Puis, on découvrit le rapprochement qu'il convenait de faire avec les fameuses équations de **Maxwell**, établies mathématiquement en 1864. Ce rayonnement suivait rigoureusement, en durée, les passages plus ou moins longs du courant dans le primaire de la bobine de Ruhmkorff, passages correspondant aux traits et aux points du code Morse. Malheureusement, on ne pouvait capter très loin ces ondes et il fallut attendre que **Branly**, physicien français, ait mis au point en 1890 son **cohéreur** pour qu'on les détecte avec sûreté. Cet astucieux dispositif, formé d'un tube de verre dans lequel on avait tassé de la limaille, devenait conducteur sous l'action d'un champ électrique. Relié à la boucle de **Hertz** (sorte de cadre) et polarisé par une pile, le cohéreur déclenchait une sonnette quand le manipulateur associé à la bobine de Ruhmkorff était actionné, à courte distance de la boucle. Malheureusement, magnétisé, le cohéreur restait conducteur après les premières détectations et perdait ainsi sa sensibilité. **Lodge** y associa une sorte de vibreur pour secouer régulièrement le tube de verre et le rendre opérationnel à chaque transmission. Vinrent heureusement, ensuite, le détecteur électrolytique du **Général Ferrié** (1900) et la galène, un sulfure naturel de plomb, dont l'emploi perdura bien après la première guerre mondiale, malgré la venue de la diode à vide de **Fleming**, découverte en 1904.

1. On la nommait alors l'« onde électrique ».

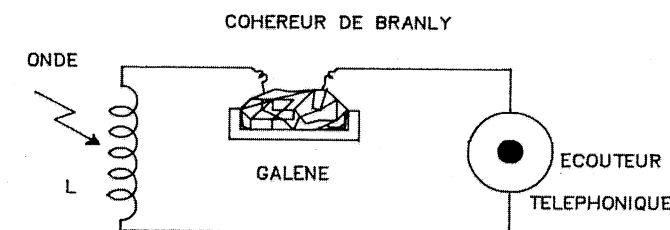


Figure 1.2 – Mise en évidence des ondes par la galène.

Mais venons-en à l'inventeur de l'antenne : d'après une légende tenace, c'est un hasard heureux qui conduisit **Alexandre Popov**, officier et maître-assistant à l'École supérieure de Marine de Krons-tadt, à découvrir l'usage de l'antenne : voulant détecter à longue distance la présence d'orages, il eut l'idée de raccorder un paratonnerre au montage détecteur de **Branly/Lodge**. Dans son esprit, un rapprochement hasardeux s'était fait entre l'électricité atmosphérique – l'éclair ! – et les ondes électromagnétiques. En 1896, il réalisa la première liaison radiotélégraphique, ce, à quelques centaines de mètres, entre deux nappes de fils reliées, d'une part à l'éclateur de Ruhmkorff et, d'autre part, au récepteur de Branly/Lodge. Promu amiral à titre posthume car décédé à 47 ans, en 1906, avant qu'il ne devienne un vénérable savant, Popov fut le véritable découvreur du circuit « antenne-terre ».

Mais la réalité est peut-être moins pittoresque car, vers la fin du XIX^e siècle, les Académies des Sciences fourmillaient d'idées nouvelles ; les communications scientifiques circulaient facilement en Europe et étaient consultées avec un vif intérêt par tous les chercheurs¹ de l'époque. Nos savants, parfaitement informés des progrès de la science, pratiquaient donc des expériences qui concouraient souvent à des solutions communes.

Ainsi, Hertz découvrit à peu près à la même époque – vers 1890 – les ondes stationnaires, et l'aboutissement de ses expériences fut le « fil rayonnant » ou fil « tendu », c'est-à-dire l'antenne considérée comme un prolongement indispensable de l'émission et qui, grosse innovation, devait être scrupuleusement adaptée à la fréquence rayonnée (figure 1.3).

À partir de ce moment-là – 1899 – plusieurs générations d'ingénieurs dont **Marconi**, le premier industriel de la TSE, se penchèrent sur le fonctionnement réel de l'antenne, et de nombreux noms restent encore attachés aux différents types d'antennes ou à leur théorie. Citons ainsi **Tesla** qui adapta, par un bobinage à prises, l'antenne au résonateur naguère imaginé par l'illustre Hertz ; puis : **Oudin**, un médecin, qui créa le circuit accordé R-L-C, développant ainsi la notion de « syntonie » (accord de l'antenne sur la longueur d'onde émise) avancée par Lodge.

Évoquons également **Ducretet** et **Roger** qui installèrent en 1898 – deux ans après les premiers essais de Marconi – la fameuse liaison de 4 km entre la Tour Eiffel et le Panthéon, performance qui débuta réellement l'ère des émetteurs de TSE. À partir de 1923, grâce à **John Baird**, la télévision se développa et **Yagi** proposa la solution des « râteaux » que l'on remarque sur nos toits depuis plus de cinquante ans (figure 1.4).

Mais à mesure qu'on augmentait la fréquence de travail, on rencontrait des difficultés croissantes pour concentrer et maintenir dans une direction privilégiée – celle où se placent les récepteurs –

1. À l'époque, ceux-ci se faisaient appeler « inventeurs ».

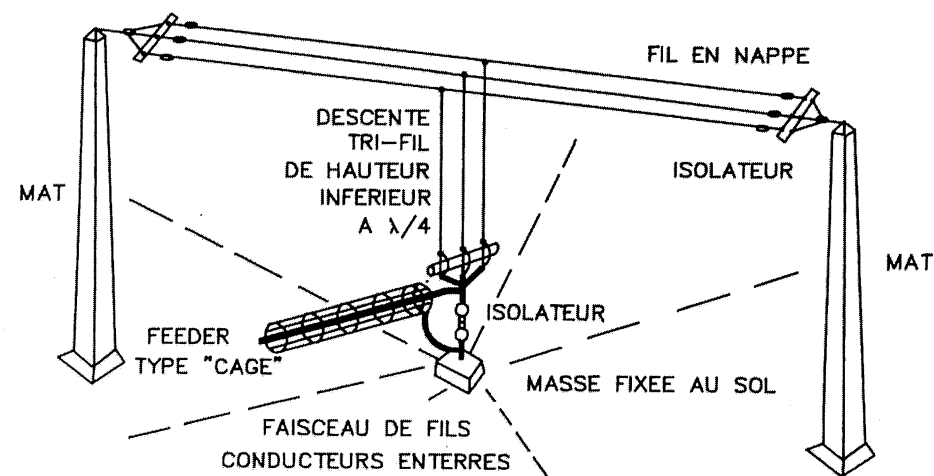


Figure 1.3 – Les premières antennes d'émission utilisaient des fils en nappe verticaux et horizontaux (cas de Radio-Paris-PTT).

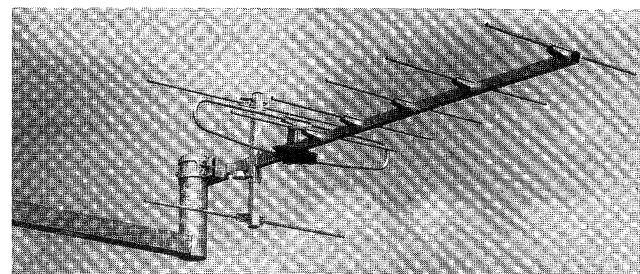


Figure 1.4 – L'antenne de télévision par excellence : le réseau Yagi pour la bande III - VHF (antenne CVP09 Kathrein).

un champ électromagnétique de plus en plus délicat à produire avec la technique du fil tendu, d'où est issu le réseau Yagi.

En montant encore en fréquence, pour réaliser le Radar – dont le principe était connu depuis 1904, grâce à l'Allemand **Huffsmeier** –, l'Anglais **Watson Watt** confectionna en 1935 cette étrange oreille qui concentrait les ondes ainsi qu'un phare de voiture le réalise avec un faisceau de lumière¹. La SFR équipa en 1935 le paquebot Normandie d'un tout premier radar embarqué.

À partir de 1945, la « parabole », ainsi nommée pour avoir appliqué aux ondes électromagnétiques le principe du projecteur optique à réflecteur parabolique utilisé en éclairage, résolut presque tous les problèmes d'émission. L'analogie évidente avec la lumière et les lois de l'optique inspira à **Silver**,

1. Pour sacrifier à la vérité historique, il nous faut préciser que le Radar, d'après le *Quid*, fut déjà l'objet de recherches fructueuses aux USA, dès 1922, grâce à **Taylor** et **Young**, et que le mérite de générer des ondes « Hyper » revient à **David**, **Gutton** et **Ponte** dont les travaux ont abouti vers 1934 !

vers 1948, la première théorie cohérente de la parabole. À cette parabole, utilisée essentiellement en hyperfréquences, au dessus de quelques GHz, on associe au foyer un cornet qui en recueille les signaux focalisés par la parabole et les transmet à travers un guide d'ondes vers un convertisseur de fréquence intégrant souvent un amplificateur à faible bruit. L'ensemble peut être extrêmement compact et appelé, en radiodiffusion par satellite, « convertisseur de fréquence » ou parfois LNB ou LNC pour *Low Noise Block Converter*, voir figure 1.5.

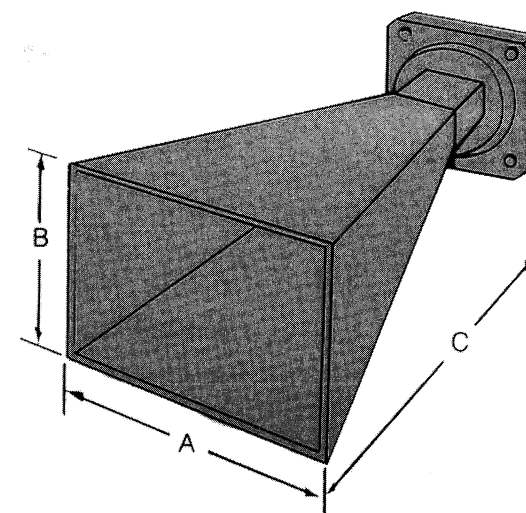
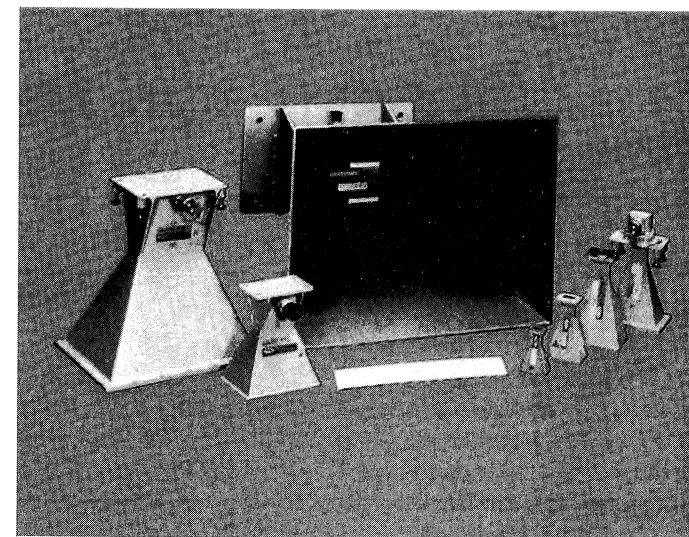


Figure 1.5 – Cornets rayonnants préconisés en hyperfréquences. Le rapport A/B est ici prévu pour le mode TE 01.

Dès lors, elle constitue la pièce maîtresse de toutes liaisons terrestres par faisceaux hertziens et par satellites, dans les bandes de fréquence allant jusqu'à 100 GHz (figure 1.6). Au-delà, c'est la source d'ondes qui devient différente : **maser**, **laser**, dont le principe focalisateur d'origine rend inutile le réflecteur parabolique puisque le système d'excitation génère directement un mince pinceau d'énergie.

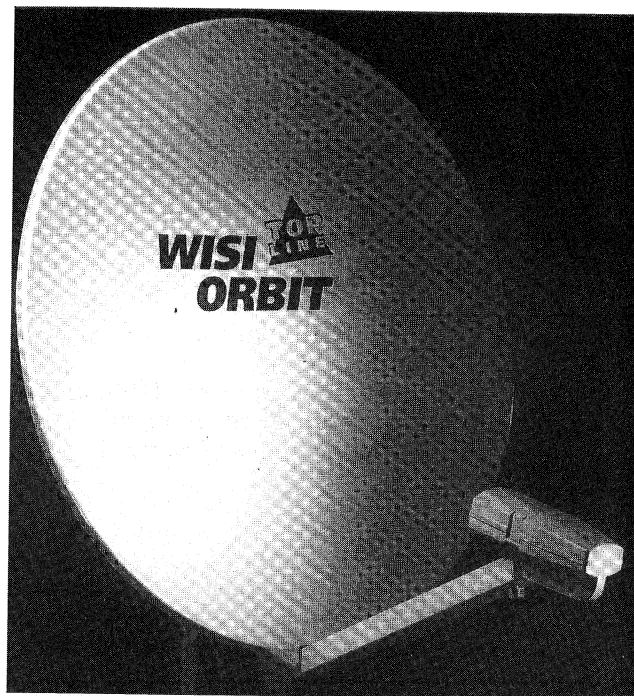


Figure 1.6 – À l'écoute des satellites par la parabole « off-set » 0A96 Wisi.
Au premier plan, on remarquera le convertisseur de fréquence (LNB)
placé dans le foyer de la parabole.

Mais le progrès se situe surtout dans le développement des « aériens » (autre désignation des antennes) imaginés à partir des versions existantes, afin de mettre en évidence une de leurs caractéristiques principales : gain, directivité, largeur de bande, impédance équivalente, etc. Que cette évolution ait été faite par un savant calcul des ingénieurs ou grâce à l'expérience croissante des techniciens de terrain, nous avons abouti à des antennes qui semblent beaucoup s'éloigner des inspiratrices initiales : les antennes « filaires » que nous allons décrire ci-après ou, comme les « dipôles » Yagi, les « râdeaux » utilisés en télévision. Il suffit, pour s'en persuader de voir, figure 1.7 comment le fameux dipôle a dérivé en une juxtaposition de petits brins disposés en croix afin d'obtenir en même temps une polarisation horizontale et verticale du champ électromagnétique émis, et cela dans un domaine de fréquences très élevé : 1 à 18 GHz. La directivité (très grande) d'une telle antenne dite « logarithmique » se devine facilement : dans la direction convergente des brins.

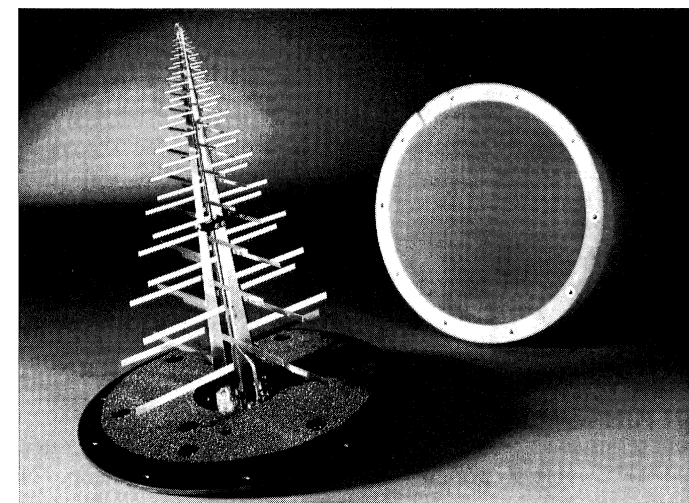


Figure 1.7 – Antenne logarithmique couvrant la gamme de 1 à 18 GHz
(d'après Rohde & Schwarz).

L'antenne filaire, toujours trop longue, a aussi suggéré une réalisation qui trouve également son application dans des domaines très élevés de fréquence. Évoquons l'antenne en spirale de la figure 1.8, qui n'est rien d'autre qu'une antenne filaire enroulée sur elle-même et alimentée au centre du substrat sur lequel elle est en fait gravée (domaine de 1 à 20 GHz).

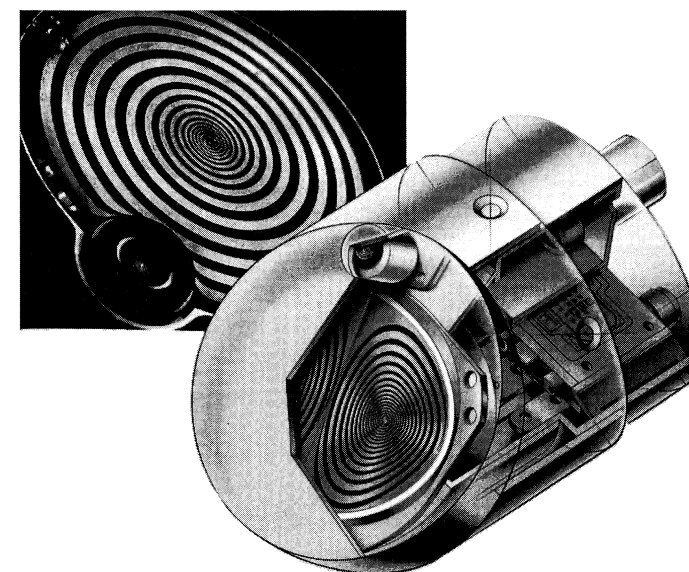


Figure 1.8 – Antenne en spirale couvrant la gamme de 1 à 18 GHz (d'après AEL).
L'éclaté montre un dipôle de deux antennes spiralées côte à côte et son électronique associée.

Toutefois, ce progrès n'a été rendu possible que grâce à l'essor prodigieux de la technologie des circuits électroniques adaptant de telles antennes à l'émetteur ou au récepteur : nous en apercevons la silhouette dans le socle appartenant à l'antenne spirale. C'est peut-être dans ce domaine de l'« interface » que les prouesses ont été les plus remarquables.

L'avenir nous dira vers quelle direction originale va désormais s'orienter l'extraordinaire épopée de l'antenne. Mais en attendant, que ses augustes promoteurs trouvent, ici, l'hommage appuyé du narrateur.

1.2 Évolution du fil rayonnant

Par définition, une antenne, c'est un **collecteur d'ondes hertziennes**. Mais c'est aussi le **créateur d'ondes** quand elle est branchée sur l'émetteur de radiodiffusion : **l'antenne est donc réversible**. Pour qu'elle agisse avec le maximum d'efficacité, il faut la dégager de tout l'environnement : au besoin, pour certaines versions, on l'« isole » dans l'espace (Satellites). Pour ces raisons, on la désigne souvent sous le nom d'« **aérien** ». Ce vocable spécifique des antennes installées au-dessus du sol, peut également s'adresser à tous types de collecteurs d'ondes y compris les paraboles des satellites relais et des faisceaux hertziens. **Mais c'est surtout dans la pratique du radioamateur** qu'on trouvera, ici, des sources d'inspiration fort utiles car, dans le domaine des ondes courtes on conserve et on développe avec succès le principe du « fil rayonnant ».

1.2.1 Le fil horizontal

La première antenne, selon la légende, ayant été expérimentée à bord d'un bateau, **Popov** trouva commode de tendre un fil de cuivre entre deux mâts du navire : l'antenne à polarisation horizontale était inventée ; un peu fortuitement, comme nous l'avons dit dans l'anecdote du précédent chapitre, mais inventée tout de même, dans le sens le plus littéral du terme, (« trouvé », découvert pour la première fois).

Le mode de branchement choisi était alors assez quelconque car la théorie n'était pas encore développée, vers la fin du XIX^e siècle. Cela se passait toutefois assez bien car les liaisons, qui ne s'appelaient pas encore « hertziennes », ne se pratiquaient que sur des distances courtes (quelques centaines de mètres). Or, c'est précisément **Hertz**, authentique savant allemand, qui étudia cela et s'aperçut alors que la meilleure position du fil de descente dépendait de la fréquence d'excitation de l'antenne : la *figure 1.9A* donne ainsi un aperçu de l'expérience qui le conduisit notamment à découvrir les ondes stationnaires. Au long du fil, long de plusieurs fois la longueur d'onde, la roulette de cuivre mettait en évidence des maxima et des minima de champ donc des « nœuds » et des « ventres » de courant dans la montée à l'antenne et sur l'antenne elle-même. Ainsi, en application, la variante **Hertz-Windom** préconisait une longueur L réduite à $\lambda/2$ et une prise P placée au tiers de la longueur : *figure 1.9B*.

Facile à réaliser, cette antenne fonctionnait également pour les multiples paires de fréquence¹ mais le fil de descente rayonnait autant que le fil horizontal et nous verrons que cela suggéra un tout autre fonctionnement de ce type d'antenne.

En fait, l'antenne Hertz-Windom ne fonctionnait bien que pour une hauteur h du fil de descente restant courte devant le fil horizontal. Ceci compliquait évidemment le raccordement au poste

1. La fréquence optimale est : $f_0 = \frac{c}{2L}$.

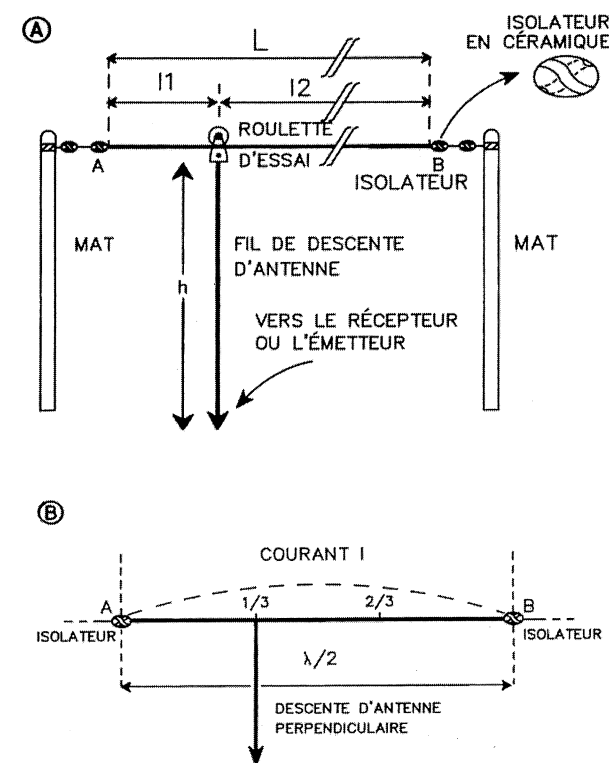


Figure 1.9 - A : Recherche de la meilleure position du fil de descente sur une antenne Hertz de longueur quelconque.

B : Variante Hertz-Windom à prise située au tiers de la longueur $L = \lambda/2$.

(émetteur ou récepteur) et obligeait à une disposition élevée du matériel (tour de contrôle d'un terrain d'aviation ou passerelle de commandement d'un navire).

Ainsi, ce type d'antenne n'est plus guère employé qu'associé à un récepteur OC/PO dit de « trafic » car le CAS¹ dont il est muni gomme les fluctuations que la dispersion d'impédance due au fil flottant procure sur le niveau de champ capté.

Sur une station émettrice, on se heurte à plusieurs problèmes : variation de rendement de puissance, difficulté de branchement entre le fil et la terre, etc. Seule, la coque métallique du navire plongée dans l'eau salée procure, à ce titre, le meilleur contrepoids au fil horizontal. Dans les stations terrestres, il fallait constamment retoucher à l'accord d'antenne, représenté par un dispositif variométrique à bobines imbriquées l'une dans l'autre (*figures 1.10*) ou par une batterie de condensateurs ajustables montés en série ou en parallèle sur le fil de descente. On recherchait, par ces réglages, l'obtention d'un maximum de courant d'antenne sur l'ampèremètre thermique que l'on plaçait « au pied » de l'antenne (A) ou d'un diagramme de rayonnement convenable grâce à un mesureur de champ placé au voisinage de l'antenne.

1. Régulateur de gain nommé « Contrôle Automatique de Sensibilité » ou « CAS ».

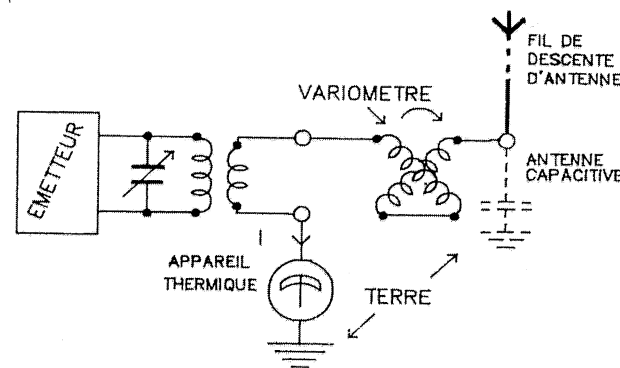


Figure 1.10A – Liaison asymétrique par variomètre à une antenne capacitive.

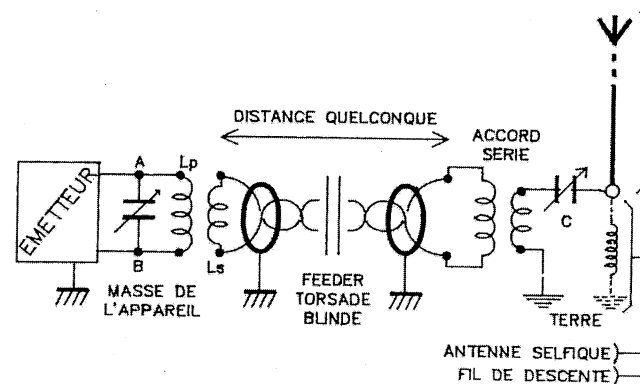


Figure 1.10B – Accord par condensateur C sur une antenne selfique.

1.2.2 L'antenne en nappe

Dans le cas de la figure 1.10A, on suppose que le fil rayonnant horizontal offre à l'émetteur (ou au récepteur) une évidente structure capacitive vis-à-vis du sol considéré comme l'autre armature du condensateur ainsi constitué. Au contraire, dans le cas de la figure 1.10B, il est suggéré que l'antenne peut être selfique. Nous développerons ce dernier aspect dans le cadre du chapitre 4 mais soulignons d'ores et déjà que pour les fréquences relativement élevées, en OC par exemple, le fil vertical alimenté « au pied » doit s'ajuster sur le quart de longueur d'onde si l'on veut obtenir le maximum de rendement.

En revanche, pour les ondes longues, cas de notre présente étude, ce court conducteur de descente n'est qu'un bout de fil légèrement inductif. On le néglige généralement dans le domaine des fréquences basses (GO), mais on a parfois tort car il bouleverse sensiblement l'estimation de la capacité apparaissant sur les fils rayonnants horizontaux placés tous en parallèle. Le câble ou la ligne qui amène l'énergie aux nappes de fils ainsi constituées modifie aussi les données du problème, ce qui justifie l'emploi d'un adaptateur d'impédance compliqué pour bien figoler l'accord : voir la solution de la figure 1.10C.

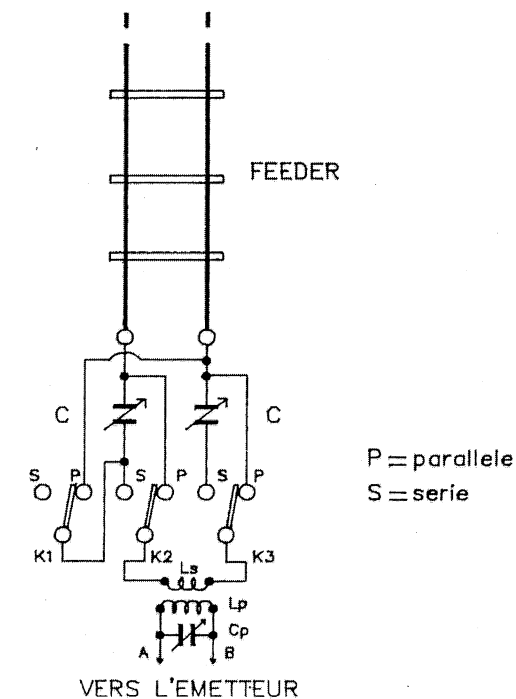


Figure 1.10C – Accord série ou parallèle sur une antenne quelconque (d'après Brault et Piat).

En fait, très tôt, les expérimentateurs des premières antennes ont remarqué (**Berthenod**, Onde électrique, 1922, **Ballantine**, PIRE, 1924, etc.) les ambiguïtés inhérentes à l'impédance apparente des nappes de fils horizontaux parallèles, reliés entre eux, comme le montre l'antenne de la figure 1.3 ou celle de la figure 2.8 que nous allons découvrir.

En application, nous pouvons citer certains émetteurs de grandes ondes comme, par exemple, l'énorme antenne de Radio Luxembourg ou l'ancienne antenne d'Allouis. Les émetteurs qui étaient raccordés à ces monstres cherchaient à couvrir une grande partie de l'Europe et on multipliait le nombre des fils en nappe afin de porter le plus loin possible. L'empirisme régnait en maître, semble-t-il, quand on relit les journaux d'époque : on se heurtait surtout à la longueur des fils d'arrivée de courant d'antenne, et le résultat était alors imprévisible, sinon décevant, dans certaines directions : on rayonnait bien jusqu'à Berlin mais le sud de la France ignorait Radio Luxembourg dès la région centre. De plus, on était obligé de disposer régulièrement au long des fils en nappes des descentes terminées par des bobines raccordées à la terre (antenne **Alexanderson** : voir figure 1.11), afin de réduire la capacité apparente de la nappe car la terre dévorait par capacité toute l'énergie ! Cette correction était plus empirique que réellement calculée : les inductances L étaient ajustées de telle sorte que les courants qui les parcouraient aient la même amplitude et, si possible, la même phase, ce qui à l'époque n'était pas facile à contrôler sans oscilloscope.

Par ailleurs, les lignes d'arrivée du courant d'antenne I_1 et ceux de I_2 et I_3 furent pour nos ingénieurs l'objet de toutes les attentions, et les théoriciens durent maîtriser ces corrections d'antennes par un calcul rigoureux. Intuitivement, il s'agissait d'accorder L sur la capacité apparente de la nappe.

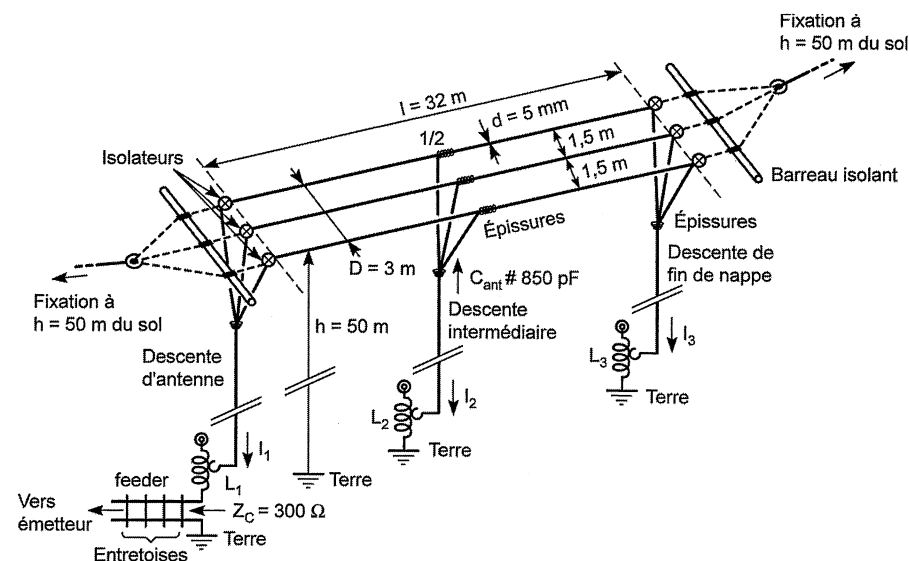


Figure 1.11 – Antenne en nappe Alexanderson munie de selfs compensatrices de la capacité des fils vis-à-vis du sol. Les dimensions s'adressent à une fréquence d'émission de 859,52 kHz (PO), et la nappe est tendue entre deux pylônes de 50 m de hauteur.

Ainsi, pour l'antenne Alexanderson de la figure 1.11, prévue pour une longueur d'onde de 335 mètres ($f_0 = 895,52$ kHz), la nappe au centre des fils faisait $C = 850$ pF à 50 mètres de hauteur. L'accord aurait dû exiger une self de :

$$L = 1/(40f_0^2 C) = 36,6 \mu\text{H}$$

Or, la réalité, compliquée par la présence des autres corrections, nécessitait d'autres valeurs qui variaient d'ailleurs avec les saisons, car le sol était rarement homogène, ce qui obligea à implanter au-dessous des nappes un grillage ramené à une terre constamment arrosée.

Labus, en Allemagne, Aberdam, Mesny, Thourel, Veaux, en France, et bien d'autres, notamment aux USA Brown, Krauss, etc. s'efforcèrent de dégrossir la théorie en proposant des formules de capacité « linéique » du fil rayonnant horizontal de longueur l . Elles ne s'appliquent bien, en fait, que dans le cas des grands aériens pour ondes moyennes et longues et pour lesquels la hauteur h des fils est beaucoup plus courte que la longueur d'onde :

$$h \ll \lambda/4$$

En fait, les radioamateurs utilisent aussi ces formules en ondes moyennes, tout en admettant leur approximation. Ainsi, si le rapport $4h/\ell$ reste très inférieur à 1, ce qui semble souvent le cas, Veaux propose pour un fil de longueur ℓ en mètres :

$$C_{\text{lin.}} \# 24\ell / \log(4h/d) \quad \text{en pF}$$

Avec d le diamètre du fil de cuivre et h sa hauteur au-dessus du sol. Le résultat croît évidemment quand on dispose d'une nappe de n fils en parallèle, comme c'est le cas de l'antenne de la figure 1.11. Mais, là, le calcul devient très compliqué et l'on peut se contenter de multiplier la capacité linéique d'un fil par n . Ainsi, l'antenne à trois fils de la figure précédente donne par calcul : $3 \times 167 = 501$ pF. À moins que la mesure soit fautive, on est assez loin de la vraie valeur qui est

850 pF. Aussi, on préfère parfois utiliser pour les nappes d'antennes la formule tout aussi approximative d'Austin :

$$C_{\text{lin.}} \# 40vS + 8,85(S/h)$$

avec S la surface de la nappe $= D\ell$.

Avec cette formule, on obtiendrait pour la nappe à trois fils de la figure 1.11 : $C = 405$ pF...

Nous croyons donc devoir insister sur le fait que ces expressions entrent dans la catégorie des formules quasi empiriques. De plus, la capacité linéique suppose une distribution constante de la tension sur le fil ; or, ce n'est pas le cas puisqu'il doit s'y produire des ondes stationnaires et, alors, tout dépend de l'endroit où l'on branche les fils de descente !

En conséquence, on comprend aisément la nécessité d'intercaler soit un variomètre, soit, comme le suggèrent Brault et Piat, de procéder à l'ajustement capacitif de la figure 1.10C. Ainsi, on est à peu près sûr d'obtenir le meilleur rayonnement possible dans la direction perpendiculaire au fil horizontal ou à la nappe de fils, si l'ampèremètre thermique ou à thermocouple placé au pied de l'antenne passe par un maximum (figure 1.10A). Il en est de même pour la nappe d'Alexanderson, et cela, avec une identité des valeurs de courant pour chaque correction selfique.

1.2.3 La pratique du « doublet »

Considérant que l'alimentation asymétrique de l'antenne Hertz impose une certaine fixité du fil vertical, ce qui est incompatible avec le faible diamètre du fil, Zeppelin eut l'idée de coupler un second fil à la descente afin de constituer une ligne bifilaire (feeder). Puis, l'alimentation se fit en bout du fil rayonnant : figure 1.12A. La longueur du feeder n'était pas quelconque : elle s'ajustait à un nombre entier de longueurs d'onde, de telle sorte qu'elle présentait la même impédance à chaque extrémité du feeder.

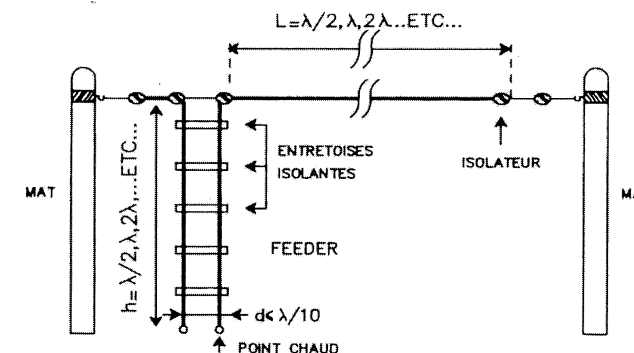


Figure 1.12A – Antenne asymétrique Zeppelin dans laquelle le feeder a un fil qui s'arrête à l'Isolateur et l'autre qui continue sur l'antenne horizontale.

En fait, ce type d'antenne n'est plus du tout utilisé, sauf, peut-être, avec de vieux récepteurs de trafic, en ondes moyennes ou courtes (voir plus loin). Pour symétriser le système rayonnant (cas B), Lévy eut l'idée de placer le feeder au milieu du fil rayonnant ; le « doublet » était né, sans que toutefois la notion de dipôle demi-onde puisse en être expliquée clairement ; vers 1910, les brins horizontaux et les fils de descente étaient considérés comme une antenne complète : les fils étaient

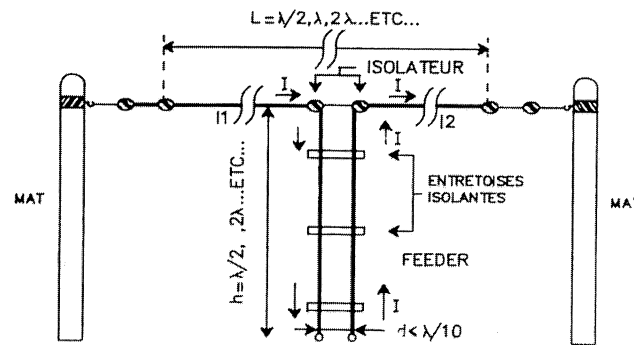


Figure 1.12B – Antenne Lévy dans laquelle on symétrise les brins I_1 et I_2 .
Le feeder h fait comme L un multiple pair de $\lambda/2$. L'écartement d est ajusté pour l'obtention d'une meilleure adaptation à l'émetteur.

ajustés à un multiple pair de demi-longueurs d'onde et on utilisait le même fil pour les brins et la descente, sans souci de respecter l'adaptation d'impédance.

Très vite, le feeder, ce bifilaire qui conduisait l'énergie HF à l'antenne filaire ou au doublet (figure 1.12B), fut considéré comme partie intégrante de l'aérien rayonnant, car, lorsque cette ligne se balançait au gré du vent, on constatait des fluctuations de champ **EM** (électromagnétique) au voisinage immédiat de l'antenne.

De plus, il était difficile de régler la longueur de la descente à un multiple exact de $\lambda/2$ ou de λ afin de reconduire à l'entrée l'impédance de l'antenne, car on changeait souvent de fréquence de travail, comme c'est le cas des liaisons hertziennes entreprises par les radioamateurs ou par celles effectuées à bord des bateaux. Ces considérations débouchent sur la nécessité de choisir une antenne pour une fréquence donnée où la structure est à la fois filaire horizontale et filaire verticale, puis finalement à celle uniquement verticale (antenne « fouet » des mobiles).

À ce stade de l'exposé et avant de développer ces structures associées, il convient d'aborder le mode propagation EM des antennes dans différentes circonstances, sinon on ne peut saisir la volonté de l'utilisateur de préconiser l'une ou l'autre des solutions adoptées.

Chapitre 2

Introduction à l'étude de la propagation des ondes EM

On ne peut estimer le rendement réel d'une antenne qu'en étudiant ce que deviennent dans l'environnement les ondes créées par celle-ci. Cette étude s'effectue, en grande partie, à coup d'équations mathématiques ; mais à l'aide d'un mesureur de champ, appareil qui n'est autre qu'un récepteur suivi d'un voltmètre, on peut évoluer autour de l'antenne et effectuer une approche très valable du phénomène de rayonnement réel et du mode de propagation des ondes en fonction de la distance.

Cette introduction va se faire dans le domaine des ondes moyennes et courtes proches (inférieures à 10 MHz), et on ne s'étonnera pas de ce choix bien que les gammes OC/PO/GO se trouvent assez méprisées en France alors qu'elles restent utilisées à l'étranger. Nous maintenons ce choix tout d'abord parce que les phénomènes y sont plus facilement mesurables et, ensuite, parce que les canaux AM de 9 kHz de largeur sont susceptibles d'accueillir désormais des programmes numériques de meilleure qualité grâce au procédé DRM¹.

2.1 Rayonnement des antennes à fil

Diverses constatations ont permis de remarquer que le fil horizontal permettait d'« arroser » les zones situées dans une direction perpendiculaire au plan du doublet : voir figure 1.12.

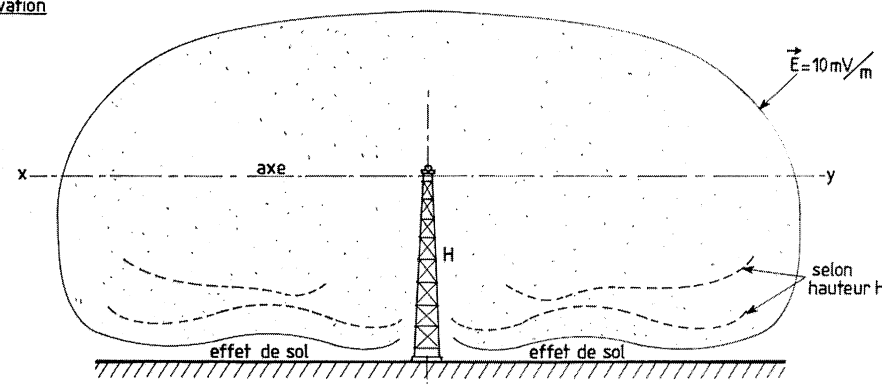
Notamment, avec un mesureur de champs, on constatait que le champ émis était quasi-nul dans le plan de l'antenne et dans le prolongement du fil. Ceci constituait un handicap certain pour une station de radiodiffusion qui, par principe, devait « arroser » le plus grand territoire possible.

Cela devient au contraire un avantage lorsqu'on veut orienter le champ dans une direction précise.

1. La transmission « Digital Radio Mondial » proposée en 2000 par l'« International Electrotechnic Comitee », IEC, codage numérique que l'on nomme souvent « Digitale Radio Modulation » en Europe.

La notion de diagramme de directivité est purement conventionnelle, en ce qui concerne les niveaux de champ. Supposons qu'à l'aide d'un mesureur de champ, on puisse évoluer autour de l'antenne et noter les lieux où le champ apprécié est constant (10 mV/m dans l'exemple de la figure 2.1, mais ce chiffre peut être différent). Si l'on fait le point sur la carte des endroits où la tension obtenue sur le mesureur de champs reste la même, on décrit une courbe quasi-circulaire de chaque côté du doublet. La phase s'inverse quand on franchit le plan du doublet : figure 2.1A.

(A) élévation



(B) plan horizontal

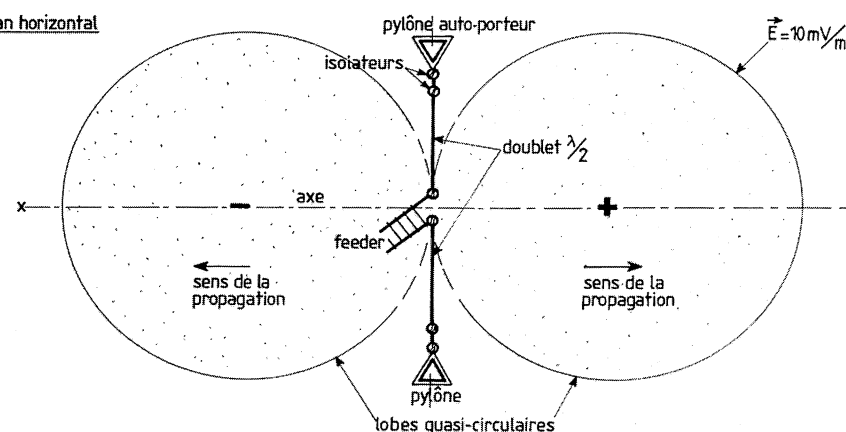


Figure 2.1 - Diagramme de rayonnement d'un doublet horizontal situé au-dessus du sol.

Si l'on peut tourner dans l'espace environnant l'antenne, au moyen d'un hélicoptère muni d'un mesureur de champ (procédé coûteux mais devenu désormais très courant), il est possible d'apprécier le diagramme dans le plan vertical. Théoriquement, si l'antenne était isolée dans l'espace - c'est-à-dire loin du sol -, on trouverait un cercle parfait dans l'axe du doublet. Mais, il y a la terre qui agit comme un plan réfléchissant : le cercle se déforme et un renflement apparaît, de chaque côté du pylône, à une certaine distance. Un effet de sol se remarque également mais le phénomène dépend de la hauteur du pylône. On démontre en effet que la déformation évoquée varie beaucoup avec le rapport h/λ . Le diagramme de rayonnement est donc pour un cas concret le lieu des points

pour lequel le champ électromagnétique ne change pas. À l'intérieur des surfaces de la figure 2.1 le niveau de champ s'accroît, au delà, il décroît...

2.2 Propagation des ondes moyennes

Si l'on reste dans l'axe XY perpendiculaire au doublet $\lambda/2$ on constate que le champ décroît en raison inverse de la distance :

$$\vec{E} = \kappa \frac{\sqrt{30 P_0}}{D}$$

avec D : la distance en mètres

P_0 : la puissance émise en watts

κ : un facteur d'absorption dépendant de la nature du sol et du facteur de pénétration de l'air (voir Annexe et la figure 2.2).

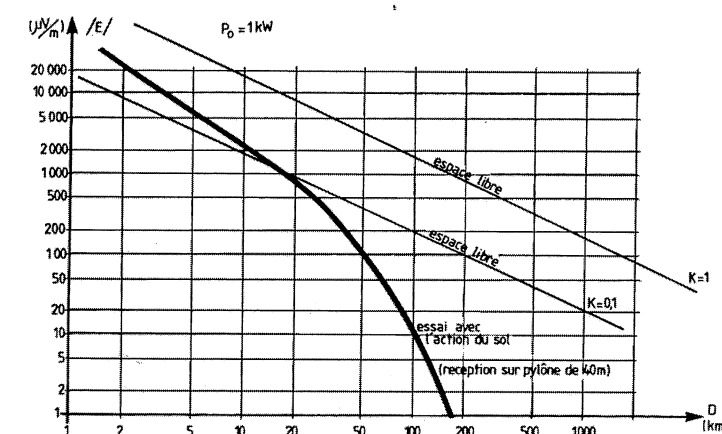


Figure 2.2 - Exemple de propagation à 1 500 kHz d'un émetteur de 1 kW placé en ville à 40 mètres de haut, mesure effectuée à 10 mètres du sol.

Dans l'espace libre, $\kappa = 1$. Pour l'onde qui progresse en surface, κ est une variable qui peut décroître avec la distance D . Mais cela n'est pas aussi rigoureux en PO et en OC car les ondes qui s'échappent vers le ciel rencontrent des ondes ionisées. Elles agissent alors comme des miroirs et renvoient vers la terre des ondes qui seraient perdues pour la réception. On peut donc avoir la courbe de la figure 2.3 comme exemple probable de réception à courte et longue distance. Il faut souligner que la réflexion sur les différentes couches ionisées n'est possible qu'à certaines heures du jour (ou de la nuit, selon l'endroit où on se trouve) et pour des bandes de fréquence bien précises que l'on connaît d'ailleurs statistiquement et que l'on trouve actualisées chaque année par des offices de prévision analogues à ceux de la météorologie continentale.

La vision « directe » de la station - c'est-à-dire « vue » sans obstacle intermédiaire - procure une réception stable mais diminuant avec la distance en raison inverse de la distance (voir formule ci-dessus). Ceci reste vrai de jour comme de nuit. À partir d'une certaine distance qui peut être soit la portée liée à la puissance P_0 de la station émettrice mais différente de jour et de nuit (figure 2.4), soit la limite naturelle qu'impose la rotondité de la terre, la réception n'est plus possible car noyée

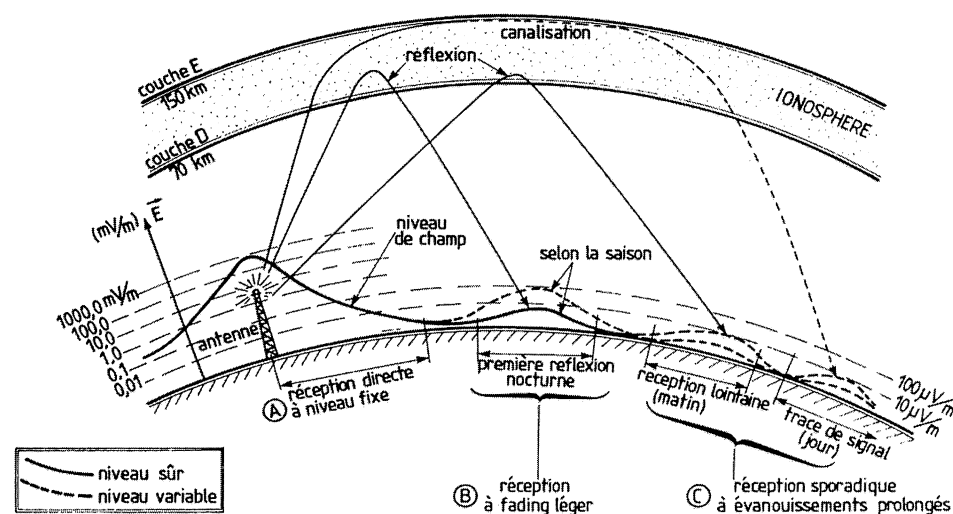


Figure 2.3 – Transmission par réflexion ionosphérique et zones de réception où le niveau reçu est fixe (A), ou avec fading compensable par le CAS du récepteur (B), ou avec évanouissements prolongés (fading très important (C)).

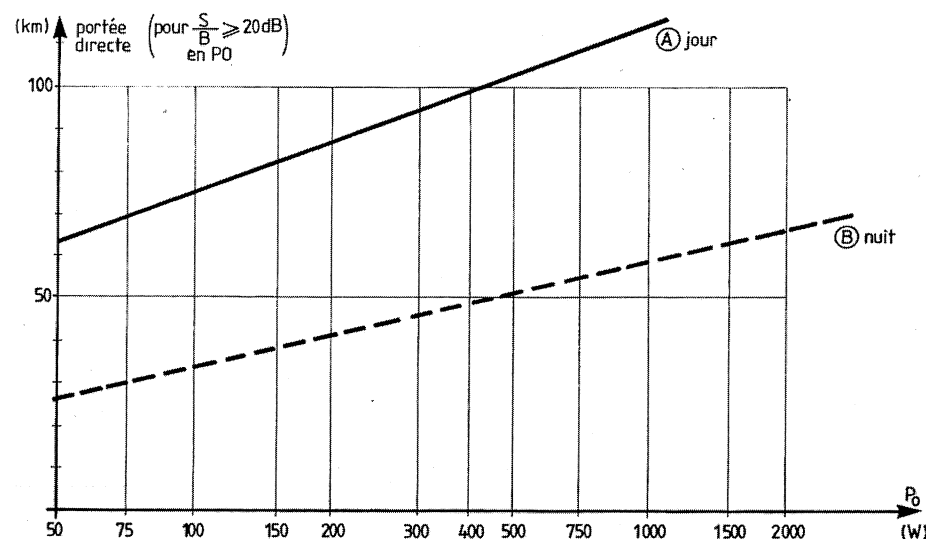


Figure 2.4 – A : Exemple de portée diurne d'un émetteur de puissance variable (antenne montée à 20 m). Le récepteur reçoit un signal MA de rapport signal sur bruit de 20 dB, mesuré à même hauteur. B : Même expérience mais liaison de nuit.

dans le bruit thermique. Si l'on s'éloigne davantage, la réception redevient possible de nuit seulement car l'onde rayonnée vers le ciel pénètre dans la couche D de l'ionosphère, subit une déviation radicale analogue à une réflexion et revient vers le sol avec la même incidence. Comme les couches

ionisées ne sont pas homogènes, des fluctuations de niveau apparaissent, ce qui est connu sous le nom de « **fading** » ou évanouissement temporaire. En général, le contrôle automatique de sensibilité du récepteur réduit presque totalement les variations de niveau de champ en fonction du temps. Puis, à mesure qu'on s'éloigne, on constate des alternances de zones de réception et de silence.

Les couches les plus élevées de l'ionosphère peuvent encore canaliser des ondes vers des lieux fort lointains où il fait encore jour. Toutefois, la réception n'est plus sûre et des évanouissements prolongés peuvent couper la liaison à tout instant.

Les distances des zones de réception dépendent de la fréquence émise et de la saison. En effet, les ondes ne se propagent pas de la même manière en hiver et en été¹. Certaines périodes de l'année créent d'ailleurs des phénomènes de transmutation dans les couches ionisées et procurent des mélanges de stations émettant, surtout en GO (effet « Luxembourg » ou effet « Allouis », RTL étant alors perturbée par France Inter). En PO et en OC, la perturbation la plus fréquente est l'apparition d'interférences qu'aucun filtre ne peut supprimer quand le signal est modulé en amplitude.

C'est la raison pour laquelle on s'accorde pour espérer voir généraliser rapidement la transposition des canaux AM en canaux numériques DRM **compressés** afin que l'information spectrale puisse entrer dans 9 kHz de largeur. Avec le procédé Simulcast, il s'avère même possible de conserver le spectre d'une modulation d'amplitude bien qu'elle ne « passe » pas à longue distance et subit un fort fading. En revanche, avec la DRM, même compressée par nécessité puisqu'un canal de 9 kHz ne peut accueillir un spectre de modulation numérique toujours très large, la transmission devient excellente, même au-delà de 1 000 km de distance.

En justification de ces affirmations, nous reproduisons en figure 2.5 une carte des essais réalisés par l'IEC : un émetteur DRM sur 21 MHz implanté à Rampisham en Grande Bretagne a été reçu parfaitement à Limassol, à Chypre, soit à 3 272 km de distance. Le même essai à partir de Sinès, au Portugal, fut capté avec un bon rapport Signal/Bruit à Kotka, en Finlande : 3 528 km de distance.

Évidemment, des expériences plus rapprochées se sont avérées suffisamment excellentes pour envisager une transmission stéréophonique codée sur deux canaux de 9 kHz.

Bien que la propagation soit un sujet intarissable, nous clôturerons ce paragraphe en soulignant le caractère aléatoire de la transmission en « onde de sol » lorsque l'émission fait sur pylône de moins de 20 m de haut ; l'antenne a une importance capitale : ainsi, une antenne horizontale de 20 m tendue à 10 m du sol a la même portée alimentée par 100 W qu'un émetteur branché sur une antenne fouet de 5 m de haut montée sur un car radio et rayonnant 1 kW ! De plus, des phénomènes de rétro-réfraction dans les couches d'air font que les liaisons par onde de sol (en PO et en OC) **ne se font pas en ligne droite** mais suivent la rotondité de la terre pendant quelques kilomètres encore, au-delà de l'horizon, avant de disparaître tout à fait. **La portée est ainsi accrue de 1,6 fois environ.**

Mais, accroître alors la puissance ne sert plus à grand-chose car il est démontré que, **dans cette zone limitée**, la portée n'augmente qu'en fonction de la **racine quatrième de la puissance** !

Toutefois, avec la transmission numérique, cette réserve est à reconsidérer car, avec ce type de modulation, les portées se trouvent incontestablement améliorées bien que le signal subisse quand même des évanouissements et du bruit de fond. En fait, c'est le décodage numérique qui élimine les imperfections **tant que la porteuse subsiste et qu'il reste des traces de spectre.**

1. La portée va bien au-delà de l'horizon à cause d'un phénomène de **rétro-réfraction** qui incurve la propagation en suivant la courbure de la terre ; or, cette courbure dépend essentiellement de la température et du degré d'humidité de l'air. Les nuages, la pollution sont aussi des cas d'absorption redoutables.

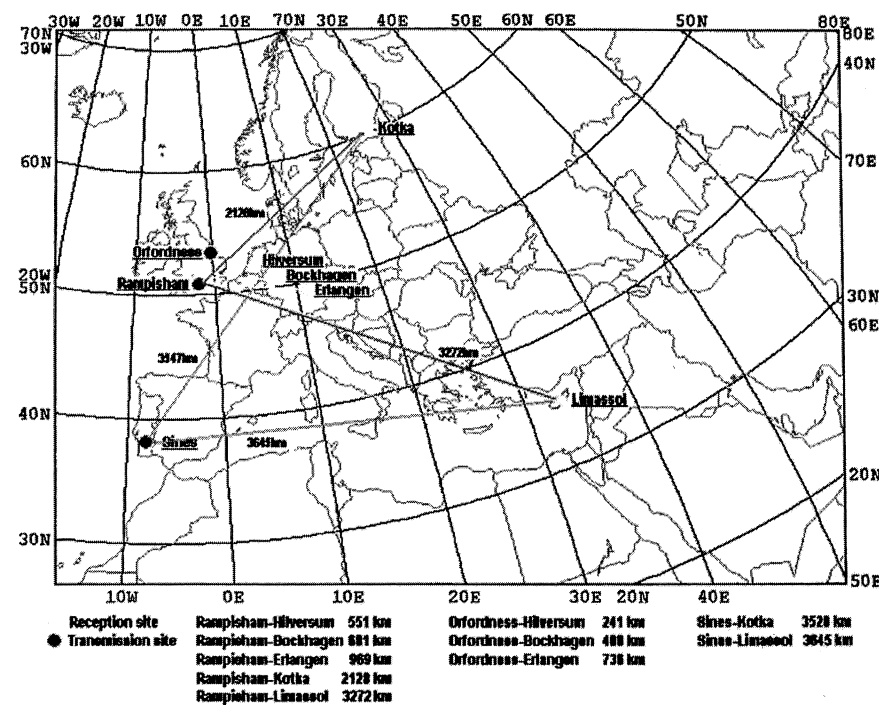


Figure 2.5 – Exemples de portée d'un émetteur DRM numérique de 80 kW à Sines et de 170 kW à Rampisham, calé sur 21 MHz et reçu de nuit avec un rapport S/B > 40 dB.

Néanmoins, il y a une limite, et quand cela se produit, la transmission s'interrompt brusquement. Nous verrons cela dans le chapitre 8, mais, pour l'instant, il ne nous est pas possible d'évaluer cette portée avec exactitude ; ce que l'on peut assurer, c'est que la différence essentielle entre une liaison AM/FM et une liaison numérique se situe surtout dans la qualité de transmission.

Enfin, la transmission numérique permet, puisque la portée est considérablement accrue, de réduire notablement la puissance d'émission des émetteurs locaux, ce qui est fort intéressant pour réaliser une économie substantielle d'énergie.

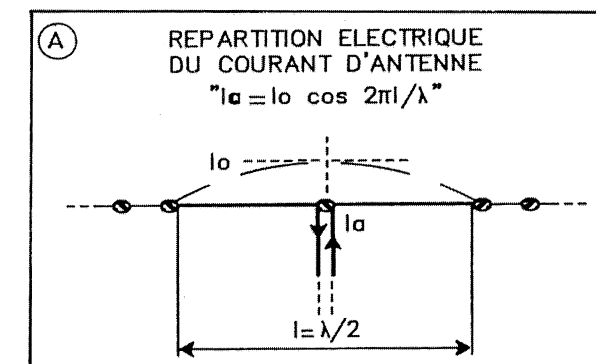
2.3 Qualification du rayonnement

Des propos précédents, il ressort que la propagation s'avère facilitée par l'antenne elle-même. En effet, indépendamment des questions d'adaptation d'impédance entre l'antenne et le feeder, puis entre le feeder et l'émetteur, les dimensions, la forme, la hauteur et l'environnement de l'antenne sont déterminants pour améliorer le rayonnement. Cela s'appelle l'« efficacité » de l'antenne ; elle se mesure par le rapport qui existe entre l'amplitude du champ électrique ou force cymomotrice qui apparaît à l'environnement immédiat de l'antenne et la tension qui est appliquée sur le feeder :

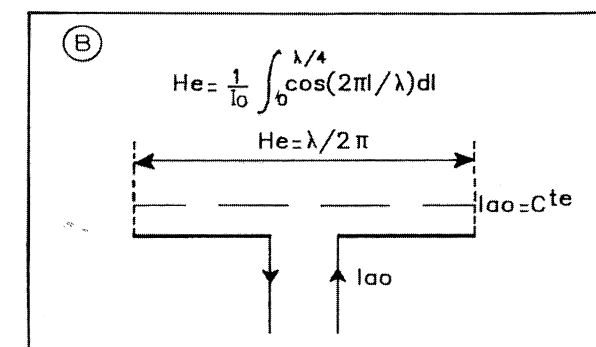
$$\vartheta = h_e \left| \vec{E} \right|$$

h_e est la « hauteur effective » de l'antenne. Qu'on ne s'y trompe pas : ce n'est pas la hauteur réelle de l'antenne mais une grandeur qui tient compte évidemment de cette hauteur mais aussi de sa forme, de sa disposition au-dessus du sol et de la longueur « électrique » du fil rayonnant.

Cette longueur est un concept mathématique qui rend équivalent un brin rayonnant alimenté avec un courant constant I_{ao} et l'antenne réelle alimentée par le courant qui se répartit sinusoidalement en fonction de sa longueur l : figure 2.6.



ANTENNE $\lambda/2$ REELLE



ANTENNE A DOUBLET EQUIVALENT

Figure 2.6 – Équivalence entre une antenne $\lambda/2$ et le doublet de longueur « effective » h_e ayant la même efficacité avec un courant que l'on admet constant (concept mathématique).

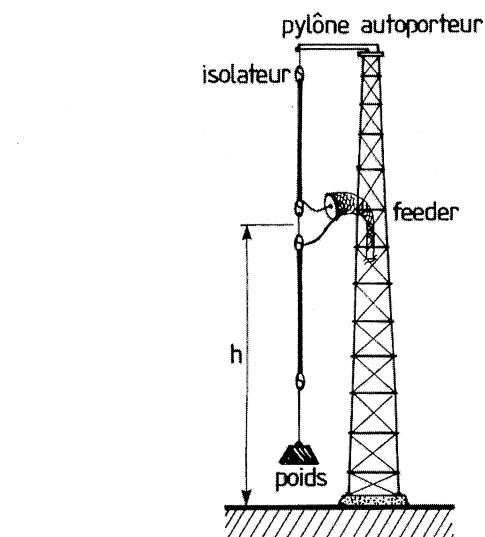
Pour un dipôle $\lambda/2$ on calcule h_e par la relation :

$$h_e = \frac{l}{\pi} = \frac{\lambda}{2\pi}$$

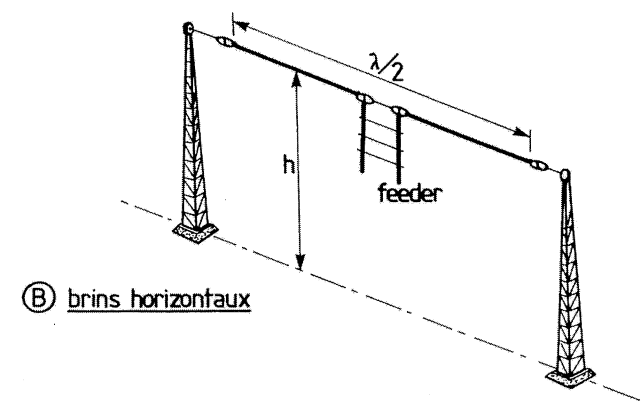
... mais ceci n'est valable qu'isolé dans l'espace car à proximité du sol l'antenne demi-onde subit une influence très marquée au niveau de son impédance électrique : figure 2.7.

Quant à la force cymomotrice E_o , elle découle de l'équation de Maxwell :

$$E_o = 60\pi I_a \frac{\ell}{\lambda}$$



(A) brins verticaux



(B) brins horizontaux

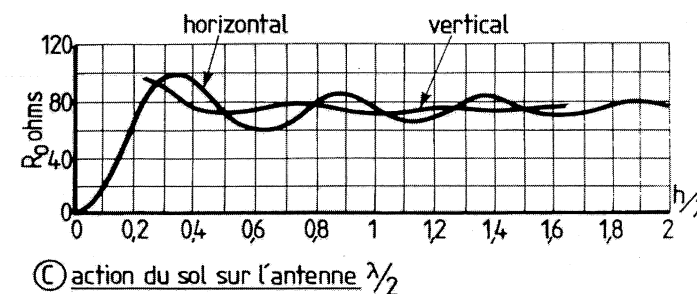
(C) action du sol sur l'antenne $\lambda/2$

Figure 2.7 - Action réfléchissante du sol sur une antenne.

... à condition que l'on soit loin du sol, sinon la réaction s'effectue au niveau de l'impédance (figure 2.7, ci-contre) et au niveau du champ émis (voir déformation du diagramme de directivité : figure 2.1B).

On peut remarquer que l'expression $60\pi \frac{\ell}{\lambda}$ s'assimile à une résistance ; c'est la résistance de rayonnement idéale. En fait, à cause de l'environnement, la proximité du sol et le fait que le courant I_a n'est pas constant tout au long du fil, la résistance de rayonnement peut être différente.

Soulignons aussi que la force cymomotrice décroît avec la distance selon la loi de Maxwell, dans laquelle le champ possède une phase qui évolue avec la distance :

$$\vec{E} = E_o \cdot \frac{1}{D} \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi D}{\lambda}\right)$$

ce qui peut s'écrire :

$$\vec{E} = \frac{E_o}{D} \left(\cos \frac{2\pi D}{\lambda} - j \sin \frac{2\pi D}{\lambda} \right)$$

formule qui représente la rotation d'un vecteur qui tourne dans le sens horaire mais qui décroît en raison inverse de la distance (figure 2.8).

(A) composition vectorielle

(B) rotation du vecteur champ

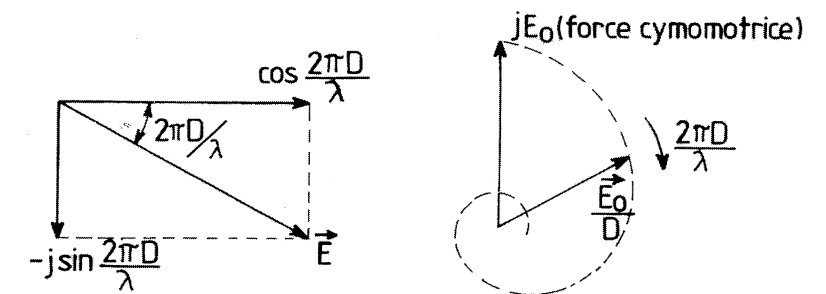


Figure 2.8 - Le champ se propage en subissant une rotation de phase qui évolue en raison inverse de la distance.

2.4 Équivalent de transmission

La liaison d'un point à un autre suppose une transmission d'énergie que la notion de champ ne met pas en évidence. Une autre notion est assez usitée : la **surface effective** de l'antenne ; elle relie la puissance du champ en W/m^2 et la puissance électrique de l'émetteur. Toutefois, cela s'applique plutôt à la réception, en impliquant la distance D du lieu de l'antenne de réception et le gain G , de l'antenne d'émission ; on définit alors :

a) La **densité énergétique du champ** à la distance D :

$$p = \frac{G_o \cdot P_o}{4\pi D^2} \text{ (en } W/m^2 \text{)}$$

Le gain G_o de l'antenne d'émission est une notion qui englobe la faculté d'orienter le champ dans une direction privilégiée. Il est lié au diagramme de rayonnement de l'antenne et accroît artificiellement dans cette direction précise la puissance apparente de l'émetteur.

b) La **puissance isotrope rayonnée équivalente** ou PIRE = $G_o P_o$.

Cette définition est très importante et s'évalue en dB · W (ou dB au-dessus de 1 W). On la trouve notamment comme paramètre essentiel des satellites géostationnaires.

c) La **surface de captation ou surface effective** de l'antenne :

$$S_r = \frac{G_r \lambda^2}{4\pi}$$

En fait, cette relation met en évidence la surface effective d'un doublet élémentaire définie par $\lambda^2/4\pi$ et son gain réel $G_r = G_o[\alpha, \theta]$.

Cette dernière notion est l'équation caractéristique du diagramme de rayonnement : G_o est le gain maximal dans la direction privilégiée et le terme entre parenthèses est une expression mathématique qui décrit dans l'espace le volume sur la surface duquel le champ détecté reste constant (le choix de la valeur absolue importe peu).

Dans la pratique, on se contente donc de manipuler la **surface effective** telle que :

$$S_r = G_o \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

c'est la surface maximale du capteur d'onde.

d) L'**équation de transmission** qui regroupe toutes les définitions précédentes :

$$P_{\text{reçue}} = G_r G_o P_o \left(\frac{\lambda}{4\pi D} \right)^2$$

Cette formule s'écrit généralement en dB au-dessous du watt ou dBW :

$$\begin{aligned} 10 \log P_r &= 10 \log G_o P_o \quad (\text{en dBW}) \\ &+ 10 \log G_r \quad (\text{en dB}) \\ &- 20 \log \frac{4\pi D}{\lambda} \quad (\text{en dB}) \end{aligned}$$

La dernière relation est l'équivalent de transmission en espace libre. Très employée en liaison par satellite, cette formulation a le mérite de permettre le calcul de la tension induite dans le câble de l'antenne de réception :

$$\mathcal{V}_a = \sqrt{P_r \cdot Z_c}$$

avec $Z_c = 50$ ou 75Ω (liaison adaptée). La puissance de réception est donc d'autant plus élevée que les gains G des antennes d'émission et de réception sont eux-mêmes élevés.

On a donc intérêt à rendre celles-ci performantes et à chercher les formes de collecteur d'ondes qui assurent :

- la meilleure efficacité de l'antenne d'émission ;
- la plus grande surface effective de l'antenne de réception.

Chapitre 3

Analyse du dipôle rayonnant

L'équation des télégraphistes est à l'origine de la théorie du « dipôle rayonnant ». Cette théorie expose, en fait, le comportement des lignes de transmission du télégraphe et du téléphone. On doit les conclusions de ce raisonnement à Heaviside, lequel fut, grâce à un compromis astucieux, le simplificateur d'une théorie qui aboutissait, avant lui, à une impasse. Ce sont surtout les radioamateurs qui débroussaillèrent l'approche physique du comportement des antennes, à tel point que la barrière fut vraiment bien mince entre le professionnel et celui qui, en se consacrant à son violon d'Ingres, se comportait en véritable chercheur.

3.1 Dipôle rayonnant

3.1.1 Choix de la théorie

Il y a deux façons d'aborder la théorie du dipôle rayonnant : soit par une comparaison avec le comportement d'une ligne ouverte, soit par un calcul rigoureux, en prenant pour modèle la répartition du courant appliqué sur un fil de longueur inférieure à la longueur d'onde et en déterminant la valeur du champ électromagnétique créé à une distance D par la somme des courants élémentaires observés tout au long de ce fil. Cette dernière théorie découle de l'application des équations de Maxwell, et le calcul du gradient du champ électrique E et celui de la rotationnelle de H conduisent, en faisant le rapport E/H , à la valeur de l'impédance du fil « isolé dans l'espace ».

Ceci est une vue de l'esprit car il y a toujours le sol au voisinage de l'antenne, lequel réagit comme une « image », et puis cela aboutit à des équations trop compliquées, d'autant que leur application n'est valable que dans des cas bien précis : le doublet alimenté en son centre par un « ventre » de courant.

Que les amoureux des mathématiques nous pardonnent, nous avons retenu la première méthode, celle de la ligne ouverte, à laquelle nous avons raccordé les conclusions de Van der Pol, obtenues à partir des fonctions sinus et cosinus intégrales. C'est tout aussi compliqué, mais l'approche technologique nous paraît beaucoup plus évidente.

3.1.2 Rappels sur les lignes

La ligne bifilaire de la figure 3.1 peut se décomposer en une chaîne de cellules « élémentaires » où chaque portion infiniment petite de fil se réduit à des échantillons de selfs résistants (l, r) et à des capacités à fuite (c, g), que l'on ramène à des constantes unitaires, afin de simplifier les calculs.

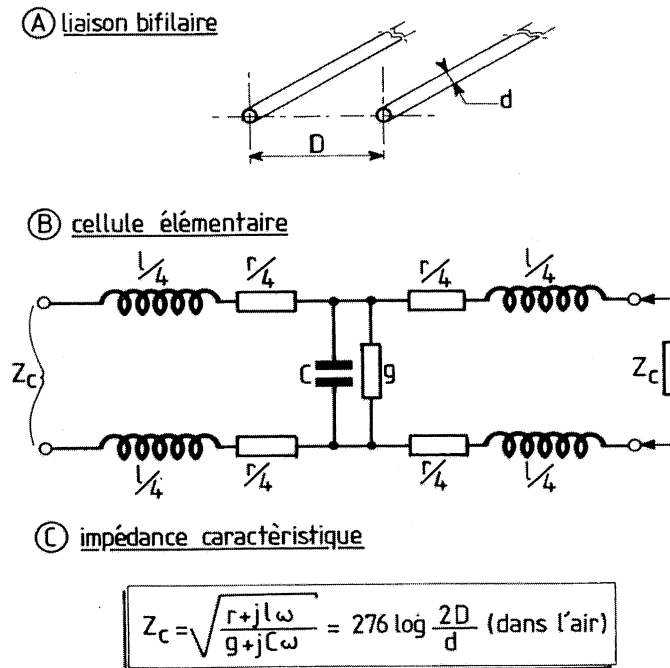


Figure 3.1 - Schéma équivalent à un tronçon infiniment petit de ligne de transmission.

La caractéristique fondamentale de cette cellule est de retrouver une impédance Z_c à l'entrée si cette valeur **particulière** est placée à la sortie.

Il n'y a donc qu'une valeur de charge résistante pour laquelle la reconduction de proche en proche d'une cellule à l'autre s'avère possible ; Heaviside démontre que cette impédance est égale à :

$$Z_c = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}}$$

... et, pour la forme bifilaire de liaison, il s'agit d'une valeur qui dépend essentiellement de l'écartement D et du diamètre d des fils (figure 3.1A). Cette impédance est donc « caractéristique » de la ligne et, pour cette raison, elle est précisément appelée « impédance caractéristique ».

Le mérite d'Heaviside est d'avoir proposé le compromis : $lg = rc$, condition pour laquelle toute la théorie se simplifie et permet l'obtention des liaisons à faible atténuation. Les définitions sont alors claires :

- impédance caractéristique : $Z_c \# \sqrt{\frac{l}{c}}$;

- constante d'affaiblissement : $\alpha_{\min} \# \sqrt{rg}$;
- vitesse de propagation : $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r l c}}$ pour une ligne de permittivité ϵ_r .

Si Z_t est différent de Z_c (figure 3.2) on constate que la tension évolue au long de la ligne selon une loi qui présente des maxima et des minima : ce sont les « ondes stationnaires » (figure 3.2B).

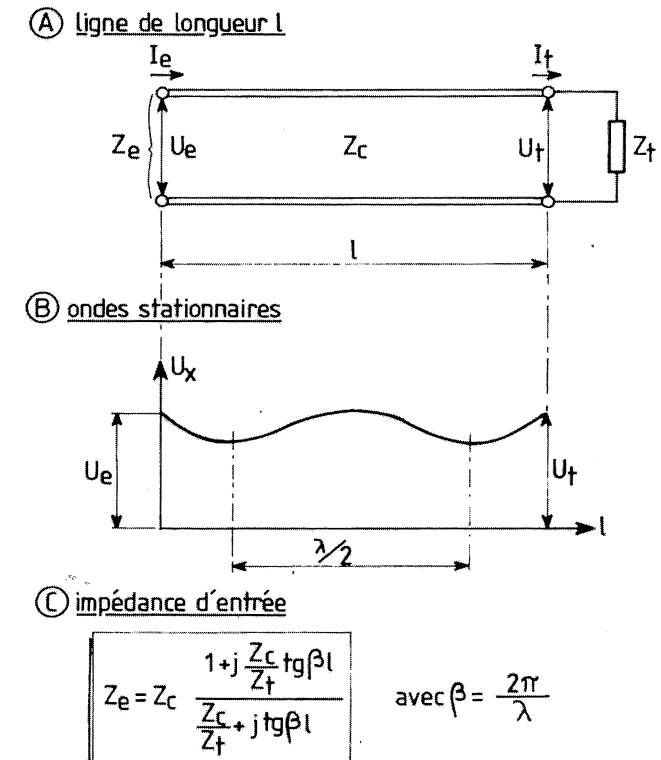


Figure 3.2 - Impédance quelconque Z_t vue au travers d'une ligne bifilaire d'impédance caractéristique Z_c .

Cela signifie que l'impédance en chaque point de la ligne varie constamment : au bout d'une longueur quelconque l , l'impédance d'entrée Z_e dépend évidemment de Z_t , de l'impédance caractéristique Z_c et d'une expression où $\tan \beta l$ intervient et complique le problème. Mais cette configuration mathématique peut se simplifier en donnant à Z_t des valeurs particulièrement remarquables. Ainsi pour $Z_t = Z_c$, on obtient $Z_e = Z_c$; c'est l'**adaptation d'impédance**.

3.1.3 Étude de la ligne « sélective »

Parmi les autres compromis, nous allons choisir $Z_t = \infty$, c'est-à-dire le circuit de charge « ouvert ». Dans ce cas, la formule complexe de la figure 3.2C se réduit à :

$$Z_a = \frac{Z_c}{j \operatorname{tg} \beta l} = -j Z_c \cotg \beta l$$

où $\beta = 2\pi/\lambda$.

C'est l'impédance Z_a d'une ligne ouverte en son extrémité dont la courbe tracée en fonction de la longueur l suit rigoureusement le contour d'une cotangente, savoir que Z_a :

- s'annule pour $l_0 = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}$, etc. ;
- soit $l_0 = (2\kappa - 1)\frac{\lambda}{4}$ avec $\kappa = 1, 2, 3$, etc. ;
- passe à l'infini pour les longueurs intermédiaires $l_p = \kappa \frac{\lambda}{2}$;
- est capacitive avant $(2\kappa - 1)\frac{\lambda}{4}$ et selfique au-delà.

On a donc l'équivalent d'un circuit LC parfait alternativement série et parallèle (figure 3.3).

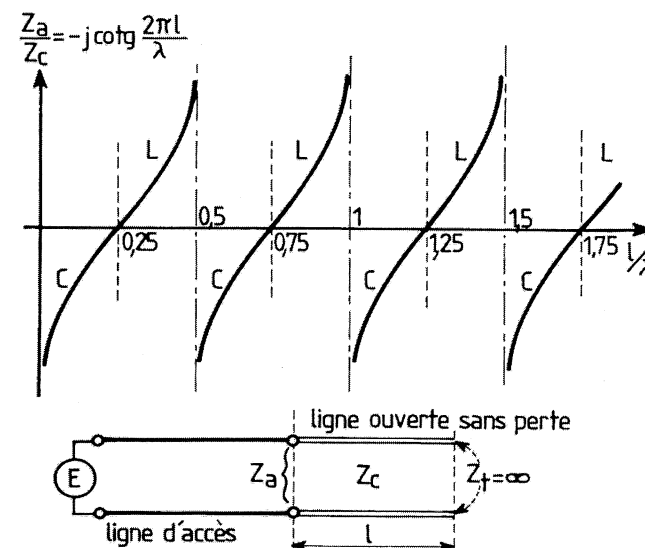


Figure 3.3 – Variation de l'impédance d'entrée d'une ligne ouverte parfaite. On peut remplacer le facteur l/λ par la fréquence si l est rendue fixe.

Toutefois, pour des lignes à fil mince véhiculant un courant de haute fréquence, les pertes ne sont jamais tout à fait négligeables. Le circuit LC précédent est donc affecté d'une résistance d'amortissement et l'impédance Z_a ne peut s'annuler pour les longueurs l_0 mais passe par des minima Z_m . De même, elle ne monte plus à l'infini pour l_p mais se limite à des maxima Z_M . On a strictement l'alternance de crêtes et de creux de la figure 3.4.

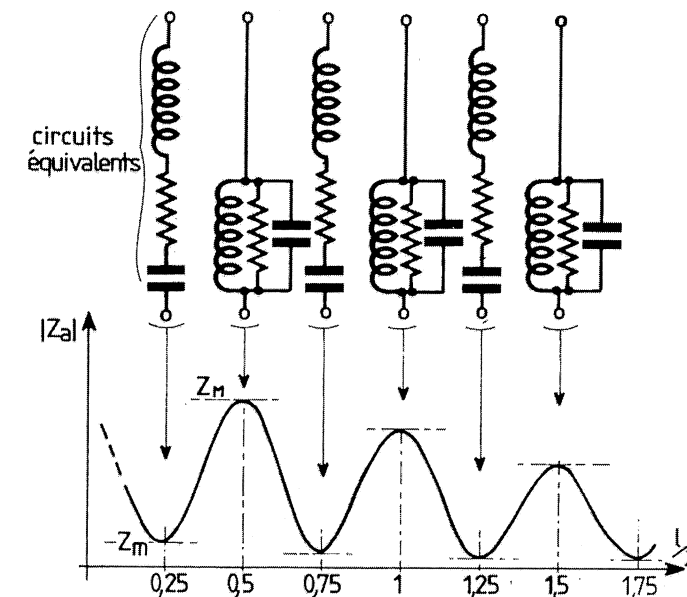


Figure 3.4 – Variation d'impédance d'une ligne ouverte affectée de pertes. L'allure générale de la courbe reste la même si l'on remplace le rapport l/λ par la fréquence f à condition de poser $f = \frac{(l/\lambda)}{l_f}$. C avec : l_f = longueur fixe de la ligne (en mètres), et $c = 300$ si f est en MHz.

Pour Z_M , on a affaire à un circuit « bouchon » et pour Z_m , il s'agit d'un circuit sélectif série, lequel se limite à une résistance faible.

Remarque : la variable est ici la longueur l de la ligne ouverte. Il faut aussi ajouter que les allures des courbes obtenues figures 3.3 et 3.4 restent les mêmes si l'étalonnage de l'axe des abscisses se fait en fonction de la fréquence f . En effet la cotangente suit la valeur de βl et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$; comme la longueur d'onde λ est proportionnelle à l'inverse de la fréquence, on peut remplacer βl par $\frac{2\pi f l}{c} = \kappa f$, c étant la vitesse de la lumière.

Z_a est bien fonction de f comme il est fonction de l . Toutefois, dans ce cas, la longueur l sera fixée une fois pour toutes et c'est la fréquence qui variera (calcul sur la figure 3.4).

Enfin, on ne confondra pas la longueur l de la ligne quand les deux fils sont parallèles, avec L , la longueur de l'antenne quand les deux fils sont colinéaires (figure 3.5C) et, a fortiori, avec l l'inductance unitaire, plusieurs fois évoquée précédemment !

3.1.4 Théorie du dipôle

L'approche de la théorie des antennes peut se pratiquer évidemment au moyen d'équations mathématiques fort complexes. Mais ceci sortirait du cadre de cet ouvrage et, de toute façon, il conviendrait, au cours des développements, de faire appel au contexte technologique afin de diriger les calculs vers une solution viable ; une certaine approximation s'impose donc.

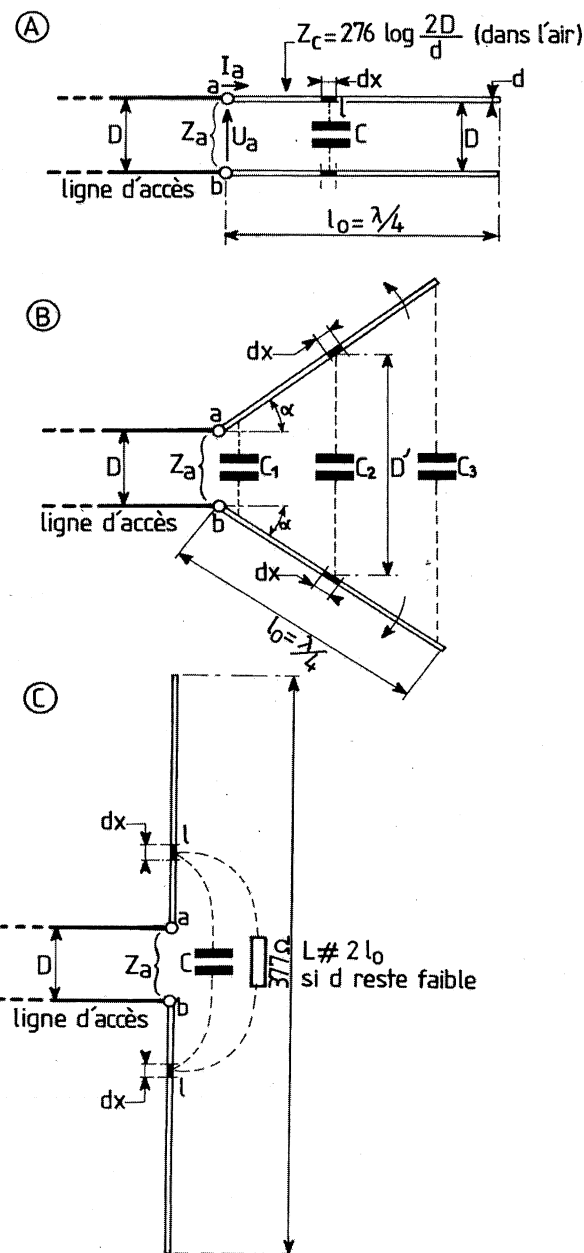


Figure 3.5 – Équivalence entre une ligne $\lambda/4$ (A) ouverte et un dipôle demi-onde (C) avec passage progressif (B) où les brins s'écartent autour des points d'attache sur la ligne d'accès.

Nous ne retiendrons désormais que l'aspect technologique, afin d'affirmer qu'une antenne a un comportement très proche de celui d'une ligne bifilaire ouverte. Considérons la figure 3.5, où l'on retient pour notre raisonnement la ligne $\lambda/4$ du graphique A.

Dans cette représentation, chaque paire d'éléments dx placée en regard sur la ligne est soumise à la même capacité unitaire C . C'est cette propriété qui rend constante la valeur de l'impédance caractéristique Z_c tout au long de la ligne bifilaire.

Supposons maintenant que l'on écarte les brins autour des points d'attache ab à la ligne d'accès : voir graphique B. Dans ce cas, l'inductance unitaire l ne change pas car elle dépend essentiellement de dx , de la longueur des brins et de leur diamètre.

En revanche, les éléments dx « voient » une capacité répartie qui décroît à mesure que l'on s'éloigne de la ligne d'accès. La notion physique de l'impédance caractéristique Z_c subsiste mais elle s'établit sur la base d'une capacité moyenne (par exemple C_2), c'est-à-dire sur un écartement intermédiaire D .

Si Z_c change avec l'écartement des brins, l'allure générale de la courbe d'impédance vue figure 3.4 est conservée : seule l'amplitude des maxima évolue, ainsi que la vitesse de variation des flancs de transition. Lorsque les brins s'écartent jusqu'à ce qu'ils deviennent colinéaires (voir graphique C), l'inductance unitaire l ne change toujours pas alors que les capacités réparties tendent vers zéro. Si l'on analyse la formule de l'impédance caractéristique établie en fonction des constantes unitaires,

on peut affirmer qu'elle se résume sensiblement à $Z_c \approx \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g}}$. En effet, c est alors quasiment nulle.

3.1.5 Action de l'environnement

Par contre, g n'est pas à négliger car les brins colinéaires ne sont pas isolés, l'osmose est grande avec l'environnement dont l'impédance intrinsèque s'élève théoriquement à $120\pi = 377 \Omega$ (air sec).

Chaque élément de longueur dx subit donc cette influence point par point et la résultante de ces effets s'analyse grâce à la théorie de Van der Pol¹. Celle-ci débouche sur des considérations technologiques visant à rendre concrète une théorie trop ardue :

- la capacité entre brins est admise mais jugée négligeable comme il est démontré ci-dessus ;
- les brins du dipôle ont un diamètre suffisamment faible devant la longueur d'onde ;
- on fixe la longueur L_0 du dipôle à $\lambda/2$.

Pour ces conditions, le résultat des calculs menés à bien par Carter (dès 1932!) est : $Z_a = 73,2 + j42,5 (\Omega)$. Un dipôle demi-onde se comporte bien comme une résistance selfique. C'est donc une entité consommatrice d'énergie puisqu'elle est résistante. Or si le dipôle accepte de l'énergie, s'il ne le rend pas au circuit électrique et s'il ne chauffe pas lui-même, **c'est qu'il le rayonne**.

Ainsi, pour cette raison, les brins ainsi dressés réalisent une « antenne » génératrice d'ondes EM². La partie « réactance » de Z_a se révèle un peu gênante car elle ne sert qu'à créer une puissance réactive dévattée et à provoquer des ondes stationnaires dans la ligne d'accès. Il faudra donc la supprimer ou la neutraliser.

1. Il s'agit d'un développement à base de sinus et de cosinus intégraux et Van der pol est intervenu comme mathématicien à la suite des travaux de Siegel et Labus.

2. EM : Électro-Magnétique.

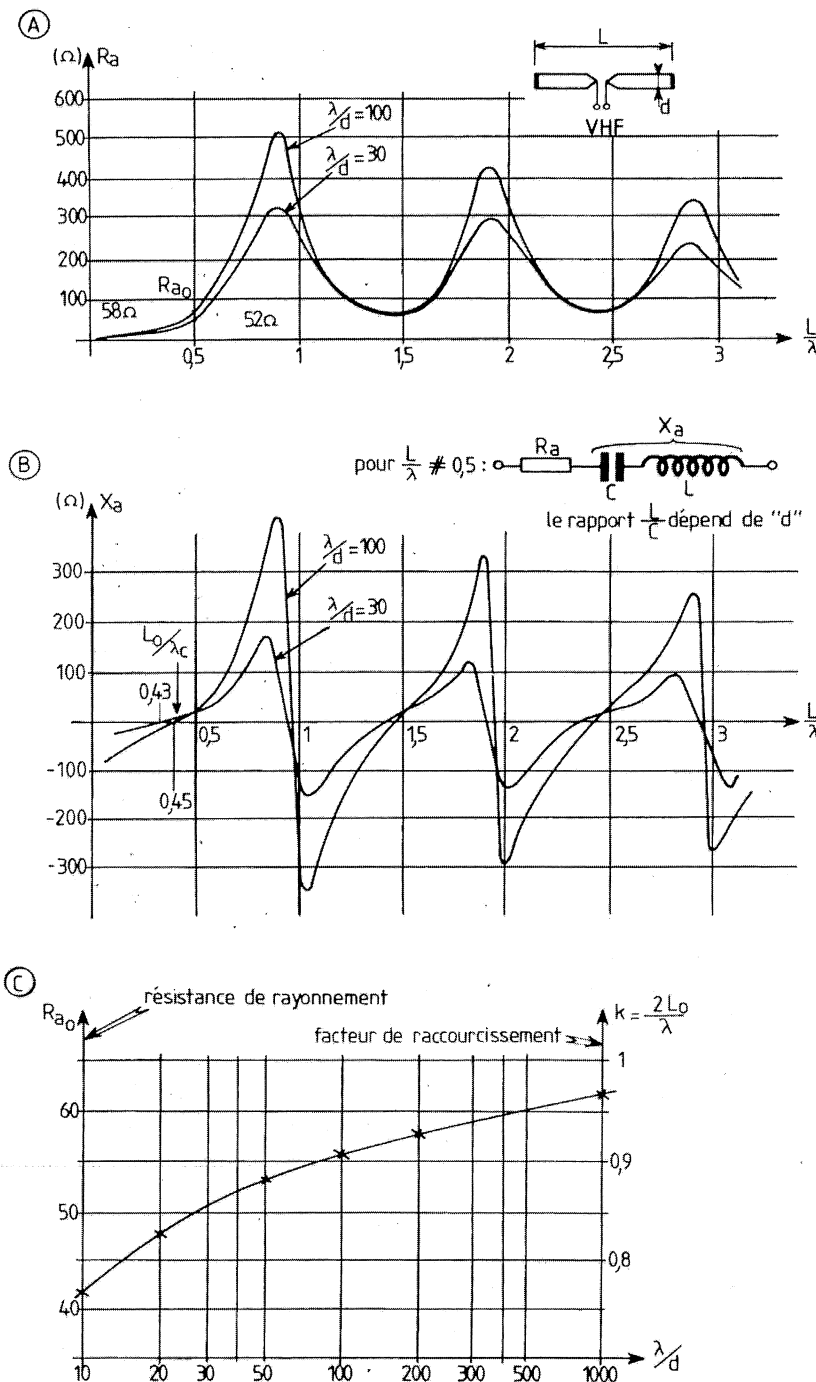


Figure 3.6 - Variation d'impédance d'un dipôle en fonction de la longueur et du diamètre des brins.

3.1.6 Action de la longueur des brins

En fait, en modifiant la longueur des brins sans changer la fréquence (on peut faire l'inverse : garder L_0 constant et modifier la fréquence, le phénomène observé resterait le même...), on constate que l'impédance Z_a évolue en suivant une loi très voisine des estimations théoriques des figures 3.3 et 3.4 : les ondulations sont déplacées à gauche des valeurs remarquables (figure 3.6). Ces courbes sont révélatrices de phénomènes remarquables :

- la réactance s'annule un peu avant $L_0 = \lambda/2$ et pour un multiple de cette valeur ;
- la résistance passe par des maxima pour des multiples de λ ;
- la forme des courbes de réactance suit une courbure qui a tendance à plonger vers $\pm \infty$, comme le préconisent les branches de cotangente de la figure 3.3 ; mais, comme l'antenne a des pertes alors que la ligne initiale était supposée parfaite, les branches se limitent, en amplitude, à des sommets qui dépendent du diamètre des brins. Elles basculent brusquement des valeurs positives aux valeurs négatives par des flancs très rapides qui coupent l'axe des abscisses un peu avant $\lambda, 2\lambda$, etc.

3.1.7 Action du diamètre

Le même phénomène d'amortissement des crêtes se remarque en fonction du diamètre des brins pour la composante réelle de Z_a , ce qui fait que la résistance R_a est de plus en plus faible à mesure que l'épaisseur du dipôle s'accroît. La figure 3.6C donne la variation probable de R_a et du facteur de raccourcissement k en fonction du rapport λ/d ; ce facteur donne le chiffre par lequel il faut multiplier la demi-onde $\lambda/2$ afin d'avoir la longueur L_0 pour laquelle la réactance s'annule.

La fréquence est ici un des paramètres les plus délicats à maîtriser car, à partir de 100 MHz, tout est remis en question : l'allure générale des courbes reste conservée, mais les grandeurs dérivent progressivement vers l'axe des abscisses et, pour la réactance, le niveau moyen des courbes passe du côté des valeurs capacitives (figure 3.7).

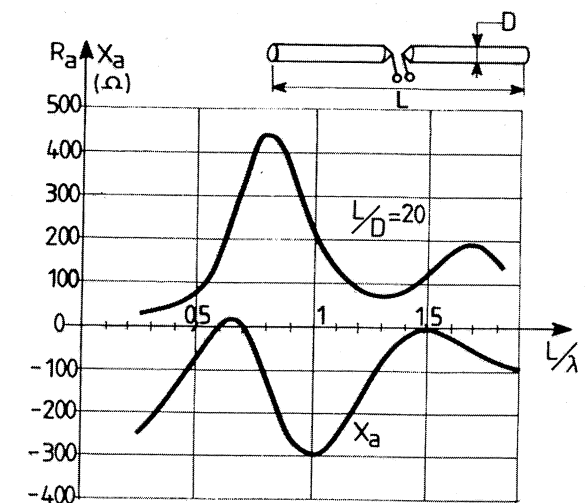


Figure 3.7 - Mesure d'impédance de dipôle épais aux fréquences très élevées (1 GHz). La réactance est presque exclusivement capacitive.

3.1.8 Loi empirique de l'impédance

La figure 3.6 a été obtenue au moyen de mesures à l'impédancemètre. La théorie propose une formule qui s'articule autour de l'impédance théorique de l'antenne demi-onde à brins infiniment minces :

$$Z_a \approx \kappa^2 73,2 + j \left(42,5 - Z_0 \cotg \frac{2\pi l}{\lambda} \right)$$

- κ est le facteur de raccourcissement ;
- l est la longueur d'un brin (soit la moitié de la longueur L du dipôle) ;
- Z_0 est l'impédance caractéristique d'un fil de longueur l isolé dans l'espace :

$$Z_0 = 120 \left(2,3 \log \frac{2\ell}{d} - 0,65 \right)$$

Ces formules sont une interprétation des travaux de **King** et de **Smith**, avec la touche d'empirisme qui sied à la technologie d'un dipôle épais. Il va sans dire que le calcul n'est cohérent qu'entre des limites bien précises : $0,1\lambda < L < 0,9\lambda$. C'est-à-dire au voisinage de $\lambda/2$. Il semble aussi raisonnable de n'appliquer ces relations qu'en dessous de 100 MHz.

Un calcul rigoureux sortirait du cadre de cet ouvrage ; aussi, nous ne le reproduisons pas. Par ailleurs, il faut souligner que les travaux de Smith sont tout aussi approchés que ceux qui nous ont conduits à proposer les formules ci-dessus.

Ensuite, il ne faut pas oublier que notre souci premier est de simplifier une théorie, afin de la rendre plus concrète ; mais c'est une gageure difficile à atteindre et nous n'aurons pas la prétention d'y parvenir tout à fait avec les moyens dont nous disposons...

3.1.9 Le dipôle épais (travaux de King)

En ce qui concerne les travaux de King qui datent de 1964, ils ont le mérite de mieux « coller » à la réalité des dipôles épais utilisés en émission. À titre documentaire, nous donnons, figure 3.8, sur un abaque de Smith, les évaluations d'impédance dues à King, de deux dipôles de diamètres nettement différents. Le dipôle 1 est réalisé avec des tubes pleins de 0,7 cm de diamètre ; celui décrit en 2 est un dipôle d'émission creux de 5 cm de diamètre. L'étude est centrée au voisinage de 80 MHz ($L \approx 1,8$ m).

Le paramètre porté sur l'abaque peut s'appliquer indifféremment pour λ variable ou pour L ajustable.

Les dipôles voient leur réactance s'annuler pour $\pi \frac{L}{\lambda} \approx 1,5$. Dans ce cas, les résistances offertes varient entre 50 et 60 Ω . Cette valeur s'adapte particulièrement aux câbles 50 Ω usuels, ce qui est une des causes le choix de cette impédance caractéristique pour les liaisons aux antennes VHF.

-Le mode de calcul choisi pour apprécier l'impédance d'antenne tient compte d'un certain nombre de facteurs dont la répartition du courant d'antenne en chaque point du brin. En principe, la répartition est sinusoïdale si le dipôle est infiniment fin (figure 3.9A) ; mais, dans le cas des dipôles épais, si le courant suit une loi différente, elle ne s'éloigne pas tout à fait de la forme sinusoïdale (B) et King a eu le mérite d'ajouter à la fonction mathématique ci-dessus quelques correctifs appropriés à la déformation. Toutefois, là encore, un empirisme lié à la technologie (forme des brins, matériau utilisé, revêtement externe, mode d'alimentation, etc.) dimensionne l'amplitude des termes correctifs et c'est la mesure qui comble les lacunes de la théorie. Il ne faut pas la mépriser pour

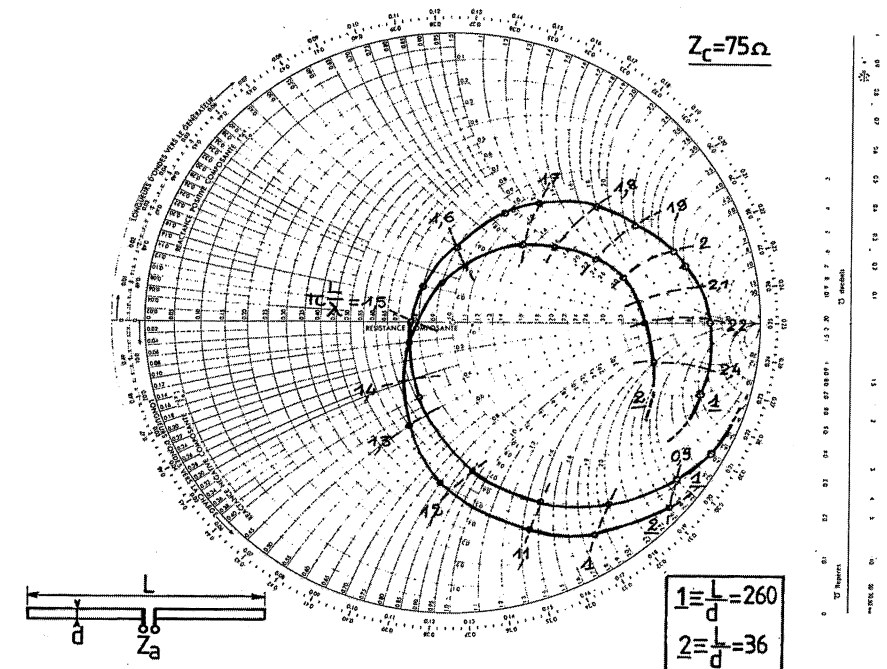


Figure 3.8 – Calculs de King.

autant car elle revêt une importance capitale dans les processus de raisonnement, puisque les conclusions d'une théorie mathématique imparfaite dans ses dimensions restent fondamentales dans l'orientation du phénomène étudié. Ces formulations « arrangées » pour la technologie des dipôles épais permettent notamment de calculer le diagramme de directivité en coordonnées sphériques (ou polaires dans un seul plan) par l'application directe des équations de Maxwell appliquées au champ électromagnétique rayonné (voir Annexe 1).

3.1.10 Notion de « hauteur effective »

La notion de champ électromagnétique rayonné dépend donc dans une certaine mesure du courant réparti sur le dipôle. Ceci débouche sur une dimension qui relierait le dit champ E et la tension V appliquée sur le dipôle : c'est la « hauteur effective » :

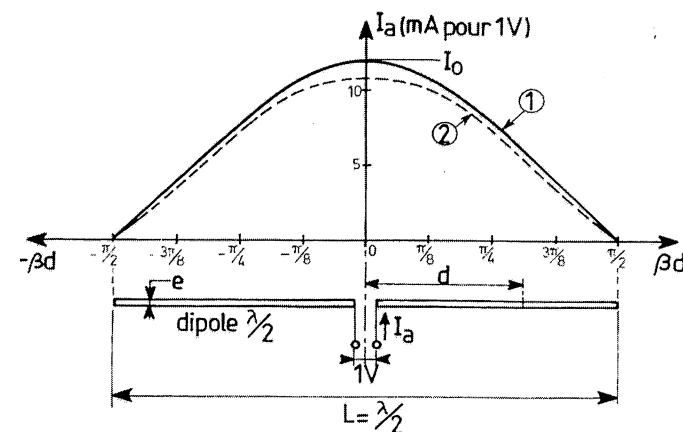
$$V = h_{\text{eff}} \cdot E$$

Ce serait pour une antenne idéale sa longueur apparente et l'on démontrerait que le terme s'adresserait à un dipôle où le courant aurait une valeur **constante** tout au long des tiges. Cette vue de l'esprit n'existe que pour une antenne **très courte devant la longueur d'onde**, auquel cas h_{eff} est sensiblement sa longueur physique L_0 .

Pour une antenne théorique, par exemple un dipôle « élémentaire », nous démontrerons, en annexe, que le calcul s'effectue en intégrant la répartition de courant exposé figure 3.9 ; on aboutit à :

$$h_{\text{eff}} = \frac{\lambda}{\pi}$$

exemple : $I_R = I_0 \left[\sin \beta \left(\frac{L}{2} - d \right) + K_1 (\cos \beta d - \cos \beta \frac{L}{2}) + K_2 \cos \left(\frac{\beta d}{2} - \cos \frac{\beta L}{4} \right) \right]$
avec : K_1, K_2 constantes de proportion qui dépendent de e



- ① forme sinusoïdale théorique $I_a = I_0 \sin \beta \left(\frac{L}{2} - d \right)$ avec $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$
② forme réelle I_R

Figure 3.9 – Exemple de répartition en courant théorique (I_a) et réel (I_R) le long d'un dipôle demi-onde.

... pour la demi-onde parfaite isolée dans l'espace.

Dans le cas d'une antenne quart d'onde, nous recueillons évidemment la moitié et pour une longueur l plus courte, on aurait sensiblement :

$$h_{\text{eff}} = \frac{2l}{\pi}$$

3.1.11 Théorie du champ rayonné par un dipôle

Un conducteur « isolé dans l'espace » et soumis à un courant I de forme et d'amplitude quelconque a été initialement choisi comme hypothèse de calcul du champ électromagnétique rayonné à une distance R également non précisée. Cette vue trop générale, bâtie par de savants mathématiciens comme **Siégl**, **Labus**, **Van der Pol**, etc., aboutit à des équations qui font le désespoir des imprimeurs tant elles sont longues à composer sur une seule page d'un livre !

Ne voulant pas développer une théorie trop générale, et qui de toute façon ne sera appliquée qu'à des cas particuliers, cas qui supposent des simplifications concrètes, nous avons opté dès le départ pour une approche technologique qui ne s'éloigne pas trop du dipôle rayonnant.

Le fil rayonnant est donc tout d'abord ramené à un doublet $L = 2l$ alimenté en son centre par une tension e_0 générant une distribution de courant au long des brins colinéaires, qui obéit aux lois de la phase en électricité : voir figure 3.10A. Sa répartition au long du fil peut donc être quelconque.

Il y a deux façons de rechercher le champ en un endroit M donné, soit en vision moyennement rapprochée (cas A), soit en rejetant le point M à l'infini, c'est-à-dire très loin vis-à-vis de la longueur d'onde du signal appliqué.

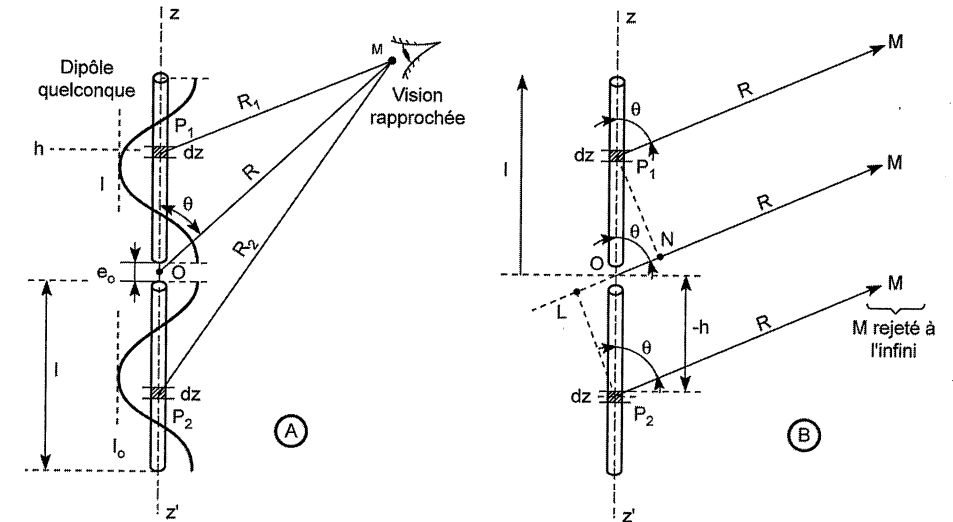


Figure 3.10 – Action du champ électromagnétique rayonné par deux portions élémentaires de dipôle à une distance R .
(A) Vision rapprochée. (B) Observation rejetée à l'infini.

Autre condition préalable : la distance R est définie au centre du doublet, centre à partir duquel chaque brin est supposé comporter un empilage de longueur élémentaire dz , tendant vers zéro afin de l'assimiler à une différentielle.

Pour connaître le champ en M , l'observateur doit non seulement additionner les champs créés par ces longueurs élémentaires dz mais aussi intégrer de 0 à l leurs actions symétriques dans chaque brin. Un calcul intégral s'impose donc.

Pour ce faire, on fait appel aux équations de **Maxwell** rappelées figure 3.11A.

On ne s'intéresse en première et unique approximation qu'au champ électrique E_θ dont la formule fait état d'une distance R qui doit être adaptée à notre cas particulier du dipôle de longueur $L = 2l$ réellement mesurable, alors que, dans les équations de Maxwell, on part du postulat que le doublet « élémentaire » l_0 possède des dimensions tendant vers zéro ou vraiment très négligeables devant la longueur d'onde.

En M , il apparaît donc un champ élémentaire égal à :

$$dE = dE_1 + dE_2 = j 60\pi I_0 \exp j(\omega t + \phi) \sin \theta (\exp M_{1,2}) dz$$

Il y a en effet deux champs issus de $+dz$ au point P_1 et de $-dz$ au point P_2 . Par ailleurs, l'exponentielle de $M_{1,2}$ entre parenthèses gère les parcours R_1 et R_2 depuis les points précédents jusqu'à M .

Soit, par conséquent, avec $k = 2\pi/\lambda$:

$$\exp M_{1,2} = (1/\lambda R_{1,2}) \exp (-j k R_{1,2})$$

Il est possible de calculer R_1 et R_2 en fonction de R mais cela conduit à une construction géométrique qui encombre les calculs. Elle n'est pratiquée que comme correctif d'un relevé de champ effectué trop près d'une antenne, et encore, heureusement que l'ordinateur nous aide beaucoup pour ce laborieux calcul !

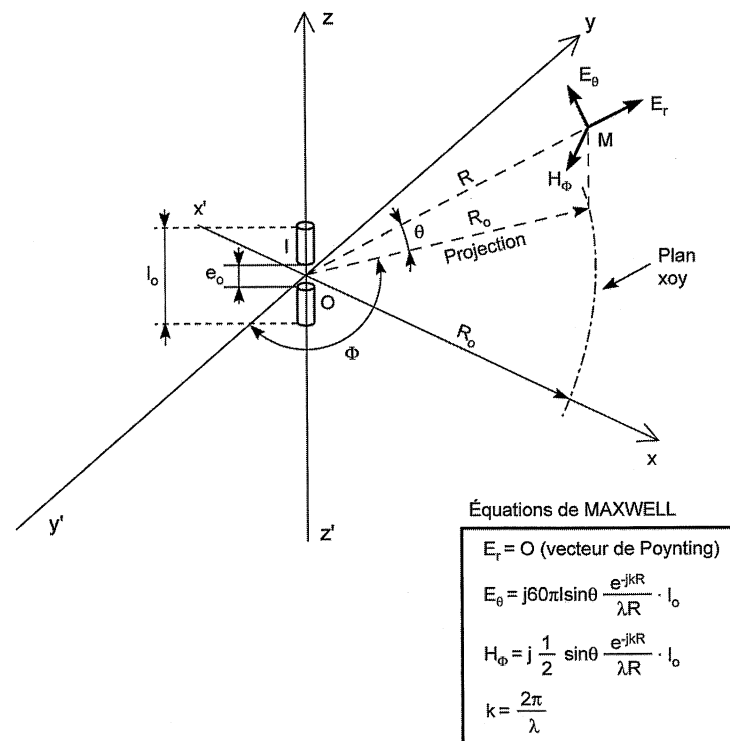


Figure 3.11A – Utilisation des équations de Maxwell pour définir le champ EM à une distance R considérée grande devant la longueur L du doublet.

Pour simplifier, nous allons « rejeter » notre observateur à l'infini, artifice mathématique qui nous permet d'affirmer que les distances ci-dessus deviennent parallèles et égales toutes les deux à R . Ensuite, on va appliquer le système au cas d'un dipôle demi-onde dont la distribution de courant est celle de la figure 3.9. Nous l'appellerons Ia .

Si nous observons la construction géométrique de la figure 3.10B, nous voyons qu'en fonction du paramètre θ , il vient :

$$R_{1,2} = R \pm h \cos\theta$$

Toutefois, h est l'ordonnée de la variable z qui va évoluer de 0 à l du brin vertical ; donc h doit entrer dans l'équation de Maxwell sous la forme de z , d'où :

$$dE = dE_1 + dE_2 = j(60\pi/\lambda R) Ia \sin\theta [\exp(-j k(R - z \cos\theta)) + \exp(-j k(R + z \cos\theta))] dz$$

Or, dans le formulaire des équivalences trigonométriques, on trouve une relation qui regroupe tout ce que renferment les grandes parenthèses :

$$dE = j(60\pi/\lambda R) Ia \sin\theta 2\cos(kz \cos\theta) dz$$

En intégrant cette expression de 0 à $l = \lambda/4$, nous aboutirons après de multiples transformations mathématiques et rapprochement avec la réalité pratique :

$$E_\theta = -j(60\pi I_0/R) \exp(-jkR) F(\theta)$$

Avec : $F(\theta) = \text{diagramme de rayonnement} = [\cos\{(\pi/2) \cos\theta\}]/\sin\theta$.

Plaçons-nous dans des cas concrets :

- 1) Pour $\theta = \pi/2$, $\cos\theta = 0$ et $\sin\theta = 1$. Dans ce cas, $F(\theta) = 1$; c'est le maximum dans le plan perpendiculaire au doublet $\lambda/2$, et c'est valable pour $\pm \theta$ défini par rapport à l'axe Oz .
- 2) Pour $\theta = 0$, $\cos\theta = 1$ et $\sin\theta = 0$. L'application donne un résultat de la forme $0/0$. En levant le doute, nous trouvons un champ nul à l'aplomb de l'antenne.
- 3) Pour les valeurs intermédiaires, on trouverait des résultats qui reconstituent une sorte de tore décrit autour du doublet. La figure 3.11B donne la double section circulaire de ce tore dans le plan xoz . Dans le plan yoz , on obtient un cercle parfait, ce qui signifie qu'un doublet rayonne de manière uniforme tout autour de lui-même. Signalons d'ores et déjà que c'est la même théorie pour un brin $\lambda/4$ dressé verticalement sur un plan de terre horizontal.

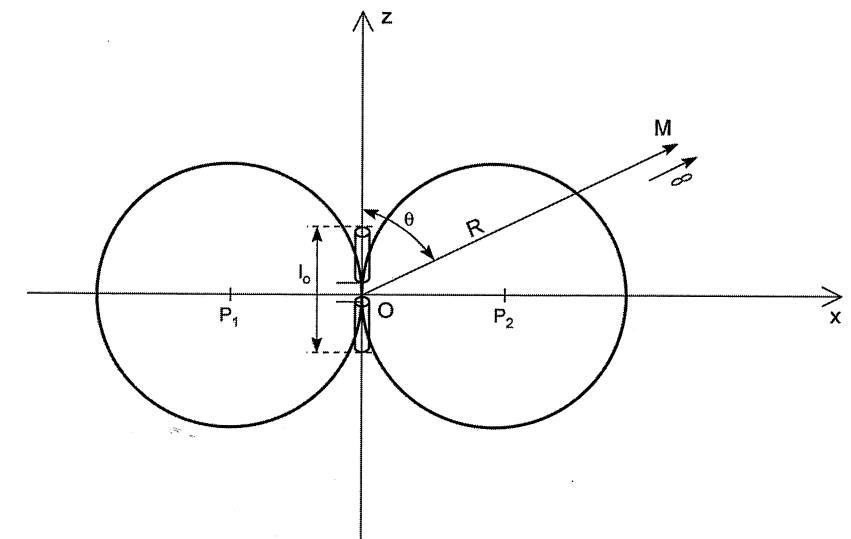


Figure 3.11B – Diagramme de directivité théorique d'un doublet de très faible longueur l_0 dans le plan xoz . En revanche, il est rigoureusement circulaire passant par P_1 et P_2 dans le plan yox .

Pour des renseignements complémentaires, on se reportera aux Annexes 1 et 2.

3.2 Autres dipôles

3.2.1 Le dipôle conique

Parmi toutes les formes adoptées pour les dipôles rayonnants, citons celle du bicône A d'ouverture au sommet égale à θ (figure 3.12).

La théorie est due à Schelkunoff et aboutit à une valeur d'impédance assez simple figurée par la courbe B.

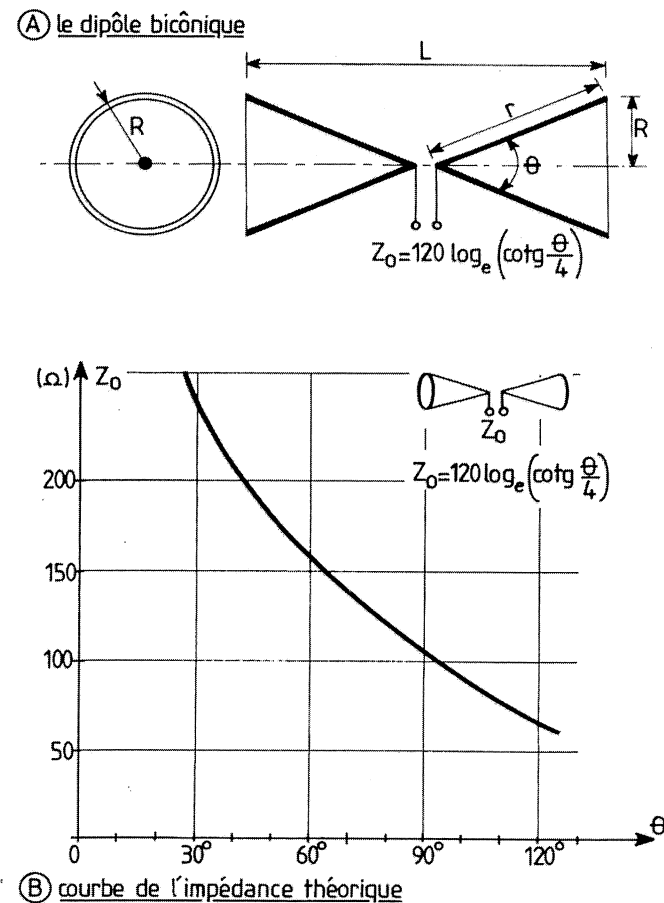


Figure 3.12 – Le dipôle biconique d'angle au sommet θ et de longueur L finie.

Il faut toutefois préciser que ce calcul s'applique en fait à une ligne biconique de longueur infinie. Pour des angles faibles, si $L \leq 5$ à $10 R$ par exemple, la formule ne conviendrait pas et devrait être remplacée par une formule analogue à celle du dipôle cylindrique vu ci-dessus.

Heureusement, on a constaté – par des mesures – que l'estimation devenait assez valable pour $\theta \geq 30^\circ$ mais que la fréquence modifiait évidemment le compromis pour lequel ce calcul devenait applicable.

Considérons le système « discône » vertical de la figure 3.13A. Son diagramme de rayonnement s'étale tout autour avec une certaine prééminence au-dessus du sol et rien à la verticale.

Il se compose d'un cône d'angle au sommet $\theta = 64^\circ$, suspendu et centré par un manchon isolant en alkatène ou en plexiglass, lequel assure en même temps la fixation au-dessus du plan de terre. Le disque inférieur reçoit une transition conique qui permet de passer du diamètre minimum du cône à celui de l'âme du câble d'arrivée, sans rupture d'impédance. La figure 3.13 donne le compromis existant entre l'angle et les dimensions du cône. Si l'on choisit une bande de fréquence donnée, l'évaluation du centre de cette bande permet de calculer la longueur d'onde moyenne λ_m et la longueur l que l'on rend voisine de la demi-longueur d'onde moyenne.

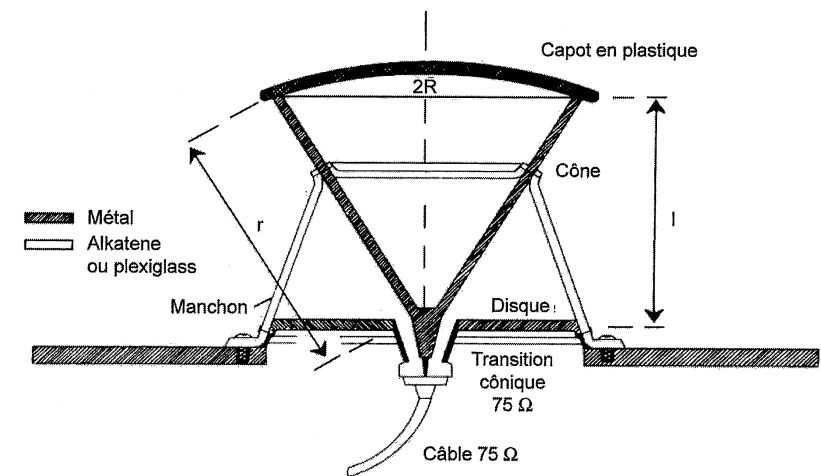


Figure 3.13A – Antenne conique verticale (discône inversé).

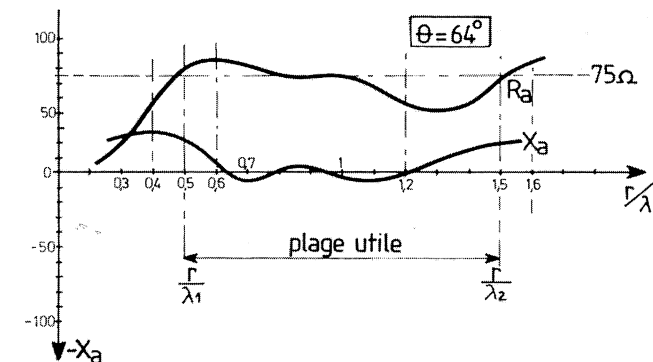


Figure 3.13B – Variation d'impédance du discône.

Dans ce cas et pour $\theta = 64^\circ$, nous aurons : $r = 1,18l$ et $R = 0,625l$.

Ces dimensions montrent un évasement important du cône. Pour empêcher qu'il ne se transforme en entonnoir pour la pluie, on couvre le sommet par un capot en plastique. Il faut remarquer qu'un capot métallique ne changerait pas beaucoup le fonctionnement du système, si ce n'est qu'il rayonnerait un peu plus vers le ciel. Cette antenne est tout indiquée pour être placée sur le toit d'un véhicule. Elle présente de l'intérêt à cause de sa faible variation d'impédance : on constate notamment que la résistance de rayonnement oscille bien autour de 75Ω et que la réactance tourne longtemps

autour du zéro avant de devenir selfique. L'adaptation paraît très bonne entre $\frac{r}{\lambda} = 0,6$ et $\frac{r}{\lambda} = 1,2$. Cela fait déjà un rapport double de fréquence. La plage utile s'étend en fait de 0,5 à 1,5

soit un rapport triple de fréquence (figure 3.13B). Le fonctionnement serait encore possible entre 0,4 et 1,6 soit un rapport de 4 en fréquence.

Concrètement, cela peut signifier que l'antenne peut rayonner sans problème entre 400 et 1 200 MHz, dans le cas présent, c'est-à-dire toute la bande UHF.

En fait, l'antenne discône est beaucoup plus employée branchée à l'envers, comme l'indique la figure 3.14. L'âme du câble parvient sur le disque alors que le blindage coaxial est fixé sur le cône retourné. Cette disposition nécessite certains compromis que nous reproduisons sur la figure 3.14B.

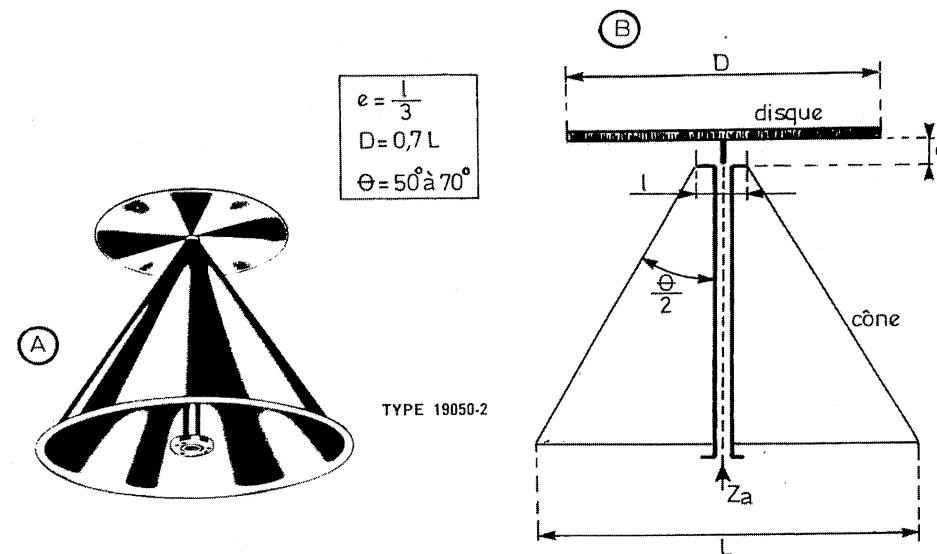


Figure 3.14 - Antenne « discône ».
A : Dimensions conseillées. B : Type 19050-2 Andrew pour télémétrie 215 à 265 MHz.

Si nous soumettons cette antenne au banc de mesure, on constate un ROS (Rapport d'Ondes Stationnaires) qui reste inférieur à 2 de 200 à 400 MHz et voisin de 1,4 entre 215 et 320 MHz. L'intérêt d'une antenne discône se situe dans le mode de fixation très aisé au bout d'un mât coaxial.

3.2.2 Le dipôle coaxial biconique

Pour rayonner l'onde dans le plan horizontal tout autour de l'antenne, il faut disposer celle-ci verticalement. Le dipôle coaxial à jupe imaginé par la Société Rohde et Schwarz permet cette propriété (figure 3.15). Il utilise deux cônes à courbure parabolique tenus par un manchon isolant. Un mât creux renferme le câble coaxial dont l'âme est fixée au cône supérieur. La tresse du câble s'épanouit sur le sommet du cône inférieur ; celui-ci est ouvert pour laisser passer l'âme du câble. Une transition conique assure la connexion à ce câble.

Une telle antenne montée sur un mât métallique en un point généralement dégagé dans un site élevé subit l'agression de la foudre. Pour écouler les charges électrostatiques vers le sol, le cône supérieur est relié au cône inférieur par une bobine dont l'inductance n'a pas d'effet à la fréquence d'accord de l'antenne ; c'est le manchon isolant qui supporte cette bobine.

Un capot plastique recouvre le cône supérieur afin d'éviter qu'il ne devienne un entonnoir pour la pluie ! La base du cône inférieur est attachée à une « jupe » en forme de cage de $\lambda/4$ de longueur minimale (Rohde et Schwarz préconisent apparemment $\lambda/2$) ; cette jupe à impédance élevée

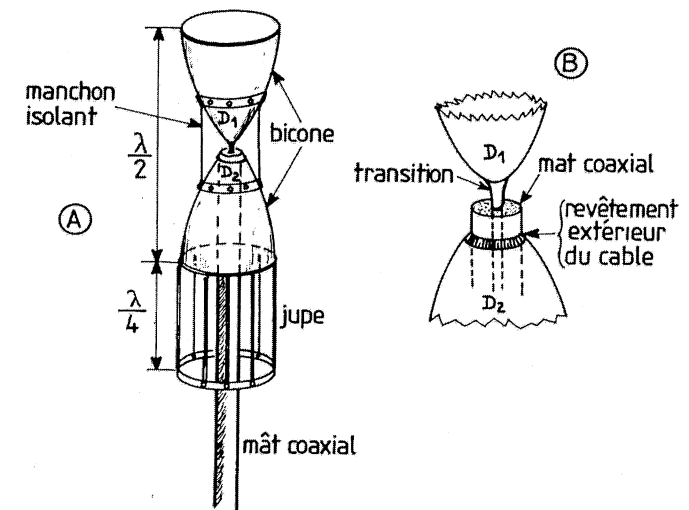


Figure 3.15 - Antenne dipôle coaxiale HK014 Rohde et Schwarz.

assure une symétrisation de la structure coaxiale et une forte réjection des inductions prenant naissance dans le conducteur du câble et dans le mât. Du point de vue adaptation, cette antenne s'avère assez intéressante car le rapport d'onde stationnaire dans le câble oscille autour de 1,5 (valeur tolérée) entre 100 et 1 500 MHz ! (figure 3.16)

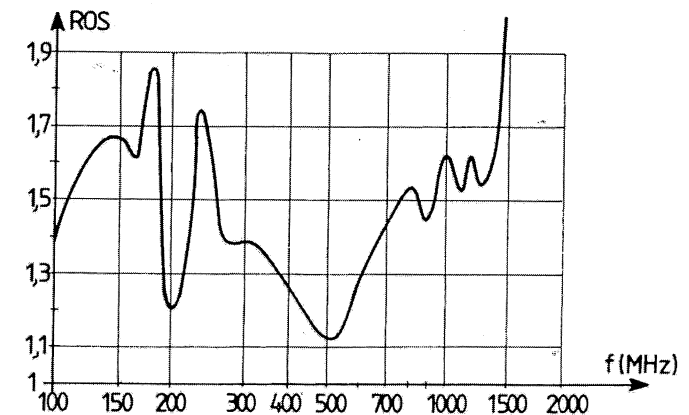


Figure 3.16 - Courbe du ROS du dipôle HK014 Rohde et Schwarz.

Cette antenne (plus de 1 000 en fonctionnement dans le monde) accepte des puissances d'émission de 400 W pour $f < 400$ MHz et 200 W au-delà. Elle s'adapte bien aux réémetteurs de télévision UHF car elle se loge aisément dans un cylindre de plastique.

3.2.3 Dipôles en « éventail » et en « drapeau »

Afin de simplifier la configuration conique tout en conservant une partie de ses propriétés, on peut envisager l'association en V de deux dipôles (figure 3.17A). Il s'agit des dipôles en « éventail ».

Tournant autour des pivots a et b , les segments de droite forment un angle θ qui, en croissant, augmente la résistance de rayonnement. Ainsi avec $\theta = 60^\circ$, on obtient environ 4 fois la résistance normale (240 à 280 Ω selon la grosseur des tiges utilisées).

On peut obtenir plus en accolant deux triangles pleins (B) que l'on groupe à plusieurs devant des panneaux réfléchissants situés à $0,25 \lambda$ des dipôles (voir chapitre 6). Cette technologie, dite en « drapeau » dans le cas des panneaux triangulaires, permet d'obtenir une largeur de bande importante, voisine de celle des dipôles coniques. Dans le cas des tiges de la configuration A, cela s'explique par le fait que les évolutions des réactances de chaque dipôle considéré en croix avec sa voisine se font en sens opposé et se compensent mutuellement. On arrive ainsi à doubler la fréquence de transfert ; **exemple** : 600 à 1 200 MHz à - 3 dB.

Pour ce faire, il faut judicieusement choisir la longueur L du dipôle que l'on rend égale à 1,2 fois la demi-onde de la fréquence la plus basse à transmettre.

Les constructeurs d'antennes TV préconisent des dipôles en X qui répondent au même principe que le dipôle en éventail. Leur découpage par emboutissage se prête bien à la réalisation en série ; la fixation des branches se fait au moyen d'un bras en plastique (figure 3.17C).

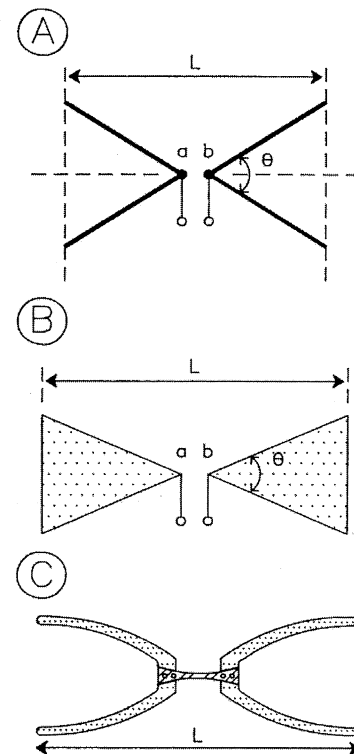


Figure 3.17 - Dipôles « éventail » (A), en « drapeau » (B)

Les dimensions du X sont choisies de telle sorte que L est égale à $\lambda/2$ en bas de gamme UHF (vers 470 MHz) et voisine de λ en haut de gamme (vers 900 MHz).

Le dipôle en X s'intègre évidemment dans une structure Yagi avec directeurs et réflecteurs (voir figure 3.17D).

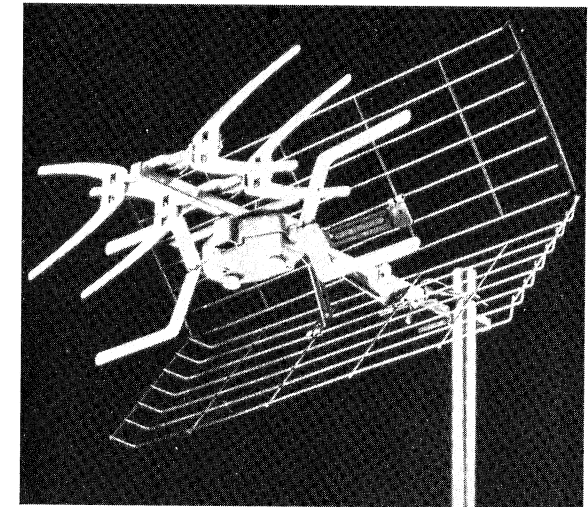


Figure 3.17D - Antenne XC-11 FUBA utilisant les dipôles en X (série X-color).

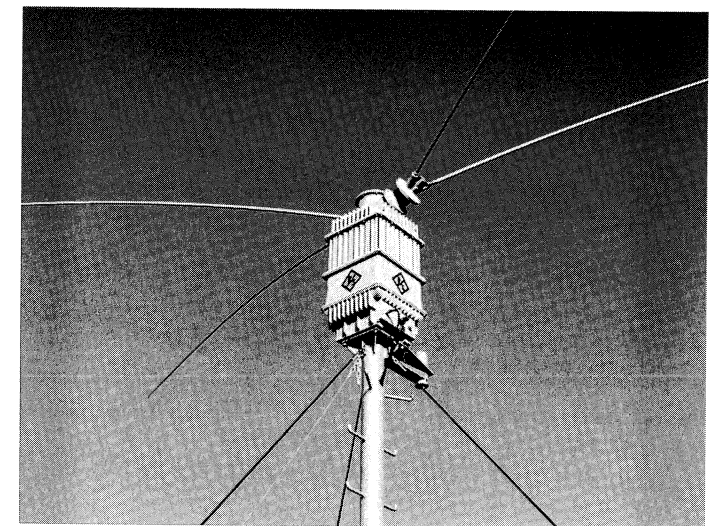


Figure 3.18A - Une application des dipôles « éventail » constitués de quatre fouets de 10 mètres de long montés deux à deux sur une unité qui les accorde sur la bonne fréquence émise. Le système est utilisé dans une bande de fréquence de 2 à 30 MHz pour des liaisons multifréquences en OC ou en radio diversity. L'unité d'accord peut aussi intégrer un moteur pour la rotation de l'antenne (d'après Rohde et Schwarz).

En émission ondes courtes, on peut rencontrer des réalisations à très large bande équipées de 4 brins horizontaux montés en éventail comme le préconise la figure 3.17A : voir le dipôle HX002 Rohde et Schwarz de la figure 3.18 constituée de 2 fois 2 tiges de 5 mètres de long écartées à 30°, cette antenne peut convenir pour émettre simultanément ou à la suite un spectre de fréquence qui peut s'étendre de 2 à 30 MHz.

Pour adapter l'antenne, une unité d'accord télécommandée est disposée directement sur les brins (A). Le bloc peut comporter également un rotor d'antenne ; toutefois, le diagramme de rayonnement est suffisamment compensé et équilibré pour couvrir tout le plan horizontal sans baisse notable de gain. Enfin, grâce à l'accord, le gain reste sensiblement constant (environ 5 dB) dans une bande très large : 3 à 35 MHz environ (C), ce qui autorise une émission en radio diversity (émission codée sur plusieurs porteuses très éloignées l'une de l'autre).

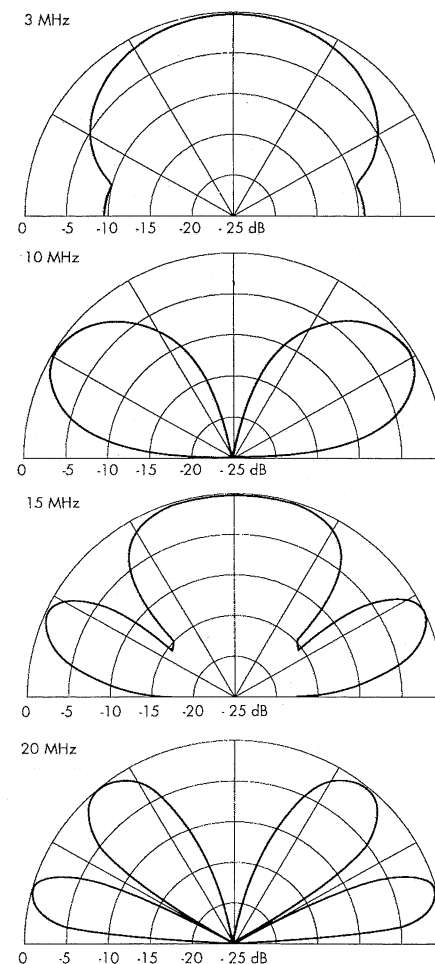


Figure 3.18B – Diagramme de directivité VERTICALE à diverses fréquences de l'antenne éventail HX002 Rohde et Schwarz placée à 15 m de haut. Dans le plan horizontal, l'émission est quasiment omnidirectionnelle.

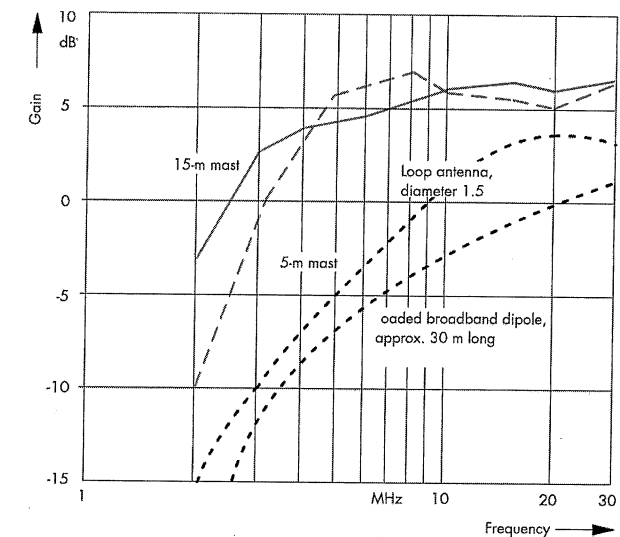


Figure 3.18C – Gain dans le plan horizontal de l'antenne HX002 sur un mât de 15 m de haut ou sur un mât de 5 m monté sur un navire. Une comparaison est faite avec une boucle de 1,5 m de diamètre et un dipôle horizontal de 30 m de long.

3.2.4 Le trombone

Il s'agit d'une antenne onde entière repliée sur elle-même (figure 3.19). En A, nous voyons que le courant I décrit une sinusoïde complète sur λ . En B, le brin demi-onde OY étant replié sur lui-même, c'est-à-dire sur le brin OX , les deux demi-courants se retrouvent en parallèle.

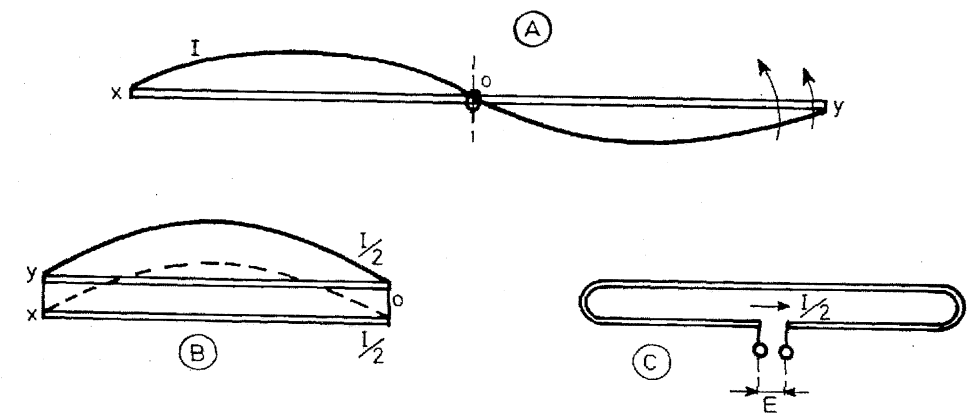


Figure 3.19 – A : Antenne onde entière. B : Antenne demi-onde repliée. C : Le trombone à diamètre constant.

Dans le trombone C ainsi constitué, on ne recueille qu'un demi-courant pour une tension E identique ; car, baigné dans un champ, ce trombone se comporte comme un seul et unique collecteur

d'onde, les deux brins étant placés très près l'un de l'autre. Par rapport à un dipôle demi-onde, il met en évidence la même puissance P_a dans les impédances nécessairement différentes pour une tension E identique :

$$P_a = Z_T I_T^2 = Z_0 I_0^2$$

avec :

Z_T = impédance du trombone

Z_0 = impédance du demi-onde

I_T = courant dans le trombone

I_0 = courant dans le demi-trombone

Comme nous avons dit que $I_T = \frac{I_0}{2}$ nous aurons donc :

$$Z_T = 4 Z_0$$

Ceci constitue un moyen commode d'accroître l'impédance d'une antenne lorsqu'elle est jugée de valeur insuffisante en tant que dipôle demi-onde. Cette technique est très utilisée en télévision afin d'accroître la résistance de l'antenne lorsque le dipôle est soumis à des brins directeurs et réflecteurs (réseau Yagi : voir chapitre 7).

Il est possible d'ajuster le facteur multiplicateur d'impédance en donnant des diamètres différents aux brins du trombone (figure 3.19D). Dans ce graphique qui illustre concrètement une formule où les diamètres d_1, d_2 et l'écartement e entre ces brins interviennent au niveau d'un rapport de logarithmes, on remarque que $K = 4$ pour $d_1/d_2 = 1$ (cas du trombone). Pour $d_1/d_2 > 1$, le coefficient K décroît ; pour $d_1/d_2 < 1$, il augmente au contraire rapidement.

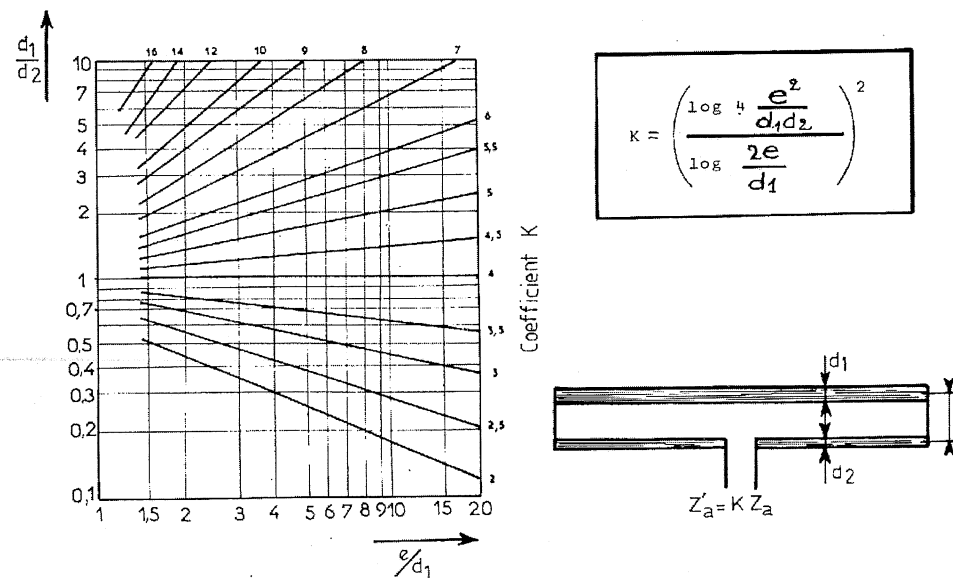


Figure 3.19D - Rapport de transformation K de l'antenne repliée (d'après de Gouvenain).

Exemple : considérons le trombone de la figure 3.20A dans lequel on pose $d_1 = 20$ mm, $d_2 = 10$ mm et un entre axe $e = 50$ mm. On a donc $\frac{d_1}{d_2} = 2$ et $\frac{e}{d_1} = 2,5$. Le graphique de la figure 3.19 donne $K = 6$; ce facteur multiplie la résistance du dipôle alimenté et si, par exemple, celle-ci fait 68Ω à la fréquence de travail considérée, la résistance constatée alors fera :

$$R'_0 = K R_0 = 408 \Omega$$

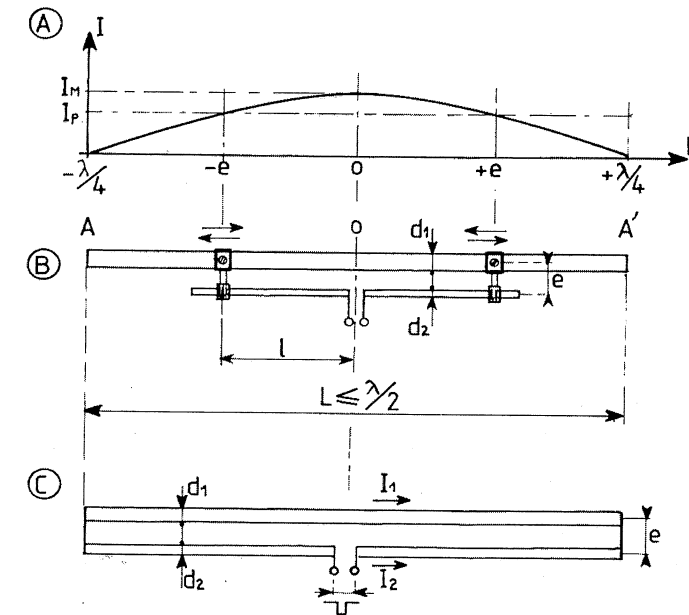


Figure 3.20 - A : Répartition du courant sur un dipôle $\lambda/2$. B : Adaptation en T. C : Trombone à brins différents.

Nous verrons que cet accroissement est bénéfique dans le cas où l'on soumet ce dipôle à un plan réflecteur ou à des brins « parasites » (réseau Yagi) ; en effet, leur présence peut réduire de 4 à 6 fois la valeur de l'impédance du dipôle $\lambda/2$ ce qui, avec le coefficient K ci-dessus, ramène les grandeurs à des valeurs normales pour les câbles coaxiaux usuels (50 à 75 Ω) (voir chapitres 6 et 7).

3.2.5 Adaptation en T

Les trombones sont donc des dipôles qui élèvent assez fortement l'impédance de travail de la descente d'antenne. Comme les impédances caractéristiques des feeders standard font 150, 300 ou 600 Ω , il faut adapter l'antenne sur ces valeurs grâce à l'adaptation en T de la figure 3.20B : en agissant sur la longueur l de la barrette, on ajuste l'impédance entre 0 et la valeur maximale prévue pour les compromis d_1/d_2 et e/d_1 choisis.

Ce mode d'adaptation est souvent utilisé dans le domaine des ondes courtes, notamment par les radioamateurs. Les antennes se présentent alors sous la forme de gigantesques râtaux dont les tiges s'incurvent à cause du poids (figure 3.21A). En effet, dans la bande des 14 MHz, par exemple,

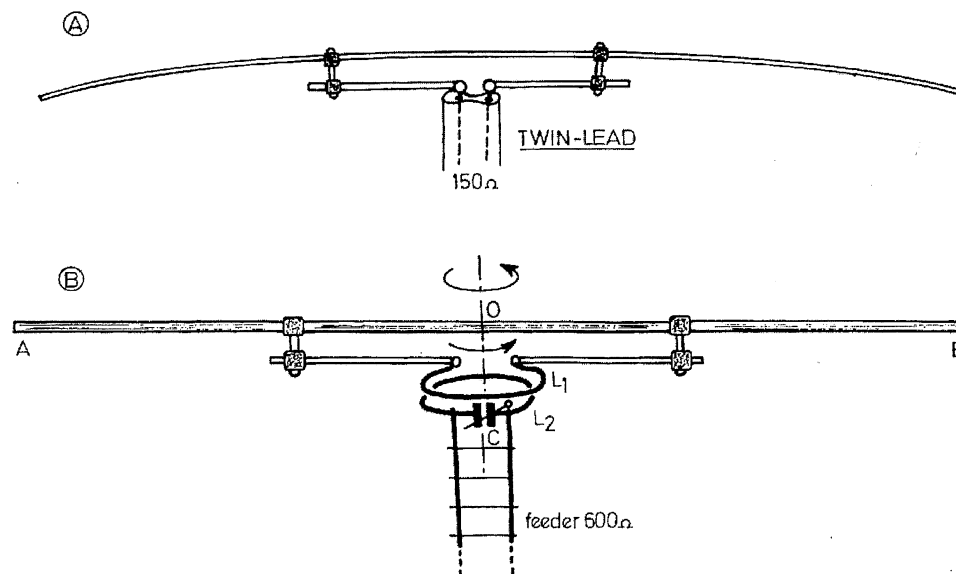


Figure 3.21 – Antenne OC (d'amateur 14 ou 29 MHz).
A : Adaptation d'impédance par barrettes coulissantes en T.
B : Couplage par bobines pour dipôle rotatif.

le brin fait environ 10 m de long et l'on peut affirmer que l'adaptation en T participe au soutien mécanique de l'ensemble !

Lorsque le « râteau » doit tourner autour de son axe (antenne directive) on peut raccourcir légèrement le brin horizontal de telle sorte que l'antenne paraisse capacitive (B). On l'accorde alors au moyen d'une spire L_1 que l'on couple magnétiquement avec un circuit accordé L_2C . L_1 et L_2 sont en fait constitués par des anneaux de cuivre imprimés sur des tambours en téflon (ou autre) pouvant tourner sur leur axe, de telle sorte que l'antenne puisse être orientée dans la direction souhaitée, grâce à un moteur rotatif et à une télécommande à asservissement de position. Les structures accordées passent évidemment une bande de fréquence conditionnée par le couplage et, aussi, par l'amortissement du feeder 600 Ω choisi, ici, assez élevé en impédance, afin de ne pas trop amortir ces circuits sélectifs.

Toutefois, comme cette dernière remarque le suggère, ces types d'antenne s'adressent à une bande de fréquence réduite, en général limitée à celle de la station d'émission à laquelle l'antenne est raccordée.

3.2.6 Adaptation en gamma

Les antennes précédentes sont symétriques, ce qui impose un feeder d'alimentation de même constitution. Or, en VHF et au-delà, l'emploi d'un câble coaxial s'avère nécessaire afin d'éviter les dispersions de champ et les inductions parasites. On a donc cherché un moyen de désymétriser le dipôle, mais en lui donnant une impédance plus élevée que celle du doublet demi-onde équivalent.

En prenant la moitié d'une adaptation en T, on obtient une adaptation en gamma dont l'efficacité est ajustée au moyen des paramètres cités dans la figure 3.19 et par la barre de court-circuit coulissante de la figure 3.22A.

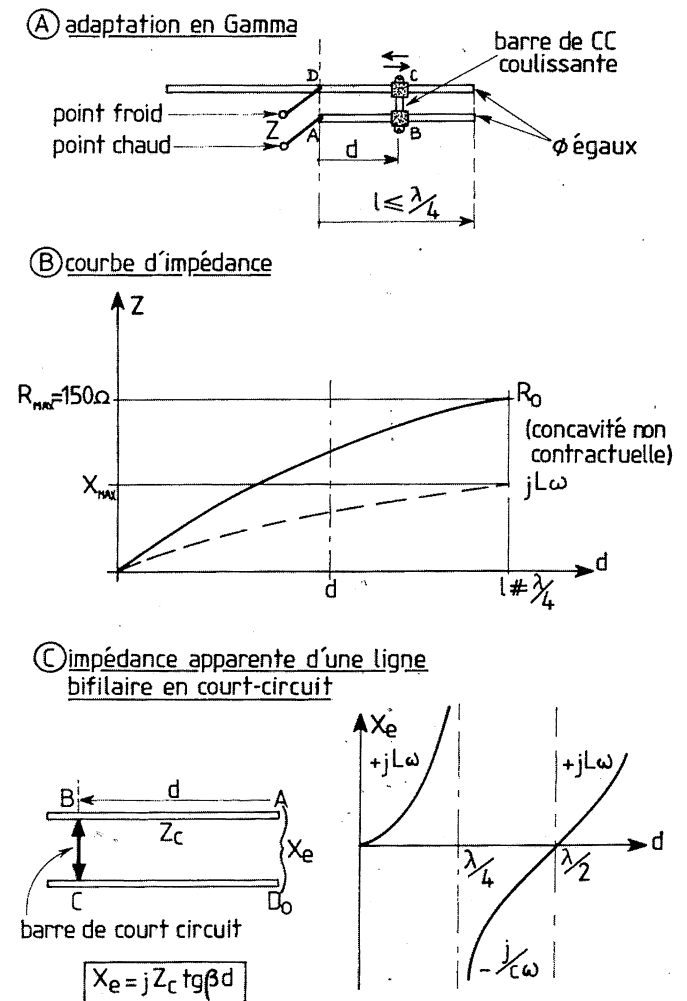


Figure 3.22 – Étude de l'adaptation en Gamma grâce à une barre de court-circuit coulissante (A) et mise en évidence de l'aspect selfique de l'impédance (B) par comparaison avec une ligne en court-circuit (C).

Deux phénomènes apparaissent en pratiquant cette mise au point : si l'on fait varier de 0 à l la longueur de la tige alimentée (point chaud), la résistance de rayonnement varie de 0 à la valeur moitié de ce que donnait le trombone équivalent. Pour des tubes de diamètres identiques, on a donc une résistance R_0 qui évolue, en fonction de d , de 0 à 150 Ω (voir courbe B). Mais, comme le système n'est plus symétrique, une inductance variable accompagne la montée de R_0 . Ceci s'explique aisément en considérant que la boucle ABCD constitue un tronçon de ligne bifilaire en court-circuit et l'on sait que pour $d < \frac{\lambda}{4}$, l'impédance reportée est strictement selfique :

$$X_e = jZ_c \tan \beta d$$

L'impédance d'antenne Z est donc constituée de la résistance de rayonnement R_o , laquelle est variable avec la longueur d de l'adaptation en gamma et, en série, la réactance série précédente qu'il faut corriger.

3.2.7 Approche de l'adaptation

Si l'on branche directement le câble d'alimentation HF, il va reporter en bas du mât – c'est-à-dire à la sortie de l'émetteur – une impédance quelconque qui dépendra de Z et de la longueur du câble :

$$Z_e = Z_c \left[\frac{z + j \tan \beta d}{1 + j z \tan \beta d} \right]$$

avec : $Z = \frac{Z}{Z_c}$ = impédance réduite de l'antenne

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_c}$ = constante de phase

$\lambda_c = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r}}$ = longueur d'onde dans le câble

ϵ_r = permittivité du diélectrique du câble (ϵ_r # 2,28 à 100 MHz pour le polythène)

d = longueur exacte du câble

Z_c = impédance caractéristique du câble (50 ou 75 Ω)

Le terme entre parenthèses est de la forme $a \pm jb$, ce qui signifie que l'émetteur **ne sera pas adapté et qu'il ne donnera pas son maximum de puissance**. Le câblé sera, par ailleurs, le siège d'ondes stationnaires. Cette situation ne peut être retenue d'autant que s'il y a ondes stationnaires, il y a aussi, une onde réfléchie qui, retournant vers l'émetteur, **risque d'agresser les étages de puissance HF de celui-ci et de les détruire**.

Une mise au point doit donc être réalisée **avant** de brancher l'émetteur. On utilise pour ce faire soit un impédancemètre, soit un petit appareil qui donne le rapport d'ondes stationnaires (figure 3.23), soit un équipement qui fournit directement l'amplitude de l'onde de retour (**coupleur directif** – voir chapitre traitant de la mesure sur antennes). La correction va dépendre de la fréquence de travail : ainsi, si celle-ci est inférieure à 100 MHz, on peut compenser l'inductance de l'antenne par une capacité série C placée directement sur le brin alimenté du dipôle (figure 3.24A). On devra évidemment satisfaire à la relation qui vise à rendre égale les réactances capacitive et inductive. Cet accord est heureusement flou mais il convient néanmoins de calculer ou de mesurer l'inductance de l'antenne à la fréquence considérée avant de faire $X_c = X_e$. Pour le calcul, on peut appliquer la relation en tangente du paragraphe précédent ; toutefois, il est délicat de déterminer Z_c dans le cas de tiges de diamètres différents et il faut tenir compte de l'influence de l'antenne elle-même, qui, si elle s'avère plus courte que $\lambda/2$, devient capacitive. Un compromis intéressant peut d'ailleurs s'envisager entre l'aspect capacitif d'un dipôle trop court et l'aspect selfique de l'adaptation en gamma. C'est ce qui se pratique couramment pour les antennes fonctionnant aux fréquences supérieures à 50 MHz. Toutefois, la mise au point semble délicate car on agit à la fois sur R_o et sur la réactance X_e , en retouchant la position de la barre de court-circuit et la longueur du brin non alimenté. On parvient à un bon compromis avec de la patience, de la méthode et une bonne instrumentation.

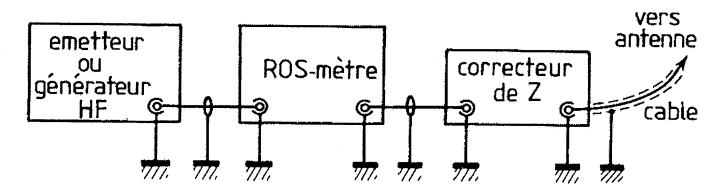
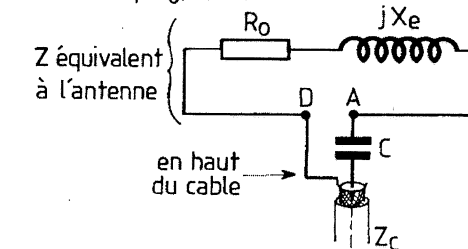


Figure 3.23 – Contrôle du rapport d'ondes stationnaires dans le câble d'alimentation d'antenne (voir chapitre 4, figures 4.14 à 4.17).

① condition : $\left| \frac{1}{C\omega_0} \right| = |X_e|$



② condition : $PI(Z_s) = PI^*(Z_e)$

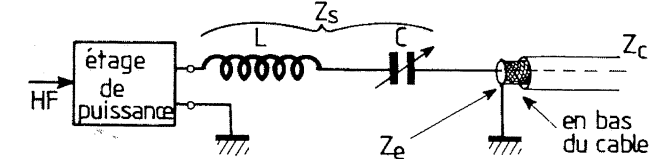


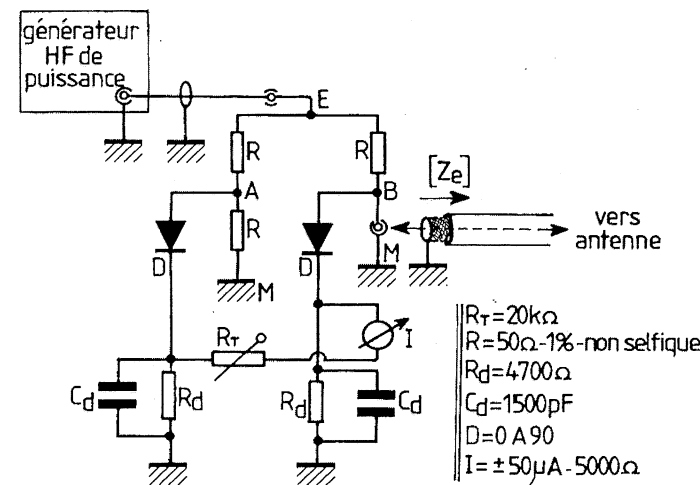
Figure 3.24 – Correction de l'aspect selfique de l'adaptation en gamma, A : par une capacité série placée sur la tige alimentée, B : par un circuit série qui offre la réactance conjuguée de celle que le câble présente en bas du mât.

Néanmoins, cet équilibre reste sujet à la fréquence de travail et l'on peut faire fonctionner l'antenne à des fréquences légèrement différentes (cas des amateurs). Pour accorder alors l'antenne, on préconise le circuit série LC de la figure 3.24B, lequel, selon la fréquence d'accord, peut offrir une réactance selfique ou capacitive, valeur égale mais conjuguée (de signe contraire...) de celle que le câble ramène et propose à l'émetteur.

3.2.8 Impédancemètre d'antenne

C'est à propos de cette mise au point que l'on préconise soit le ROS-mètre (figure 3.23) soit un petit impédancemètre que l'on peut réaliser soi-même sans trop de difficultés (figure 3.25), à condition que l'on adopte un mode de câblage court dans un boîtier métallique à compartiments. Il s'agit d'un pont HF dont trois branches supportent une résistance non selfique de valeur égale à l'impédance caractéristique du câble (par exemple : 50 Ω). La 4^e branche du pont est constituée par l'impédance d'entrée Z_e du câble chargé par son antenne corrigée ou non. Selon la valeur absolue de Z_e , il apparaît entre les points A et B une tension de déséquilibre égale à :

(A) schéma de principe



(B) exemple d'étalonnage d'un microampèremètre

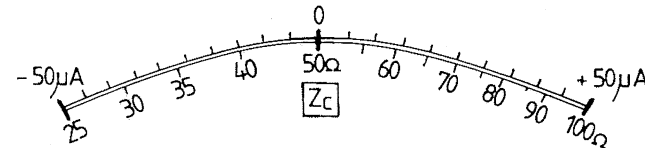


Figure 3.25 – Pont de mesure d'impédance d'antenne (A) et étalonnage du micro-ampèremètre à zéro central (B).

$$V_{AB} = \frac{E}{2} \cdot \frac{Z_e - R}{Z_e + R}$$

Après détection, cette tension provoque une déviation dans un sens ou dans l'autre du galvanomètre à zéro central I . On peut étalonner sa déviation par comparaison en plaçant sur la sortie B des résistances connues : 30, 40, 50... 100 Ω . Le rhéostat R_T règle les limites de la variation et l'exemple de la figure s'adresse à un branchement sur un générateur HF de puissance tel que $E = 10\text{ V}$.

La constante de temps $R_d C_d$ peut être modifiée selon la fréquence de travail. L'appareil ne donne qu'un ordre de grandeur car, si Z_e est très réactif, les indications sont fausses. Néanmoins lorsqu'on ajuste la barre de l'adaptation en gamma et l'accord du circuit série (C ou l'ensemble LC), on doit se rapprocher le plus possible de 50 Ω (soit l'équilibre parfait à savoir : $Z_e = R$, tel que $V_{AB} = 0$, si le câble fait bien $Z_c = 50\Omega$).

Il faut néanmoins signaler que ce pont HF ne peut valablement fonctionner qu'en dessous de 50 MHz. Et encore, il convient de bien choisir ses composants dont la qualité doit être irréprochable aux fréquences élevées.

3.2.9 Cas des émetteurs à modulation de fréquence

La correction en gamma est souvent utilisée dans les émetteurs FM dits « locaux » ou « privés ». Il est, en effet, facile de disposer une ou plusieurs antennes verticales de ce genre sur un pylône auto-porteur (figure 3.26). Cette antenne a le mérite d'être mise à la terre par l'intermédiaire du pylône, ce qui élimine beaucoup de risques en cas de foudre.

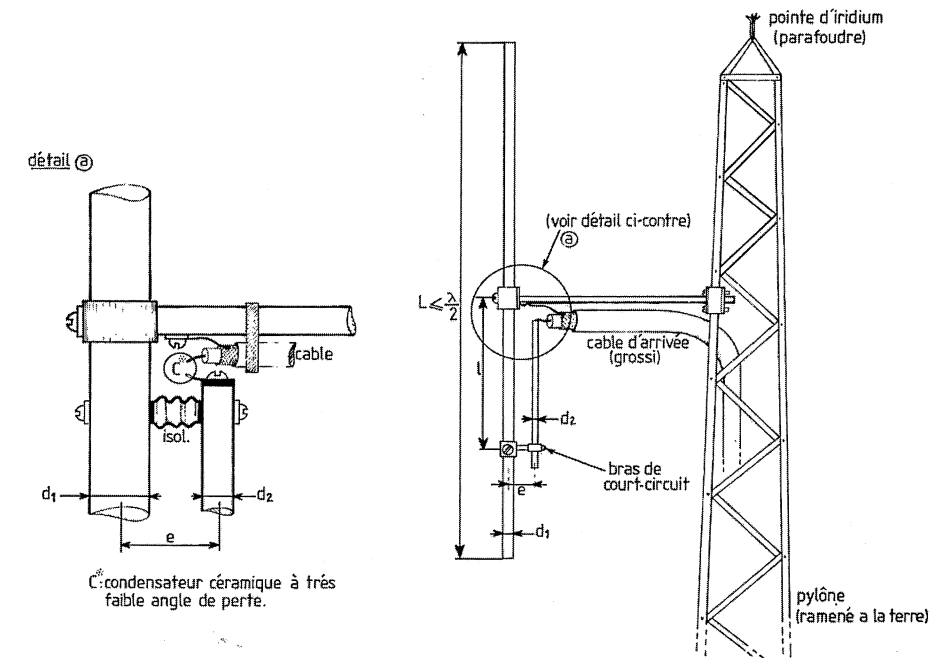


Figure 3.26 – Exemple d'antenne à adaptation en gamma : émetteur de programme local à modulation de fréquence (bande des 87,5 à 108 MHz). On a ôté ici le capot protecteur en plastique, dans lequel on peut disposer le condensateur C de correction.

Très mécaniques, le bras non alimenté et son brin d'adaptation sont fixés verticalement par un montant de départ dont la longueur avoisine $\lambda/2$ afin que le pylône agisse en réflecteur. Le rayonnement est alors orienté dans le sens du dipôle. En choisissant un écartement plus court, on réalise un compromis intermédiaire entre le diagramme omnidirectionnel et celui orienté dans le sens du dipôle (cas précédent).

Le brin alimenté est fixé au brin principal à l'aide d'un isolateur. On peut disposer un condensateur céramique « C » entre le câble et le brin alimenté ; sa valeur corrige éventuellement la self de l'adaptation en gamma mais elle peut englober également la self de l'antenne si celle-ci est légèrement plus grande que $\lambda/2$.

Si l'on raccourcit au contraire le brin vertical de telle sorte qu'il devienne capacitif, une compensation s'opère avec la self de l'adaptation en gamma et le condensateur n'est plus nécessaire. C'est la solution adoptée par les émetteurs de puissance moyenne et forte car les condensateurs céramiques supportent mal les courants importants, à moins de leur donner des dimensions qui ne cadrent plus avec celles du boîtier d'antenne !

3.2.10 Dipôles à faisceaux croisés

La réception des stations FM se pratique indifféremment selon le plan vertical ou le plan horizontal : tout dépend du type d'émetteur.

Pour solutionner cette diversité de rayonnement, on incline le brin télescopique de l'antenne fouet de l'automobile, on reçoit alors presque aussi bien les champs selon les deux plans (voir chapitre 4).

Quand on veut rayonner aussi bien que possible alors que la puissance attribuée à la station est contingentée, on a intérêt à rayonner selon les deux plans. Pour ce faire, on peut placer des dipôles en croix ; mais, pour rendre homogène le champ, on incline en Y les dipôles et on les enchevêtre en faisceaux croisés (figure 3.27). Dans cette figure, on remarque que le pylône supporte quatre faisceaux superposés dont le diagramme résultant est quasi-omnidirectionnel, dans le plan horizontal – le pylône gêne un peu. Une telle combinaison de dipôles donne un faisceau assez concentré dans le plan vertical (voir courbes), mais valable autour du pylône. Pour ces deux raisons, on dit que le champ rayonné par cette antenne est du type circulaire : voir page 57.

3.2.11 Antenne « super tourniquet »

Cette antenne, très utilisée dans certains pays étrangers pour constituer une station FM locale, se compose d'un empilage de plusieurs étages de doublets $\lambda/2$ disposés en croix, 2 par 2 (figure 3.28). En fait, les longueurs l dépendent du réseau déphaseur de 90° , les composants LC utilisés réagissant un peu sur l'impédance de l'antenne. Le schéma proposé peut être d'ailleurs différent selon la longueur d'onde émise : voir page 58.

L'écart entre chaque étage est fixé à $\lambda/2$ également et les phases se croisent pour donner un champ quasi-tournant ou un lobe orienté. La mise au point du système s'effectue par accord de L ou de C dans chaque boîtier de raccordement et étage par étage. Le diagramme de rayonnement est, dans le plan horizontal, quasi omnidirectionnel.

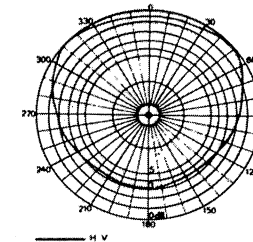
3.2.12 La ligne de transmission à l'antenne

Pour alimenter une antenne à structure symétrique, il faut lui brancher une ligne également symétrique : c'est le « feeder », maintes fois évoqué au cours de ce chapitre. Toutefois, ce mode de liaison plus ou moins rigide et que la proximité de la terre perturbe beaucoup ne fonctionne plus bien au-delà de 10 MHz. Au-delà de cette fréquence, on préfère utiliser une liaison bifilaire blindée, sorte de gros câble à deux fils placés côte à côte entourés d'un blindage que l'on relie à la terre. L'installation de cette ligne ne peut s'envisager qu'en émission professionnelle car elle est coûteuse : figure 3.29, page 59.

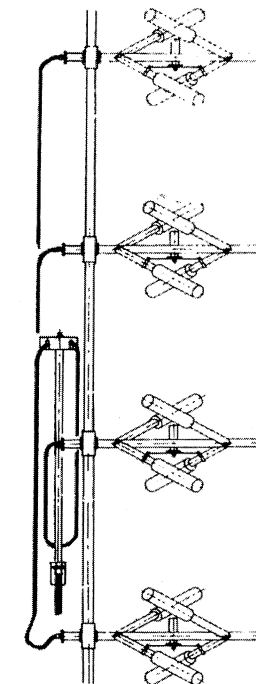
Résumons : il n'est pas possible de brancher directement un câble coaxial asymétrique, car cela désymétrise complètement le dipôle et apporte des inductions parasites intenses. On préconise donc une transition qui neutralise la perturbation : voir figure 3.30A. Il s'agit tout d'abord du « balun » (BALanced UNbalanced), sorte de transformateur abaisseur d'impédance à quatre enroulements agencés de telle sorte que les inductions parasites s'opposent dans les deux bobines placées en série avec les brins a et b. Leur réalisation fait appel à des ferrites spéciales sur lesquelles on enroule seulement quelques spires (2 à 6 par enroulement dans les bandes TV I et III). L'impédance rapportée est toutefois divisée par 4 :

$$Z_c = \frac{Z_A}{4}$$

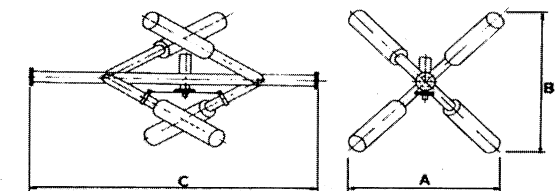
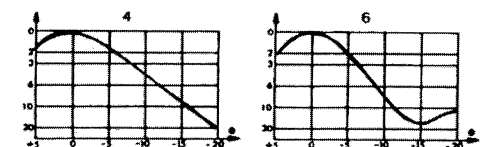
radiation patterns



| | |
|--------------------|---------------------|
| Referency | 425-553 |
| Frequency range | 87.5 to 108 MHz |
| Impedance | 50 Ω |
| VSWR | 1.3 |
| Input | NF 7/16 or EIA 7/8 |
| Gain | 0 dB (/2 dipole) |
| Max. power | 2 kW |
| Polarization | Circular |
| Dimensions | A 1 100 mm |
| | B 1 100 mm |
| | C 1 450 mm |
| Weight | 12 kg |
| Wind surface | 0.35 m ² |
| Wind load | 50 kp (160 km/h) |
| Max. wind velocity | 200 km/h |



Vertical Radiation Pattern



| Bays Nb | Gain dB | Wind load kp | Antenne height L | Weight kg | Max. power kW |
|---------|---------|--------------|------------------|-----------|---------------|
| 4 | 4 | 200 | 8 000 | 48 | 8 |
| 6 | 5,78 | 300 | 12 600 | 72 | 12 |

Figure 3.27 – Antenne à dipôle à faisceaux croisés utilisée en émission de la modulation de fréquence (d'après Thomson – LGT).

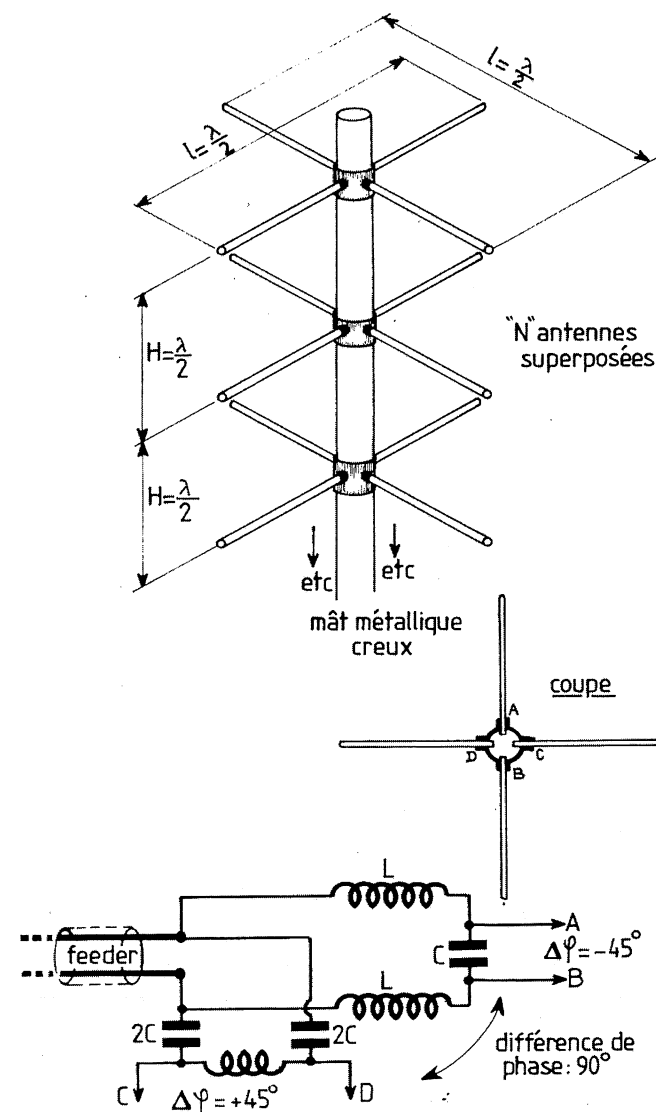


Figure 3.28 – Antenne « supertournequin »
composée de plusieurs étages de dipôles disposés en croix et alimentés en quadrature.
Cette antenne est très utilisée aux USA dans ces émetteurs FM locaux.

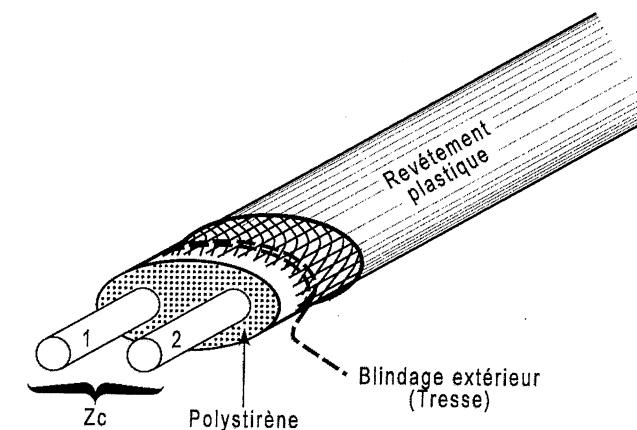


Figure 3.29 – Structure de câble bifilaire blindé
remplaçant le « feeder » aérien aux fréquences très élevées.
Entre les deux fils 1 et 2, apparaît une impédance caractéristique Z_c classique (voir Annexes).

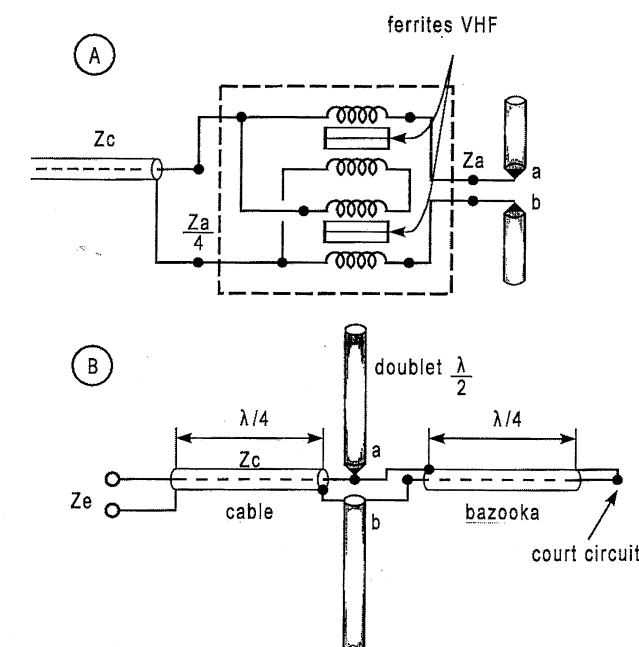


Figure 3.30 – Il n'est pas possible de brancher directement un dipôle
sur un câble coaxial sans intercaler un circuit « balun ».

La conséquence du branchement ci-dessus est évidente : l'adaptation d'impédance est délicate car Z_a est voisin de 73Ω et les câbles font 50 ou 75Ω ! À moins d'utiliser un trombone, c'est impossible à raccorder avec un simple dipôle ; nous verrons comment résoudre ce problème dans les chapitres qui vont suivre.

Une autre solution évitant l'écueil précédent est l'utilisation d'un « bazooka » : voir figure 3.30B. Ce dispositif – sélectif, car accordé sur $\lambda/4$ – ramène une composante de parasites induite en opposition avec ce que propose la ligne normale.

Une possibilité d'adaptation d'impédance est offerte à l'installateur : il suffit d'intercaler un tronçon $\lambda/4$ d'impédance caractéristique différente pour assurer la bonne adaptation :

$$Z_c = \sqrt{Z_e \cdot Z_{ab}}$$

avec $Z_{ab} \neq Z_{\text{antenne}}$

3.3 Groupement de fils rayonnants

De tout temps, la volonté d'améliorer le rayonnement d'une antenne s'est accompagnée de l'idée simpliste qu'allonger ou qu'associer des fils de cuivre constituait la solution au problème posé. En fait, cela n'est vrai que si l'on s'arrange pour que tous les « brins » rayonnants constitutifs **rayonnent bien en phase**. Quant à la longueur des fils associés, on s'est vite aperçu que l'on devait suivre des règles très précises où la dimension $n \frac{\lambda}{2}$ était le paramètre fondamental. L'agencement des

fils rayonnants et leurs longueurs étaient contrôlés par la déviation maximale du mesureur de champ (récepteur de mesure), disposé en un lieu où le champ devait être privilégié au maximum. Maintenant, grâce aux ordinateurs, on maîtrise le calcul théorique, même s'il s'avère très compliqué et tout est prévu dans le détail avant de construire l'antenne. Celle-ci, érigée, fonctionne et les retouches se révèlent effectivement minimales.

3.3.1 Fils en nappe

Développons les règles qui conditionnent les associations de brins rayonnants. Pour la réception l'antenne **Hertz-Windom** de la figure 1.9 peut convenir ; mais, pour l'émission, son impédance apparente reste trop imprécise pour assurer une adaptation convenable à l'émetteur.

Parmi les solutions imaginables, citons la structure en nappe de la figure 3.31. Elle accroît la capacité par rapport au sol, mais comme les fils sont surtout inductifs, un accord peut s'opérer plus aisément, en multipliant le nombre de fils rayonnants mis en parallèle. Cette disposition parallèle nécessite une descente commune dont on cherche la meilleure position à une distance l d'un bout de l'antenne ; les mêmes précautions d'emploi sont à prévoir, ici, pour la descente à fil unique de l'antenne Hertz-Windom.

La version précédente ne convient évidemment que pour la réception d'amateur car, même pour l'émission, on s'efforcera d'installer un type d'antenne plus élaboré. En revanche, on peut généraliser cette technique à une nappe horizontale de grande surface (figure 3.32).

n fils sont tendus entre des isolateurs et les descentes « en L » se rejoignent toutes en un point que l'on relie à un côté du feeder, l'autre étant branché à la terre comme le pratique l'antenne Zeppelin (figure 1.12A).

Les dimensions de cette antenne, strictement utilisée en ondes longues – en dessous de 250 kHz –, font que la capacité de la nappe vis-à-vis du sol est très importante : voir la formule d'Austin portée sur la figure 3.32. En effet, appliquons pour $H = 50$ m – $L = P = 100$ m, nous obtenons : $C_{\text{ant}} = 5\,770$ pF.

Pour accorder une telle antenne, on procède par une inductance en série, variable comme l'est un variomètre à selfs imbriquées orientables. Les fils en nappe sont assez sélectifs car la résistance de rayonnement s'avère faible, puisque les fils ont une longueur nettement plus faible que la demi-longueur d'onde (voir plus loin).

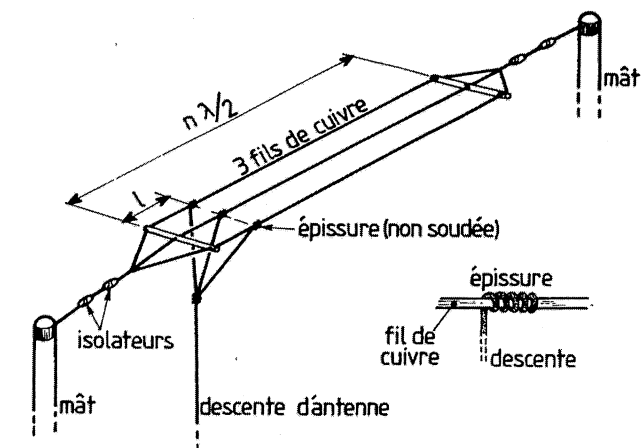


Figure 3.31 – Fils en nappe d'amateur ; ils conviennent pour la réception.

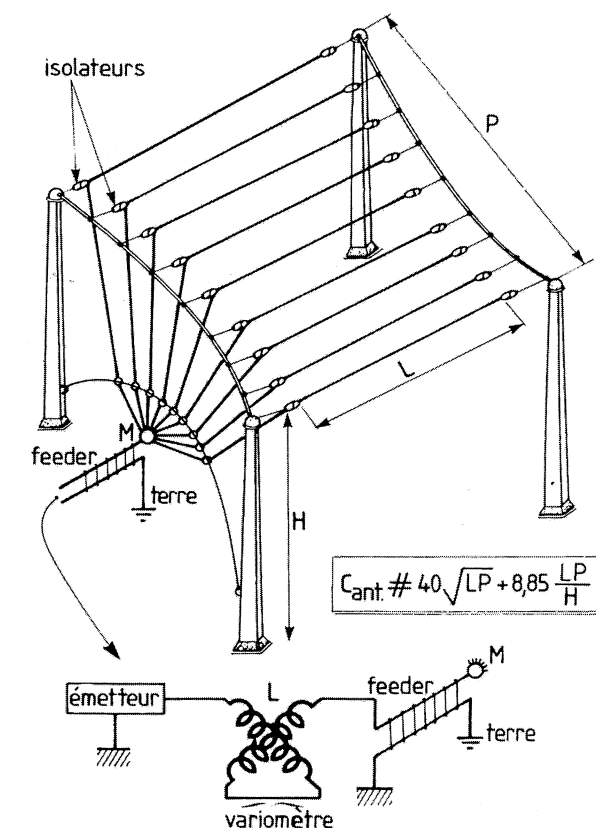


Figure 3.32 – Fils en nappe pour ondes longues et capacité d'antenne précisée par la formule d'Austin.

Les piliers supportant les fils tendus doivent être particulièrement robustes, mais, par surcroît, bien haubanés car le poids de la nappe est considérable et la tension des filins latéraux importante. On doit alors utiliser des pylônes « autoporteur » à section triangulaire (figure 3.33) ou des poteaux de bois haubanés.

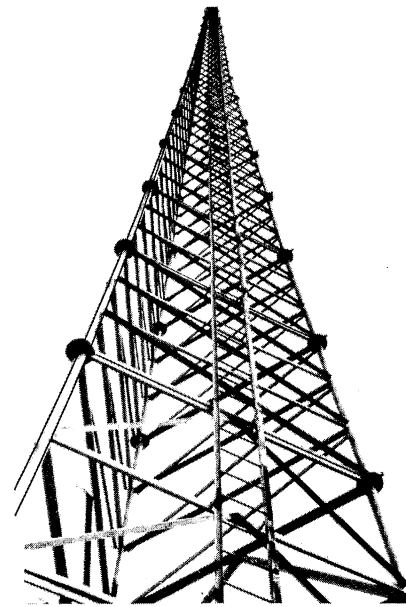


Figure 3.33 – Pylône autoporteur de 40 mètres à section triangulaire (d'après CEM).

3.3.2 Doublet type « cage »

En ondes courtes (OC), il y a parfois intérêt à ce que la bande passante de l'antenne soit aussi large que possible : par exemple : 15 à 21 MHz ou 6 à 9 MHz. Il faut aussi remonter la valeur apparente de la résistance de rayonnement afin de la rendre voisine de l'impédance caractéristique des feeders, lignes bifilaires ou câbles coaxiaux usuels. On démontre que celle-là, pour une antenne Lévy (figure 1.12B), se calcule au moyen de la relation :

$$R_o = 160 \pi^2 \frac{h_e^2}{\lambda^2}$$

h_e est la hauteur effective de l'antenne définie plus haut et l'on sait que :

$$h_e \approx \frac{l}{\pi}$$

l étant la longueur totale du fil coupé en doublet. On a donc :

$$R_o \approx 160 \frac{l^2}{\lambda^2}$$

Si l est un dipôle $\lambda/2$, il reste en effet :

$$R_o \approx \frac{160}{4} = 40 \Omega$$

Notons que ce résultat doit être encore divisé par quatre si l'antenne « en L » fait $\lambda/4$ de longueur et ainsi de suite, en diminuant selon la puissance deux du rapport de réduction choisi : soit que l'on veuille utiliser des feeders de plus haute impédance (voir plus loin), soit que l'on souhaite placer alimentées en parallèle plusieurs antennes de même type, on doit relever l'impédance – donc la résistance – de l'antenne.

On parvient à ce but en utilisant des structures « cage » de N fils qui s'apparentent à un tube de gros diamètre (section de la cage $l \cdot h$), voir figure 3.34.

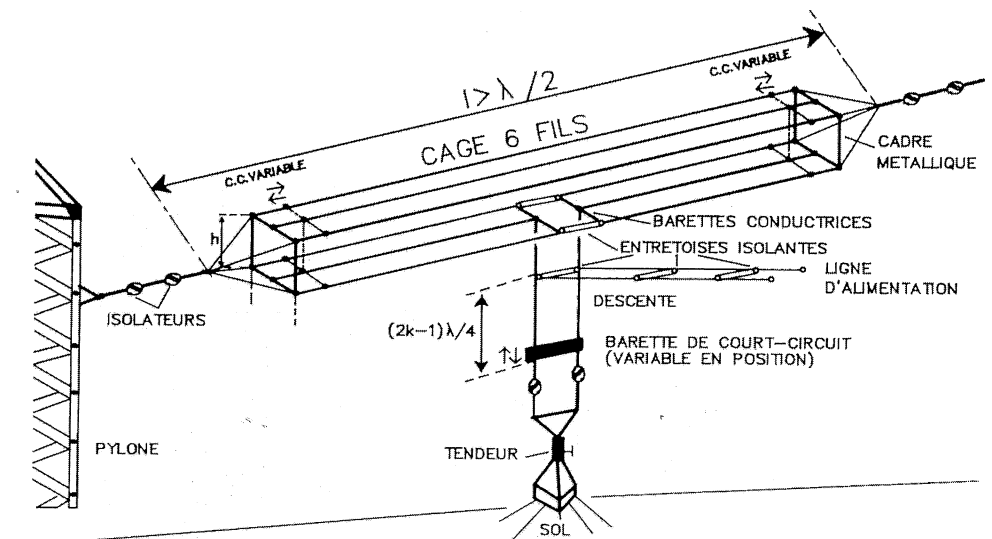


Figure 3.34 – Exemple de doublet onde entière repliée type « cage » 6 fils (d'après documents Thomson).

Il s'agit, en fait, d'une onde entière repliée de telle sorte que l'ensemble fasse $\lambda/2$. Les fils sont interrompus au milieu du repli inférieur par des barrettes conductrices mais solidaires par des entretoises isolantes. On accroît ainsi de plusieurs fois la résistance de rayonnement d'un dipôle $\lambda/2$ – si l'antenne a bien cette dimension, car on peut aussi utiliser des doublets de N fois $\lambda/2$.

La descente a lieu en feeder (ligne bifilaire) avec des fils tendus jusqu'au sol afin de donner une tenue plus mécanique à l'antenne.

On remarquera que le feeder est renvoyé à l'horizontal sur un tronçon de ligne égal à :

$$(2k-1) \frac{\lambda}{4}$$

(avec $k = 1, 2, 3$, etc.), ce qui est équivalent à une ligne accordée donc sélective et à haute impédance. Une barrette de court-circuit sur la descente accorde cette ligne.

Des courts-circuits variables en bout de cage permettent aussi d'ajuster la longueur l de telle sorte que la réactance propre de l'antenne disparaisse (voir chapitre 3).

En pratique, l'antenne est disposée entre deux pylônes autoporteurs. Dans la réalisation HRD 4/4/06, créée par la Société Thomson, l'antenne « cage » fait $l = 8$ m. La section $l \cdot h$ fait 60×90 m. Les fils de cuivre font 4 mm de diamètre. Elle couvre, avec un rapport d'ondes stationnaires inférieur à 1,6, la bande de 15 à 21 MHz. Ce type d'antenne est très utilisé en ondes courtes. Elle peut être associée à plusieurs sur un plan vertical, devant un réflecteur type « mur » (grillage) disposé à $\lambda/4$.

3.3.3 Antenne type « rideau »

Autrefois fixe, l'antenne « rideau » était constituée d'une association de dipôles $\lambda/2$ placée devant un treillage mécanique tendu entre deux pylônes particulièrement bien haubanés, son rayonnement étant donc orienté dans le plan perpendiculaire au rideau réflecteur. Actuellement, on réalise, pour la transmission des OC, une superstructure qui peut tourner autour de son pylône principal : voir l'antenne « Aliss » pour la retransmission de RFI (figure 3.35). On peut donc orienter la station en fonction des heures de la journée, où la transmission reste favorable, vers des pays différents.

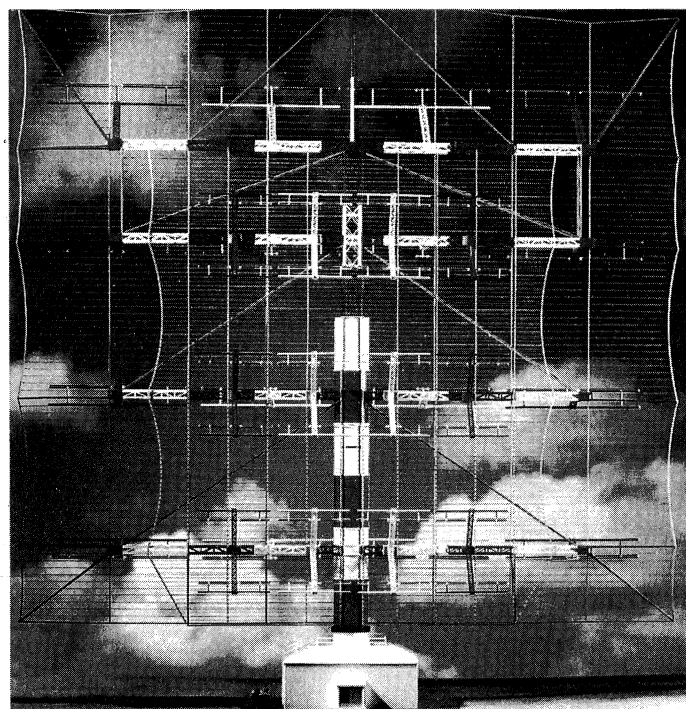
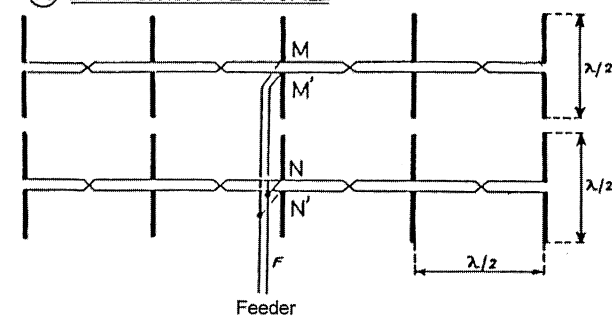


Figure 3.35 – Antennes tournantes ondes courtes pour RFI ; le système est baptisé Aliss et a été érigé en 1994 en Guyane (d'après la revue Antennes éditée par T.D.F.).

L'association des dipôles n'est pas quelconque car il faut bien les alimenter en phase et les lignes d'alimentation (feeders) ont évidemment la propriété d'avoir une vitesse de propagation qui tend vers celle de la lumière, certes, mais qui n'est pas infinie. La figure 3.36 montre une disposition par matrice « lignes-colonnes » espacées toutes de $\lambda/2$. Comme les tronçons de ligne $\lambda/2$ inversent la phase :

$$\varphi = \beta d = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} = \pi (180^\circ)$$

(A) DISPOSITION VERTICALE



(B) DISPOSITION HORIZONTALE

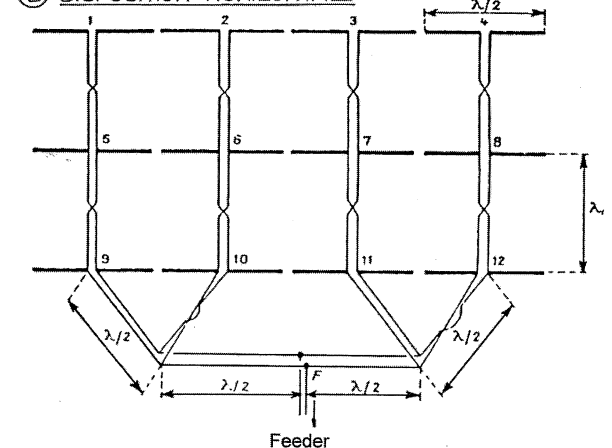


Figure 3.36 – Association de dipôle $\lambda/2$ sous forme d'antenne type « rideau » (d'après Léo Thourel).

... il faut **croiser** les branchements. La mise en parallèle s'effectue également par des tronçons de ligne $\lambda/2$ (figure 3.36).

Deux dispositions sont possibles :

- celle verticale pour une polarisation verticale du champ électromagnétique (A) ;
- celle horizontale pour une polarisation horizontale (B), avec un enchevêtrement savant de lignes $\lambda/2$ qui ramènent l'impédance globale à celle du feeder telle que :

$$Z_c(\text{feeder}) = \frac{Z_c^2(\text{tronçon})}{Z(\text{antenne})}$$

En fait, cette composition se pratique de proche en proche, section par section, afin d'aboutir à la bonne valeur d'impédance du feeder principal. Le rideau d'antennes peut être utilisé tel quel et, dans ce cas, on remarque deux énormes lobes de rayonnement plus ou moins plats de chaque côté du rideau (figure 3.37A).

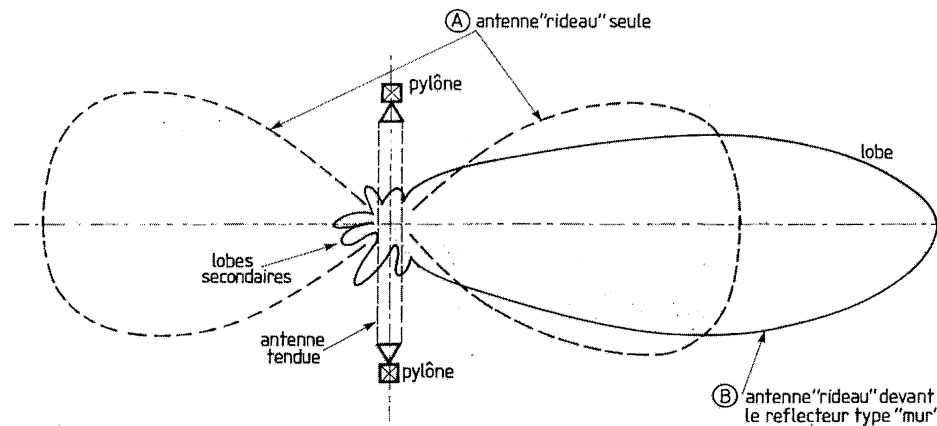


Figure 3.37 – Exemple de diagramme de rayonnement d'une antenne « rideau » seule (A) et placée devant un réflecteur type « mur ».

Comme ce type d'antenne peut être très directif (liaisons en « ondes courtes » privilégiées avec certaines régions du globe), on place souvent le rideau de dipôle devant un réflecteur type « mur », constitué d'un grillage tendu verticalement à $\lambda/4$ du rideau ou constitué de fils horizontaux écartés de $\lambda/20$ les uns des autres comme le préconise la figure 3.35.

Dans ce cas, le lobe est orienté d'un seul côté (celui du rideau...) et paraît plus directif encore (figure 3.37B). La réalisation d'une telle antenne est délicate car elle ne tient que grâce à un savant jeu de haubans et de tendeurs électriquement neutres (filins non métalliques).

Bien que l'air puisse passer assez facilement entre les brins, le poids, la dilatation, la complexité de la construction font qu'une telle structure paraît très vulnérable au vent. Des contrôles de tensions mécaniques se révèlent régulièrement nécessaires. Il est évident que ce type d'antenne ne peut être érigé que par un organisme de radiodiffusion à grands moyens financiers (PTT, Armée, Radio-France Internationale, etc.).

3.3.4 Antenne logarithmique

Pour obtenir des bandes passantes réellement très larges, il faut utiliser des associations d'antennes de longueurs régulièrement décroissantes. De même, l'écartement entre dipôles doit se réduire avec la même raison géométrique (figure 3.38).

Une première approche consiste à découper la bande à transmettre en autant d'intervalles de fréquence qu'il y a de dipôles projetés.

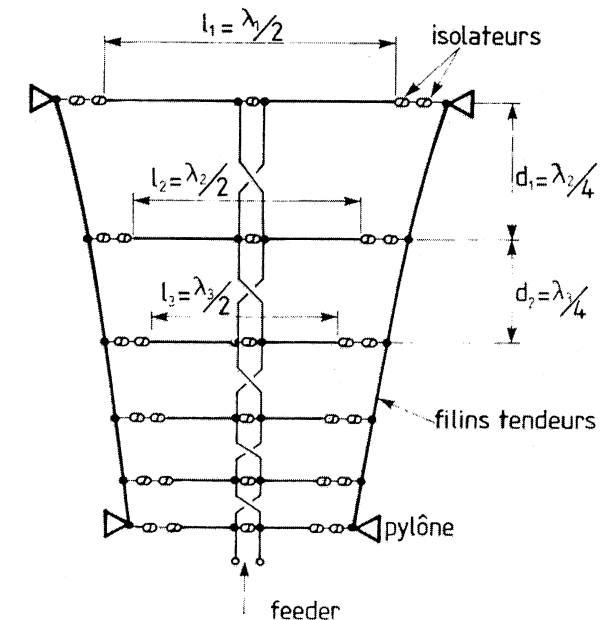


Figure 3.38 – Structure logarithmique à très large bande.

Le milieu de chaque intervalle définit une longueur d'onde moyenne λ_n qui va servir de calcul de longueur du dipôle relatif à cette bande.

L'écartement entre dipôles découle de la même loi, en imaginant que le dipôle précédent sert de réflecteur au dipôle suivant. Les écartements font donc, en principe $\frac{\lambda_n}{4}$.

Pour l'alimentation des dipôles, on prévoit un feeder à branchements croisés, afin que les lobes situés vers l'avant se combinent en phase avec les lobes arrières du dipôle placé immédiatement après.

La progression suivie répond à la loi : $l_{n-1} = l_n \cdot r$ avec $r < 1$.

Si l'on appelle R_n la distance qui sépare la première antenne du point de convergence des filins tendeurs latéraux, la distance R_{n-1} du dipôle immédiatement inférieur est régie par la même loi : $R_{n-1} = R_n \cdot r$... Et ainsi, de proche en proche, tel que : $l_3 = l_2 \cdot r = l_1 r^2$, etc.

ou : $R_3 = R_2 r = R_1 r^2$, etc.

Grâce à ces compromis, on peut obtenir un rapport de fréquences extrêmes égal à :

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{1}{r^{n-1}}$$

n étant le nombre de dipôles utilisés.

En ondes courtes, on juxtapose ainsi une succession décroissante de structures « cages » analogues à celle de la figure 3.34. Ainsi, 22 dipôles permettent par exemple de couvrir la bande prodigieuse de 6 à 26 MHz. La progression occupe la surface au sol de 120×60 m. C'est donc une antenne très volumineuse et qui nécessite, là encore, un jeu de haubans et de tendeurs particulièrement étudiés.

3.3.5 Version verticale du fil rayonnant

Les antennes précédentes sont horizontales ; les champs rayonnés sont donc également, dans le plan horizontal. Cette disposition n'est pas gênante pour l'émission mais, pour la réception, cela oblige à la même orientation du fil capteur. Or, pour certaines installations peu dégagées, cela peut poser quelques problèmes d'implantation soit par le manque de place, soit parce que l'orientation n'est, pas possible par suite de l'environnement (obstacles naturels, collines, montagnes, bâtiments, etc.).

Par contre, la disposition verticale d'une antenne favorise le rayonnement dans toutes les directions perpendiculaires au fil, et la réception, à l'aide d'antenne « fouet », peut s'effectuer sans problème ou selon une configuration très proche de celle de l'émission. Considérons les fils rayonnants de la figure 3.39. Ils peuvent s'apparenter à une antenne **Hertz**, la différence étant que l'on se branche au beau milieu du fil horizontal. Si le courant d'antenne est I , il se sépare en deux parties égales et opposées en phase dans les $1/2$ brins horizontaux ; ces deux courants s'opposant, ils ne créent aucun rayonnement électromagnétique.

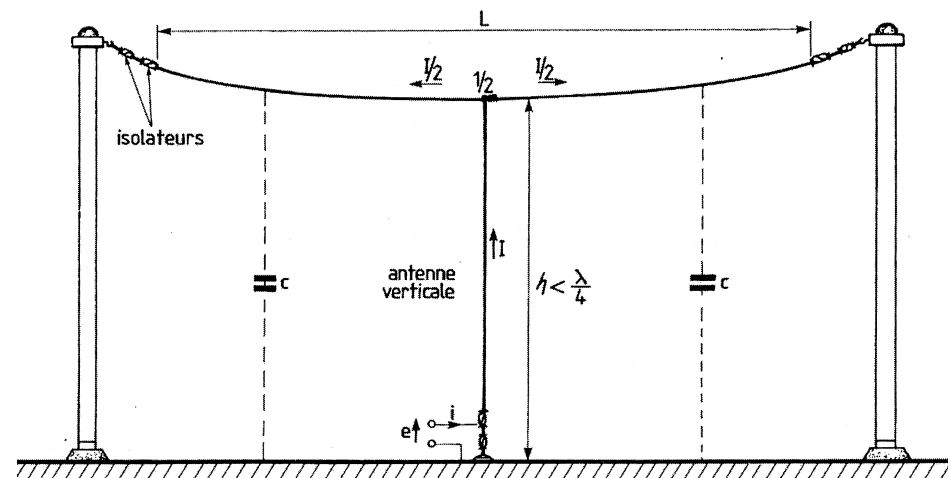


Figure 3.39 – Version verticale du fil rayonnant.

Seul le fil vertical crée donc un champ et c'est bien une antenne à rayonnement isotrope dans le plan horizontal. L'avantage de cette disposition réside dans le fait que le fil horizontal sert de contrepois capacitif et rallonge artificiellement le fil vertical. Comme celui-ci peut avoir une hauteur inférieure à $\lambda/4$, on a ainsi la possibilité d'avoir un brin « quart d'onde » adapté à la fréquence de travail.

Nous verrons dans les chapitres suivants que cette antenne se combine avec une image virtuelle enfouie dans le sol pour donner l'équivalent d'un doublet. Seulement, la valeur de la résistance de rayonnement est réduite de moitié dans le domaine électrique :

$$R_o = \frac{e}{i} \# 36 \Omega$$

... si le brin horizontal accorde bien le brin « quart d'onde ».

Pour obtenir un effet capacitif suffisant on peut placer à l'horizontal une nappe de plusieurs fils analogue à l'antenne de la figure 1.3 (chapitre 1).

Enfin, pour assurer un bon rendement en puissance de la station émettrice, on peut agencer plusieurs antennes du type précédent sous une disposition quadrilatère, par exemple (figure 3.40). Les sections verticales sont alimentées par autant d'émetteurs différents et l'on fait varier la phase relative de chaque courant d'antenne.

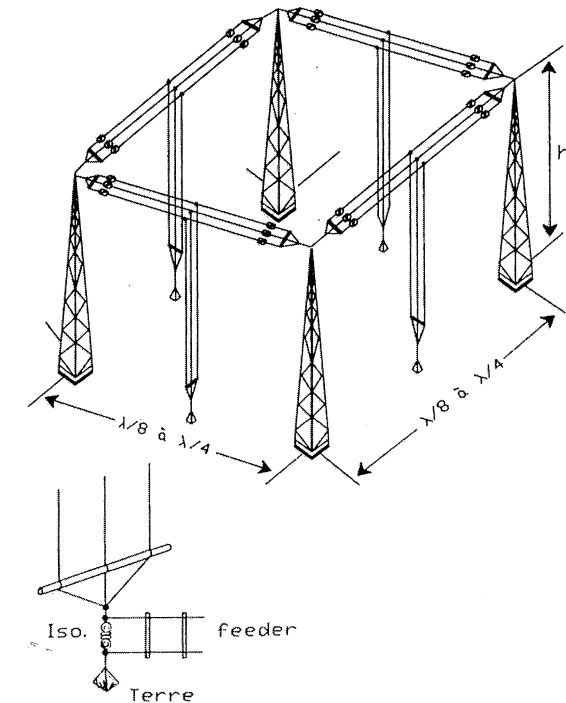


Figure 3.40 – Association quadrilatère de plusieurs antennes verticales à contrepois et alimentées par des sources de phase variable (directivité tournante).

Nous verrons ultérieurement que des sources alimentées avec des phases contrôlées variables permettent de faire tourner aisément le lobe de directivité résultant autour de l'axe central. On a ainsi un moyen très simple de modifier la directivité de l'émission selon les quatre axes cardinaux, par exemple. Ce type d'aérien est généralement utilisé en radio marine ou en radiogoniométrie.

3.3.6 Installations mobiles

Les stations mobiles demandent évidemment des installations moins lourdes que celles exposées précédemment. S'il s'agit d'émettre des fréquences élevées, supérieures à 20 MHz par exemple, on peut utiliser des antennes genre « fouet » que nous développerons dans le chapitre 4. Dans notre application, nous devons émettre soit des petites ondes soit des ondes courtes. Considérons l'installation préconisée par la Société Rohde et Schwarz (figure 3.41). Elle est prévue pour couvrir la bande de 1,5 à 30 MHz et la polarisation du champ peut être horizontale ou verticale, selon le mode de commutation réalisé par télécommande dans le boîtier d'antenne GH 044, placé en haut du mât télescopique fixé sur le camion. En vertical, on dispose du fouet HA 104/52 qui prolonge le fil incliné HV 001.

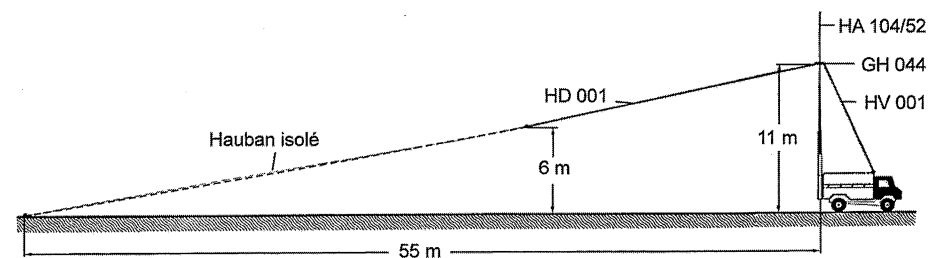


Figure 3.41 – Disposition mécanique de l'installation d'antennes HF AK 501 Rohde et Schwarz.

En horizontal et selon une technique qui rappelle beaucoup l'antenne **Hertz-Windom**, ce sont les éléments HD 001 et HV 001 qui rayonnent.

L'antenne représentée peut être montée ou démontée en dix minutes. Elle est donc composée des éléments suivants :

- un **élément vertical HV 001** reliant le passage d'antenne du véhicule au commutateur d'antenne situé sur le mât ;
- une **antenne fouet de 5 m HA 104/52** qui, en cas d'utilisation en antenne verticale, sert de prolongation à l'élément vertical HV 001 ;
- un **aérien incliné HD 001** monté sans contacts électriques sur un mât auxiliaire et relié au commutateur d'antenne (montage à faible encombrement) ou bien ancré au sol par l'intermédiaire d'un hauban isolant ;
- un **commutateur d'antennes GH 044**, le cœur de l'installation d'antennes, assumant la commutation télécommandée des deux antennes individuelles et comportant les éléments de transformation permettant de réduire de moitié la longueur de l'aérien vertical. Le mode de fixation du mât principal portant le commutateur d'antennes GH 044 à l'arrière du véhicule ou de la cabine a fait ses preuves. Le mât télescopique permet des temps de montage et de démontage très courts (accessoires conseillés). Le mât « canne à pêche » de 6 m, disponible également en tant qu'accessoire, permet lui aussi un montage peu encombrant et rapide de maniement (d'après Axel Stark, revue *Actualités Rohde et Schwarz*).

À cette énumération, il convient d'ajouter un réseau de terre AZ 001. Ce sont des câbles d'acier isolés plastique de 20 m de long que l'on pose sur le sol en rayons convergents sur une terre (piquet planté en terre ou simple connexion sur la masse du camion donc de l'émetteur). Cet accessoire n'est pas obligatoire et ne se justifie pas sur un sol meuble naturellement humide. Cette installation permet donc un choix commode entre le rayonnement mixte et celui strictement vertical, afin de voir en cours de liaison radioélectrique entre deux points du globe – ou du territoire, dans le cas de liaison rapprochée – le mode de polarisation qui « porte » le plus loin ou le mieux. Il y a lieu, en effet, de tenir compte éventuellement des réflexions ionosphériques, car il est certain qu'une orientation du lobe vers le ciel peut être profitable à une liaison de nuit. C'est donc l'expérience qui dégage ici le meilleur type de liaison hertzienne. Avec l'excitation des brins, vertical et horizontal, on peut obtenir les diagrammes de rayonnement de la figure 3.42 ; on constate que les lobes du rayonnement vertical sont en effet dirigés vers le ciel ; ceci est donc une volonté du constructeur de pratiquer la liaison par réflexion sur les couches ionisées.

Pour obtenir une onde de sol classique, on utilisera de préférence la structure verticale « antenne fouet + fil incliné vertical » ; elle ne sera utilisée que le jour à des heures éloignées du crépuscule et

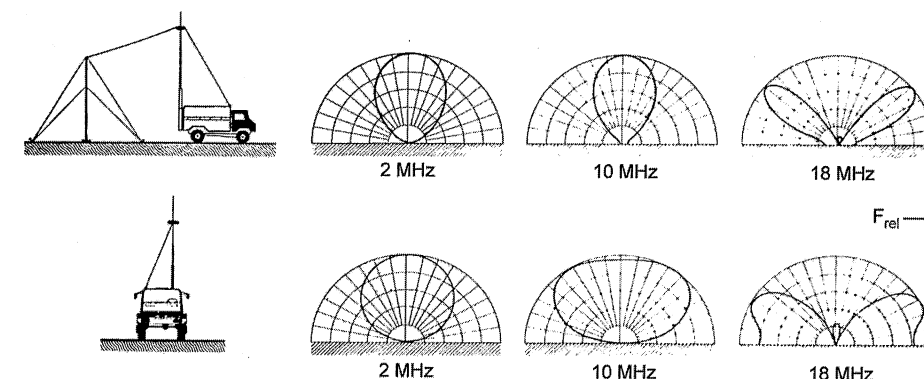


Figure 3.42 – Diagrammes de rayonnement verticaux de l'installation d'antennes HF AK 501 en émission verticale (d'après Rohde et Schwarz).

de l'aube. Il est, en effet, dommage de capter à la fois l'onde de sol et l'onde réfléchie car c'est alors une source de fading fort gênant. Dans ce cas, il est préférable d'émettre par la structure en L car, grâce aux diagrammes très relevés de la figure 3.42, l'onde de sol reste très affaiblie.

Dans le même esprit, évoquons la technique d'émission par « demi-trombone incliné » de la figure 3.43. Elle est employée en mer lorsqu'on veut émettre d'un navire. Les brins $\lambda/2$ repliés se combinent avec une image virtuelle qui prend naissance dans l'eau au-dessous du bateau. En fait, le plan d'eau sert de réflecteur.

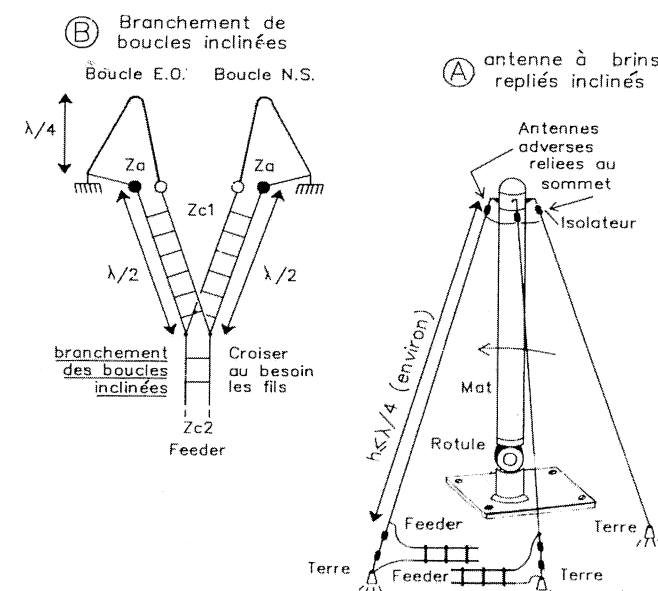


Figure 3.43 – Antenne à 4 fils quasi verticaux repliés. Le haubannage du mât repliable est assuré par les brins eux-mêmes.

Les deux demi-trombones sont alimentés à partir de deux émetteurs dont les phases diffèrent de telle sorte que le diagramme de rayonnement global soit orienté dans une direction précise.

Avec un seul émetteur, on utilisera le système d'alimentation par double feeder de la figure 3.43B. On doit satisfaire à la condition suivante :

$$Z_{c2} = \frac{1}{2} \sqrt{Z_{c1} \cdot Z_a}$$

... car il y a deux voies en parallèle. L'impédance d'une boucle est sensiblement la moitié de celle d'un trombone soit :

$$Z_a \approx \frac{280 \text{ à } 300 \Omega}{2}$$

3.3.7 Les « feeders » d'alimentation

C'est l'autre nom de la ligne de transmission quand elle est constituée par une association de fils de cuivre. Les structures des feeders usuels sont bifilaires (figure 3.44A) ou du type « cage » circulaire (B), très proche du câble coaxial (C). Les valeurs les plus courantes sont comprises entre 50 et 600 ohms. Le choix dépend essentiellement du type d'antenne utilisé. Il faut signaler que la présence des entretoises de soutien bouleverse quelque peu les valeurs calculées pour l'impédance caractéristique Z_c : plus il y a d'entretoises, plus l'impédance Z_c apparente sera faible.

Pour le calcul des dimensions, on se reportera aux formules indiquées sur la figure. La ligne bifilaire sert surtout à adapter les structures symétriques type Lévy ou pour les doublets repliés du type « cage ».

Le feeder circulaire (B) s'adresse à l'alimentation des émetteurs de très fortes puissances (exemple : France Inter Grandes Ondes). Enfin, les câbles coaxiaux (C) se justifient pour les installations à faible ou moyenne puissance et pour la réception.

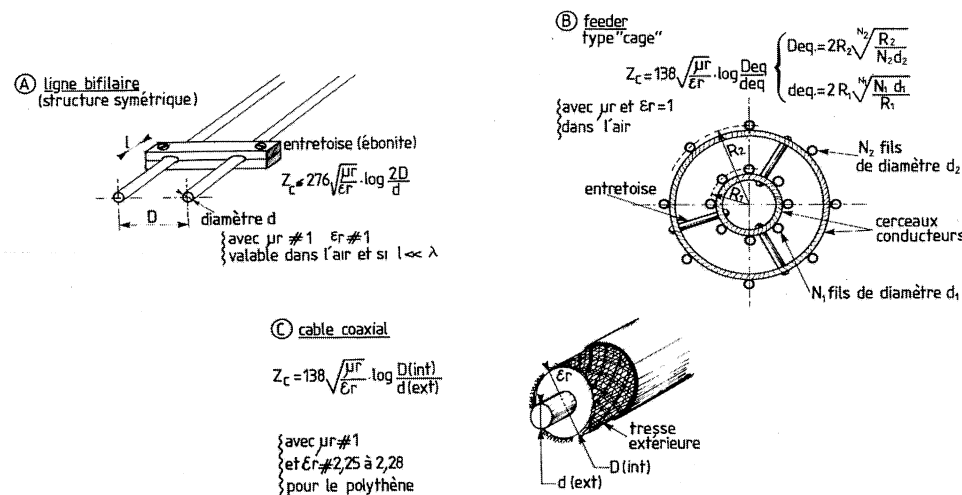
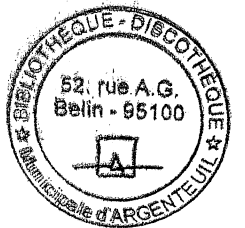


Figure 3.44 - Exemple de feeders utilisés en émission.



Chapitre 4

L'antenne verticale

Les antennes constituées par une nappe de fils horizontaux ont le défaut – ou l'avantage selon le point de vue où l'on se place – de présenter un diagramme de rayonnement assez directif. Or, dans beaucoup d'applications, on recherche, au contraire, un arrosage d'énergie uniforme **autour** de l'aérien émetteur d'ondes ; pour y parvenir, on dispose verticalement le (ou les) brin(s) rayonnant(s), que ce soit un seul fil vertical avec contrepoids ou une association plus ou moins compliquée de fils conducteurs. Le but de notre propos est de simplifier cette technologie, afin de l'appliquer à la réception des radio-téléphones et/ou des récepteurs installés à bord des automobiles : ce sont les antennes « fouets » qui hérissent nos carrosseries...

4.1 L'antenne « quart d'onde ». Théorie des « images »

L'antenne constituée d'un dipôle à structure symétrique ne peut être alimentée par un câble coaxial car la tresse extérieure, à cause de sa capacité directe avec la terre, désymétrise le dipôle et induit des parasites à la transmission. Ce qui est vrai pour l'émission l'est a fortiori pour la réception et les dispositifs symétriseurs évoqués dans le chapitre précédent n'ont pas toujours la perfection souhaitée, soit qu'ils ne possèdent pas la bande passante requise pour le fonctionnement, soit que leur branchement pose des problèmes d'encombrement ou d'adaptation d'impédance.

La solution serait l'emploi d'un câble bifilaire blindé mais il est à la fois rare et coûteux. Le mode de transmission de la figure 4.1 est théoriquement possible car il respecte la symétrie si l'enroulement N_1 est **bien** constitué, si les câbles ont la **même** longueur, si l'impédance caractéristique **s'accorde** avec celle de l'antenne, etc., conditions difficiles à réunir toutes ensemble...

Or, si l'on observe attentivement le mode de liaison de la figure 4.1, on peut, en revanche, remarquer que la ligne se développe identique à elle-même, par moitié similaire, autour d'un plan de symétrie : en conséquence, si l'on accepte d'avoir une impédance d'antenne Z_a **moitié de celle du dipôle $\lambda/2$** , on peut couper en deux ce dipôle et ne conserver qu'un brin $\lambda/4$, mais à condition de le disposer verticalement au-dessus d'un plan parfaitement réfléchissant, comme un sol bien humide par exemple (figure 4.2A) ou sur un plan métallique comme le toit d'une voiture, afin de

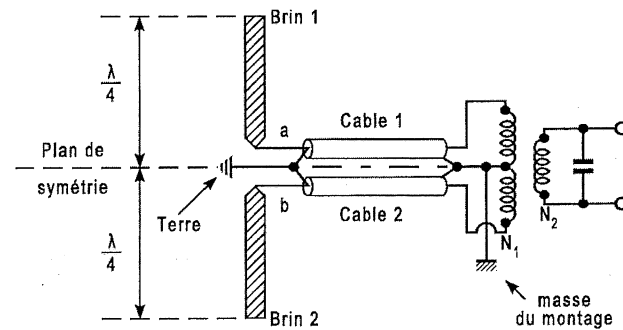


Figure 4.1 – Pour alimenter une antenne symétrique, en l'occurrence un doublet demi-onde, on peut imaginer une liaison par deux câbles attaqués par un enroulement N_1 à point milieu. Les tresses des câbles sont alors reliées à la masse ou à la terre.

reproduire la notion fondamentale de dipôle rayonnant. Ainsi, on peut admettre que la structure en dipôle est reconstituée car le sol se comporte comme un miroir ; ainsi, les lois de **Fresnel** qui régissent, en optique, les réflexions lumineuses s'appliquent également pour les ondes radioélectriques : considérons en effet un élément de hauteur dh rayonnant une énergie dw vers un point M de l'espace.

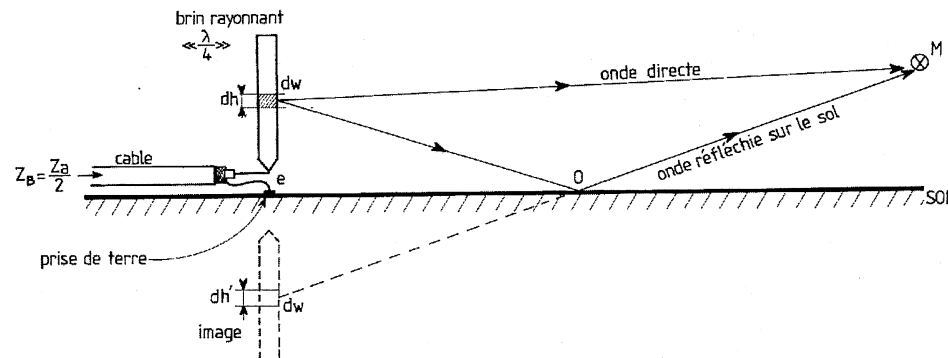


Figure 4.2A – Mise en évidence d'une antenne virtuelle (image).

En ce point, convergent deux ondes :

- une onde directe qui se propage en ligne droite ;
- une onde qui a rebondi sur le sol en O . Tout se passe comme s'il y avait un élément dh enfoui dans le sol, lequel rayonnerait la même énergie dw . On démontre qu'il se crée alors une image virtuelle analogue à celle que l'on remarque dans un miroir, à propos d'un objet placé dessus une bougie par exemple et qui s'y reflète. Dans le cas d'une bougie, le résultat est deux lumières ; donc, deux sources d'énergie rayonnent, alors qu'il n'y en a qu'une consommant réellement de l'énergie ! Pour un observateur placé devant la bougie (figure 4.2B), sa sensation est bien double : il voit la bougie réelle, c'est-à-dire le rayon direct AB et le reflet, c'est-à-dire le rayon réfléchi ACB . Or, celui-ci est identique à celui – quasi-direct – DCB provenant

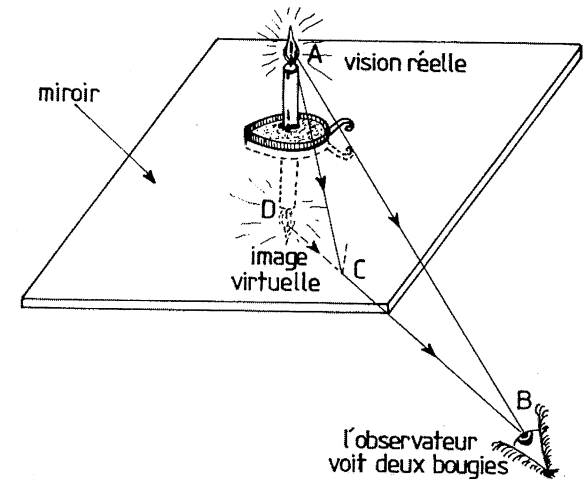


Figure 4.2B – Une bougie placée au-dessus d'un miroir met en évidence une image virtuelle qui se comporte comme l'image d'une antenne $\lambda/4$ dressée au-dessus d'un plan de terre.

de l'image virtuelle. La notion de « gain » apparaît bien, ici, puisqu'il est vu **deux** sources (au lieu d'une sans le miroir).

Si le miroir se révèle bon, les images réelle et virtuelle ont la même efficacité. Mais on ne peut pas espérer autant d'un sol : la terre n'est jamais homogène et son humidité varie énormément avec les saisons ! Aussi, pour servir de contrepois, on enterre un treillis métallique tout autour de l'antenne. Quand la longueur d'onde est trop longue, on se contente d'un rayonnage de fils conducteurs reliés de place en place à une terre bien entretenue (voir, plus loin, le cas des pylônes émetteurs).

4.2 Champ rayonné par une antenne quart d'onde

Le champ rayonné autour d'un fil vertical de hauteur voisine de $\lambda/4$ n'est pas différent – à cause de l'image qui se reconstitue dans le sol (figure 4.2) – de celui calculé pour le doublet. Toutefois, il ne peut y avoir le tore complet qui l'entoure, et celui-ci est coupé au niveau du sol. Par ailleurs, le champ n'est plus homogène pour les angles θ faibles, c'est-à-dire en vue rapprochée presque verticale : voir figure 4.3. Enfin, pour les distances importantes, l'identité du champ direct et du champ réfléchi ne sont pas vérifiées. Ce dernier dépend en effet de la nature du sol, et le rendement de la réflexion n'est jamais de 100 % : ainsi, le coefficient K évoqué dans la figure varie selon l'humidité de la terre, voire la saison, entre 0,5 et 1.

Dans le cas d'une antenne fouet montée sur une automobile, les pneumatiques étant relativement isolants, le « plan de terre » se limite à la carrosserie métallique. Une coque en plastique est une abomination pour la réception des stations à modulation d'amplitude (PO - GO) car l'écoute se trouve altérée par des parasites ; il en est de même pour les voitures décapotables. En FM et avec les radiotéléphones numériques, les perturbations (coupure de réception) ne se produisent alors qu'à longue distance.

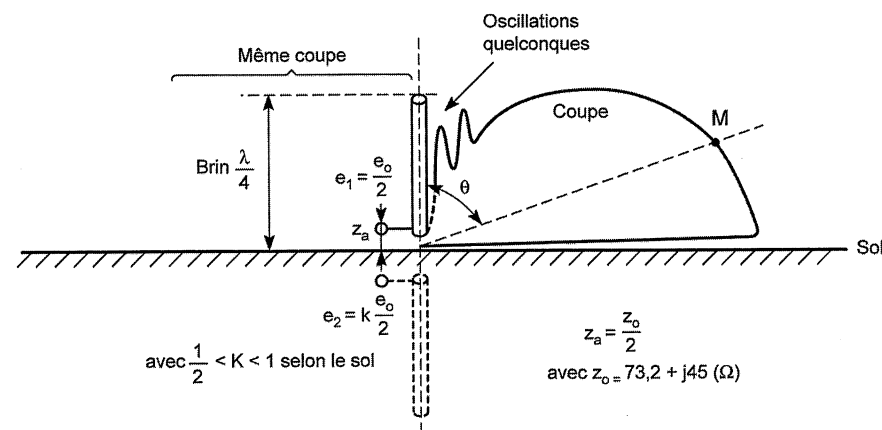


Figure 4.3 – Allure théorique du diagramme de rayonnement d'une antenne fouet sur plan de terre (un seul côté a été dessiné).

Enfin, le brin vertical offre au générateur une impédance d'antenne égale à la moitié de celle du doublet :

$$z_a = 36,6 + j 22,5 \text{ (en } \Omega \text{)}$$

4.3 L'antenne « fouet » télescopique

Une première application du brin $\lambda/4$ est l'antenne télescopique qui est aussi appelée « fouet » et que l'on place par exemple sur un toit ou sur le balcon (**cas de l'émission d'amateur**), notamment dans le domaine de la « CB » (Citizen Band), sur le rouf d'un navire de plaisance, sur la tourelle d'un bateau, sur la carrosserie d'une automobile, etc. Théoriquement, il convient d'ériger le brin $\lambda/4$ sur un plan conducteur **uniforme**, c'est-à-dire au-dessus d'une large surface métallique reliée à la terre soit directement soit par capacité (cas d'une voiture) (figure 4.4). Ses dimensions doivent être largement plus grandes que la hauteur du brin $\lambda/4$.

Ceci pose quelques problèmes car il n'est pas toujours possible de respecter cette clause. L'efficacité de rayonnement s'en trouve alors compromise. Un des cas les plus satisfaisants est celui de l'autocar à toit métallique (figure 4.5A). Par ailleurs, il paraît nécessaire d'ajuster la hauteur du brin à la bonne valeur : dans ces conditions, un processus télescopique paraît la solution la mieux adaptée aux installations où la fréquence émise ou reçue peut varier dans la bande. Il faut aussi admettre des répercussions dues aux différents diamètres des brins télescopiques : l'impédance résultante est intermédiaire entre celles données par les brins de petit et de gros diamètres, ramenés à une hauteur de $\lambda/4$ (figure 4.5B).

Cet aspect oblige également à un ajustement de la hauteur afin de compenser les réactances parasites qui en résultent et de réduire le rapport d'ondes stationnaires dans le câble.

Enfin, les émetteurs rayonnant soit en horizontal soit en vertical (voir chapitre 2), il peut être souhaitable de pencher le fouet afin de capter les composantes de l'une et de l'autre avec un rendement encore convenable (voir figures 4.5 et 4.6) : les antennes placées sur les voitures supposent plusieurs implantations avec la possibilité de tourner le brin dans toutes les directions ainsi que le suggèrent les différents croquis de la figure 4.6A à D. La meilleure position est encore le haut du toit, par suite de la situation élevée et dégagée et, aussi, à cause de l'éloignement relatif du moteur

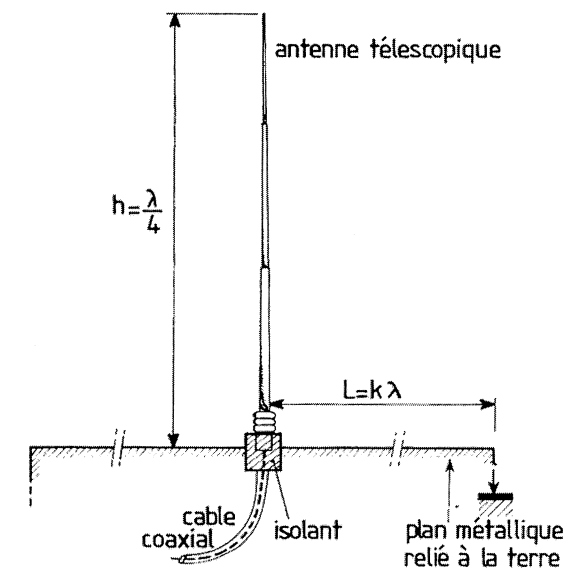


Figure 4.4 – Une antenne télescopique dressée sur un plan métallique suffisamment large permet d'obtenir un « brin $\lambda/4$ » efficace. C'est l'antenne « CB » par excellence.

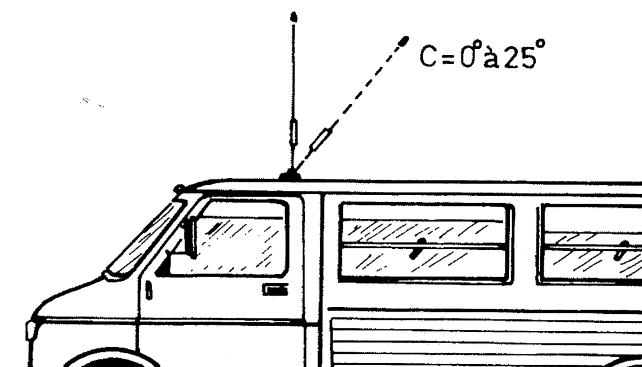


Figure 4.5A – Le toit métallique d'un autocar ou d'un camion – même petit – constitue un bon contrepois à l'antenne « fouet ».

et des fils de faisceau d'alimentation électrique du véhicule, sources de parasites intenses dus à l'allumage. La disposition arrière pourrait alors se justifier, mais cela allonge exagérément le câble d'antenne.

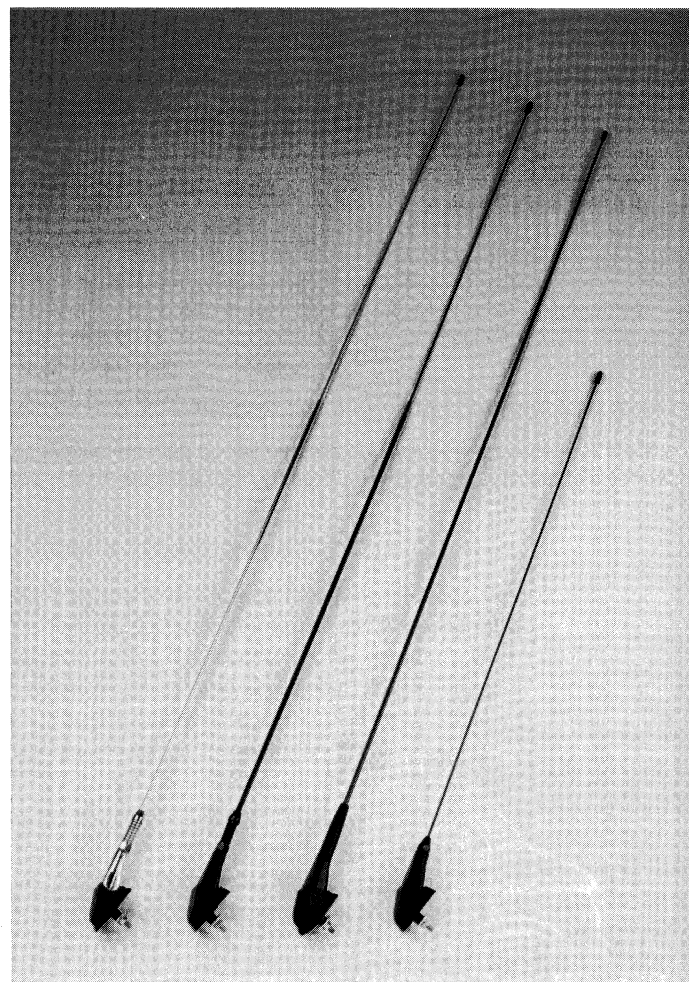
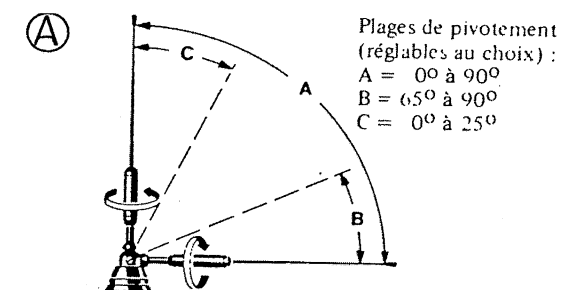
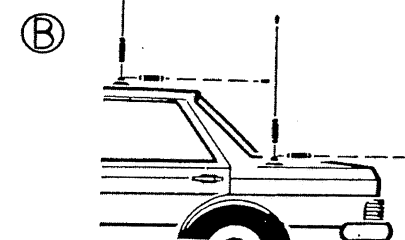


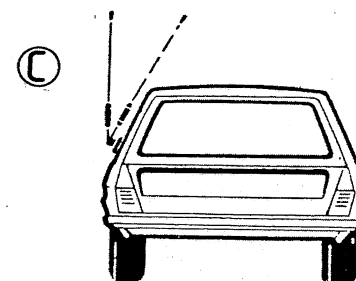
Figure 4.5B – Antennes télescopiques (les deux de gauche) à inclinaison variable et antennes fouets également orientables (les deux de droite), pour une installation sur le toit ou sur les ailes de la voiture (d'après Hirschmann).



A = 0° à 90°



B = 65° à 90°



B = 65° à 90°

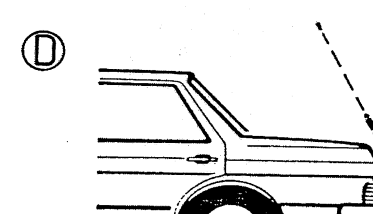


Figure 4.6 – L'antenne de voiture doit s'orienter sans contrainte dans toutes les directions, quel que soit son emplacement sur la carrosserie (d'après Bosch).

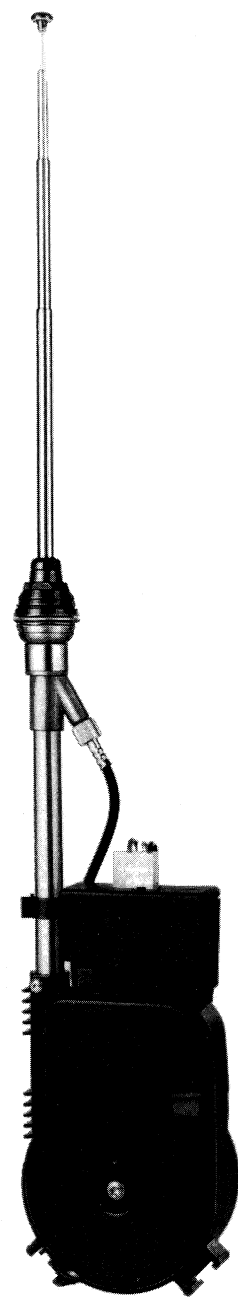


Figure 4.7A – Exemple d'antenne automatique que l'on ajuste en hauteur au moyen d'un relais à bouton poussoir commandé par le récepteur lui-même (d'après Hirschmann).

4.4 L'antenne « automatique »

Les antennes de toit ou d'aile restent proéminentes et agacent l'automobiliste chaque fois qu'il conduit son auto à la station service pour la laver : ça coince parfois dans les balais-brosses des portiques !

Dans les voitures de haut de gamme, on installe une antenne télescopique rétractable dans un fourreau logé dans une aile. La montée des brins est réalisée par un petit moteur électrique qui est actionné par la mise en route de l'autoradio : figure 4.7A, ci-contre.

En fait, la sortie d'alimentation « antenne » des postes de radio ne peut délivrer un courant important et il faut intercaler un relais qui va brancher le moteur directement sur les batteries (montage : B). Quand on coupe l'autoradio, l'antenne se replie automatiquement dans son fourreau, soit grâce à un ressort, soit par temporisation et inversion de l'alimentation du moteur à la coupure du poste.

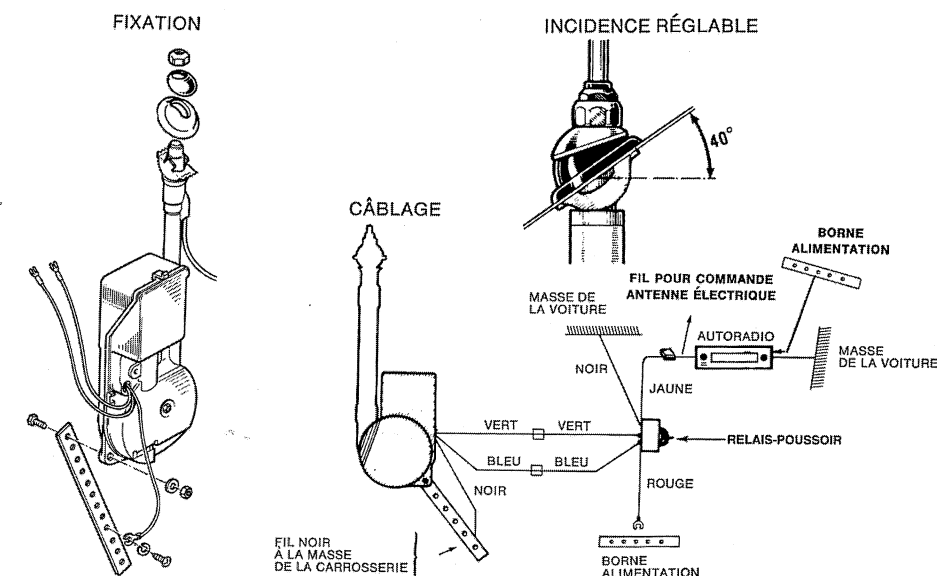


Figure 4.7B – Exemple d'alimentation d'antenne automatique utilisant un relais accessoire muni d'un interrupteur qui fait monter ou descendre le brin télescopique à la hauteur désirée mais qui le fait descendre complètement quand on coupe le poste de radio. On utilise pour ce faire la sortie d'alimentation d'antenne de l'autoradio. La borne d'alimentation est branchée sur les batteries de la voiture (d'après Philips).

Ce type d'antenne peut être modérément déployé, si le relais est associé à un inverseur-poussoir qui limite au doigt son action, dans un sens ou un autre, ce qui permet, notamment, d'adapter le déploiement des brins à l'environnement traversé (nous songeons aux branches d'arbres et aux poutrelles de parking !).

Signalons, pour finir, que cette antenne « automatique » s'appelle aussi antenne « électrique ».

4.5 L'antenne amovible

Dans cette catégorie d'antennes, entrent les antennes de gouttière, les modèles de pare-brise et les brins raccourcis ou non, montés sur socle magnétique que l'on place provisoirement sur le toit

pour l'émission/réception (figure 4.8). L'antenne de gouttière est de moins en moins employée pour une raison évidente : elle se démonte et se vole facilement. Cette antenne utilise soit un fouet, soit des brins télescopiques montés sur une embase épousant la bordure supérieure de l'ouverture de porte, avec accrochage sur la gouttière de toit (figures 4.9A et B), par vis pointeau et clips de fixation. Le câble est caché sous la gaine de revêtement interne à l'habitacle et possède une longueur suffisante pour joindre la prise antenne du poste.



Figure 4.8 – Antenne raccourcie montée sur socle magnétique que l'on peut provisoirement placer sur le toit de la voiture. Cette antenne est préconisée pour la gamme DECT 1800 des radiotéléphones et pour les émetteurs embarqués. Modèle ANTENNA Company International ; Type 18235/239 GR.

| Caractéristiques | |
|------------------|-------------------------------|
| Bande : | 1 710 - 1 880 MHz |
| Gain : | 0 dBd |
| Puissance max. : | 20 watts |
| ROS : | < 1,5:1 |
| Impédance : | 50 ohms |
| Hauteur : | 42 mm |
| Câble : | 4,5 m RG58 A/U faibles pertes |

Le désir, bien légitime, des conducteurs de ne pas percer la carrosserie de leur voiture incite les fabricants à imaginer des antennes qui se collent sur une vitre ou sur le pare-brise ; voir, figure 4.9C, le cas d'une antenne « **pince de vitre** » Hirschmann pour radiotéléphone GSM 900 MHz. Elle est munie d'un contrepoids qui lui donne un gain de 2 dB par rapport à une antenne « fouet » ; nous verrons que ce contrepoids est en fait une jupe $\lambda/4$ qui dispense l'antenne Hirschmann, présentée figure 4.9C, d'un plan de terre. Elle convient donc particulièrement aux automobiles à carrosserie en plastique. L'antenne de pare-brise est développée figure 4.10 par PROCOM

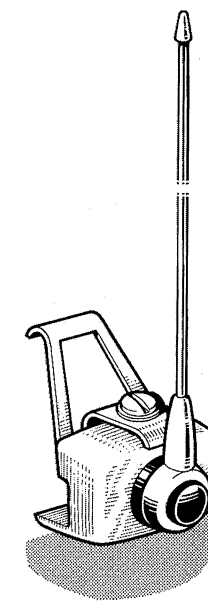


Figure 4.9A.

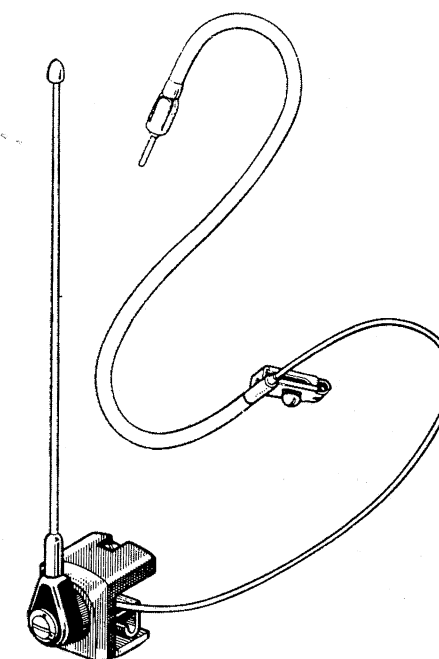
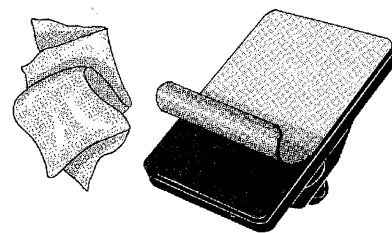


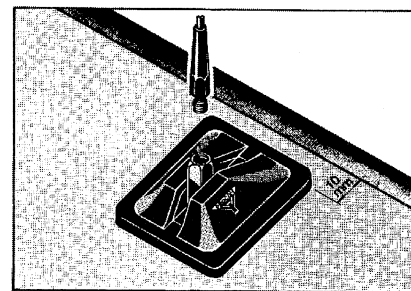
Figure 4.9B – Antenne à embase métallique et revêtement plastique pour disposition sur gouttière, avec câble et fixation sur le montant de porte (longueur du brin : 0,9 m ; longueur du câble de raccordement : 1,80 m ; capacité : 82 pF) (d'après Philips).



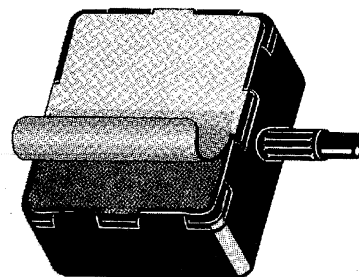
Figure 4.9C – Antenne « pince de vitre » MCA96KA Hirschmann que l'on glisse entre la vitre arrière levée et la portière et qui fonctionne sans plan de terre.



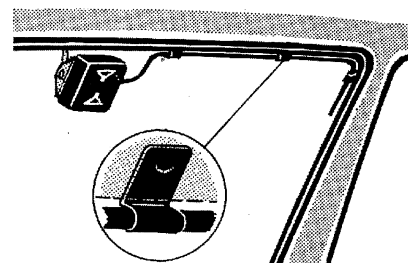
A. Nettoyer les 2 faces de la vitre à l'endroit où le support d'antenne et la boîte d'accord seront fixés, puis retirer la feuille de protection du support d'antenne.



B. Positionner le support d'antenne sur la vitre et presser fortement en exerçant des mouvements rotatifs renouvelés. La pression doit être exercée à la fois sur le boîtier et sur le support d'antenne. Fixer le fouet de l'antenne.



C. Enlever la feuille de protection de la boîte d'accord.



D. Positionner la boîte d'accord en regard du support d'antenne en exerçant une forte pression. Installer le câble à l'aide des clips fournis.

Figure 4.10 – Montage d'une antenne de pare-brise à capacité préconisé par PROCOM pour ses antennes à « Glassfix ».

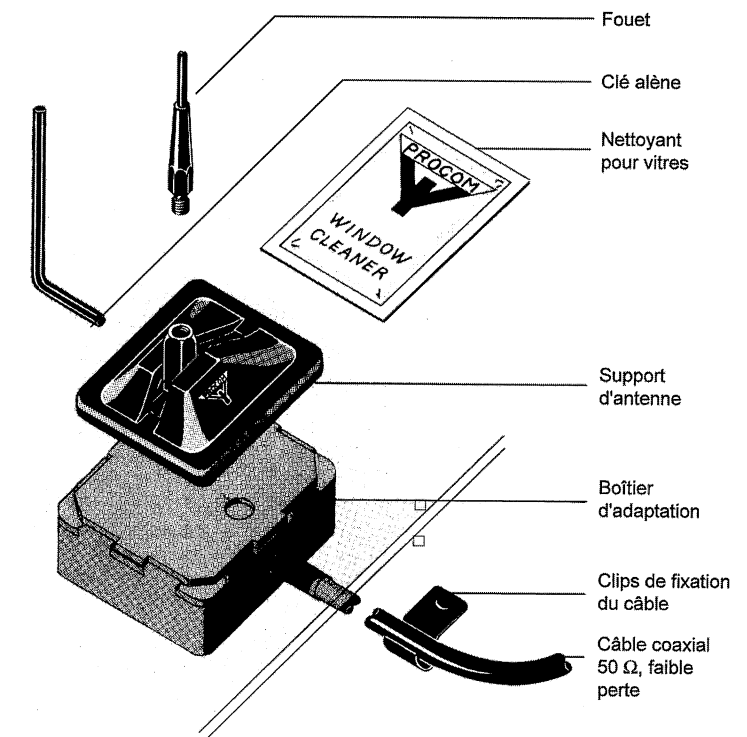


Figure 4.10E – Antenne GlassFix montée sur le pare-brise.

pour ses antennes « GlassFix ». Elle se compose d'un socle en plastique sur lequel on visse une antenne fouet adaptée à la bande de fréquence émise ou reçue (voir plus loin) car elle peut se révéler réversible si l'électronique associée le permet. Ce système n'est plus guère employé que pour les radiotéléphones professionnels et qui possèdent un caractère amovible (pour les docteurs, policiers, garagistes...).

Le socle est fixé sur la vitre ou le pare-brise grâce à un dépôt adhésif qui apparaît quand on retire une feuille de protection collée au dos du support d'antenne. Il en est de même pour le boîtier d'accord que l'on va placer exactement de l'autre côté de la vitre et qui devient la seconde armature du condensateur, la première étant, évidemment, le plan du socle ci-dessus.

Le montage est donc constitué d'un collecteur d'ondes (fouet) suivi d'un condensateur dont le diélectrique est la vitre puis d'un système accordé qui limite la bande à celle de la fonction choisie : voir figure 4.11 le cas d'un montage adaptateur à circuit intégré incorporé au boîtier, alimenté par le câble et destiné à la réception. Il faut souligner que dans ce montage la masse de la carrosserie n'est branchée qu'en bout de câble de descente. Il semble alors souhaitable d'imaginer un contrepois à l'antenne comme le propose la réalisation Hirschmann de la figure 4.9 ou comme le suggère l'antenne « On Window » de « Mobile Mark » : voir figure 4.12. Là, le contrepois est constitué par deux brins horizontaux soudés sur la masse du boîtier d'adaptation. On pourra remarquer que le rapport d'ondes stationnaires reste ici inférieur à la limite maximum tolérée de 1,5 dans une bande très large : 860 à 953 MHz, englobant ainsi toute une bande de radiotéléphone GSM.

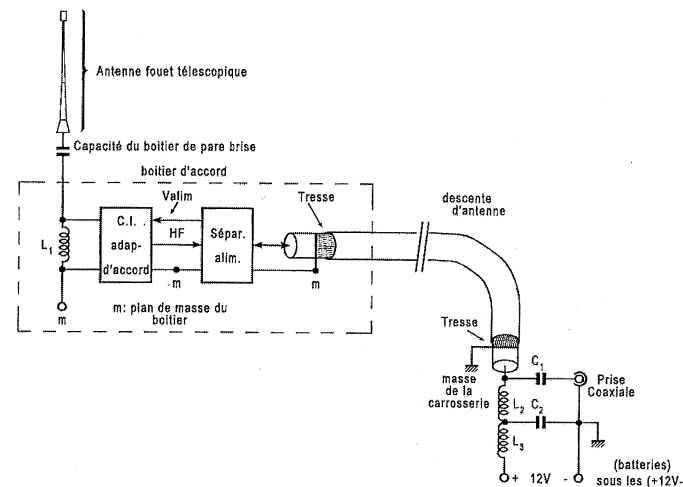


Figure 4.11 – Montage adaptateur d'accord d'une antenne de pare-brise avec alimentation des circuits électroniques par le câble d'antenne.

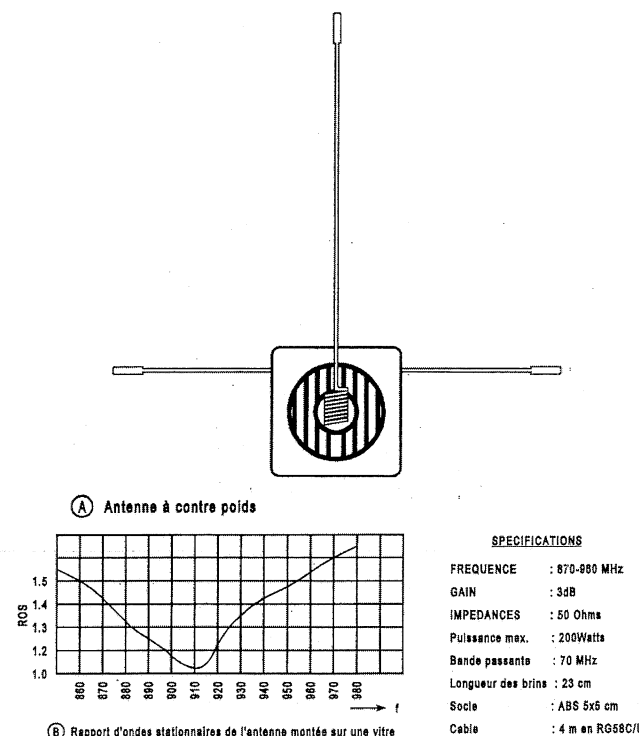


Figure 4.12 – Antenne GSM cellulaire « Mobile Mark » à fixation sur le pare-brise ou sur une vitre. (Spécifications : Fréquence : 870-960 MHz ; gain : 3 dB ; Impédance : 50 ohms ; puissance max. : 200 watts ; bande passante : 70 MHz ; longueurs des brins : 23 cm ; socle : ABS 5 x 5 cm câble : 4 m en RG58 C/U).

4.6 L'antenne $\lambda/4$ « raccourcie »

Pour fonctionner à des fréquences assez basses, dans sa version « quart d'onde », une antenne verticale devient vite trop haute ; ainsi un brin $\lambda/4$ sur 27 MHz (bande CB) doit faire 2,75 m de haut ! C'est l'antenne « fouet » par excellence, et passer sous les ponts devient alors problématique ! Aussi, les fabricants réduisent la hauteur du brin en corrigeant son impédance par une réactance appropriée, afin qu'elle reste voisine de 50 ou 75 Ω , dans la bande de fréquence considérée. La figure 4.13 donne un exemple de fouets que l'on peut fixer sur les socles d'antenne de pare-brise (d'après Glassfix - PROCOM), selon la fréquence émise ou reçue. Certaines se trouvent raccourcies par rapport à leur hauteur normale ; elles deviennent capacitatives, mais une bobine placée en série, à mi-chemin, assure la correction d'impédance nécessaire.

D'autres ont, apparemment, une hauteur double de la normale ; ce sont des brins $\lambda/2$ dont le gain est accru par rapport à l'antenne quart d'onde ; cela est justifié par le fait que la hauteur effective est normalement augmentée par la longueur du fouet mais, là encore, une correction par self ramène à 50 ou 75 Ω l'impédance de l'antenne.

Développons maintenant la théorie de cette correction d'impédance, correction qui, il faut bien le dire, est faite au détriment de la hauteur effective, donc du gain si la hauteur est inférieure à $\lambda/4$. Dans les exemples de la figure 4.13, cela n'apparaît pas car le boîtier d'accord du socle rattrape dans une certaine mesure la perte de gain ou bien les brins sont plus longs que $\lambda/4$.

On raccourcit donc le brin $\lambda/4$, mais on corrige la distribution de courant sur la tige de telle sorte que le « ventre » de courant reste au pied de l'antenne alors qu'il s'annule à l'extrémité supérieure (figure 4.14). Cela s'obtient aisément en intercalant une bobine L qui s'accorde, à la fréquence de travail avec la réactance capacitive équivalente à l'antenne trop courte. En effet, si l'on se reporte au chapitre 3, on se trouve sur la figure 3.6, dans la zone où l'on a :

$$L = 2h \leq \frac{\lambda}{2}$$

Les réalisations diffèrent avec les marques mais, en général, on place une petite bobine dans un boîtier cylindrique au pied de l'antenne très raccourcie (figure 4.15A) ou bien la self est constituée par un « tortillon » façon ressort souple d'efficacité moyenne, ce qui oblige à l'allongement du brin (figure 4.15B). Lorsqu'elle est moulée dans la masse, la bobine de correction relie les deux brins sectionnés (figure 4.16). Le calcul de la self est assez empirique et nécessite une bonne connaissance de l'impédance d'antenne dans l'environnement souhaité, le but recherché étant les 50 ou 75 Ω du câble coaxial de liaison.

L'antenne « fouet » possède en principe une hauteur « effective » proportionnelle à la longueur de la tige. Nous avons calculé dans le chapitre 3 que la dite hauteur effective du « quart d'onde » avait pour valeur $\frac{\lambda}{2\pi}$.

Ceci n'est toutefois vrai que si cette antenne est dressée sur un plan de terre parfait.

En fait, on peut seulement affirmer que plus la hauteur de la tige est élevée, plus la tension induite sera grande également. Il reste néanmoins à régler le problème de l'adaptation d'impédance liée à la répartition de courant sur l'antenne.

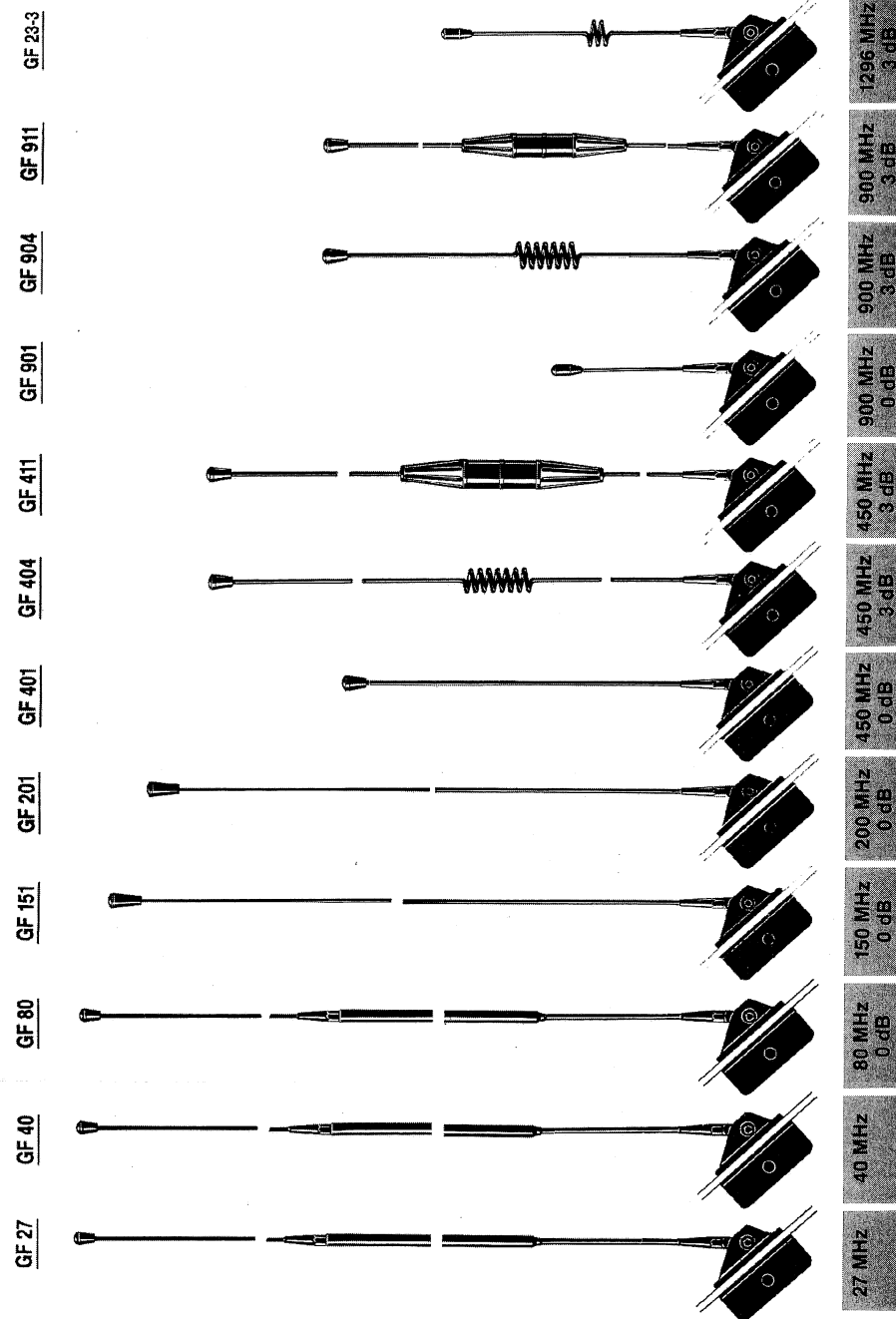


Figure 4.13 - Jeu d'antennes adaptées aux différentes bandes du radiotéléphone avec correction d'accord sur boîtier et compensation de la longueur par une capacité ou une inductance (d'après PROCOM France-SARL).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

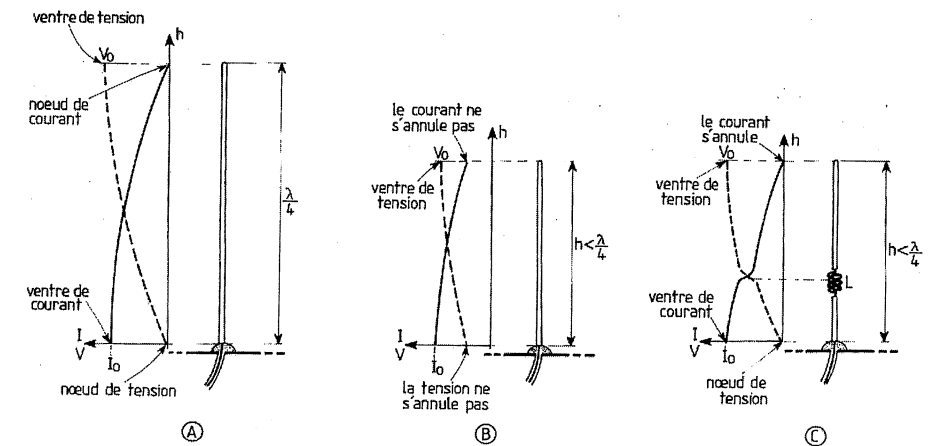


Figure 4.14 - Une antenne verticale $\lambda/4$ présente des distributions de tension et de courant (A) ordonnées entre un ventre et un noeud. Si le brin est plus court, le courant ne s'annule pas au sommet (B), ce qui ne crée par un noeud de tension au pied de l'antenne; donc, un déphasage important disparaît entre le courant et la tension, et le rendement de l'antenne baisse. La correction par self L permet de replacer les noeuds de tension et de courant à chaque extrémité : ce qui rend réelle l'impédance de rayonnement de l'antenne.

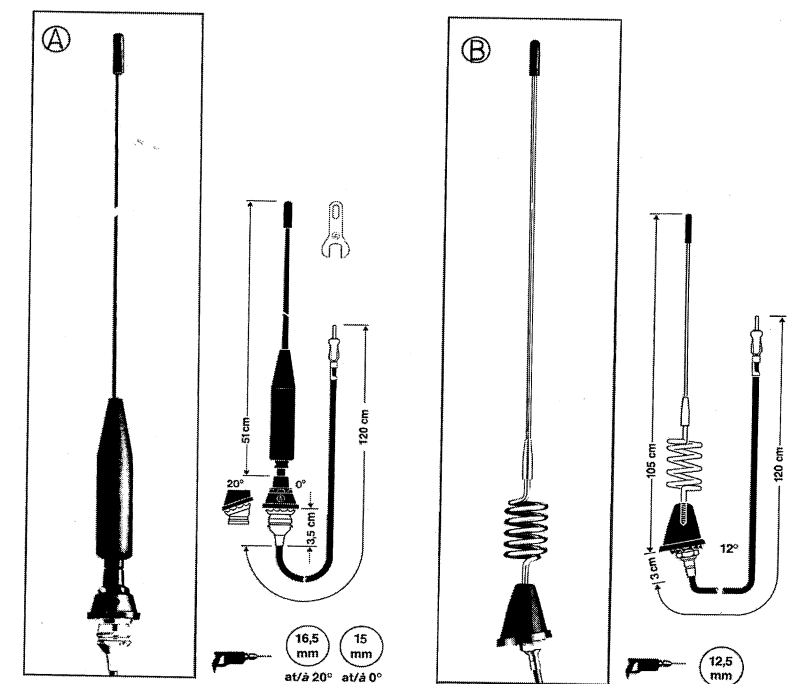


Figure 4.15 - Deux antennes Hirschmann munies de bobines correctrices. A : Bobine à inductance élevée compatible avec la faible longueur du scion et logée dans le boîtier cylindrique. B : Antenne plus longue nécessitant une self plus faible constituée d'un ressort souple.

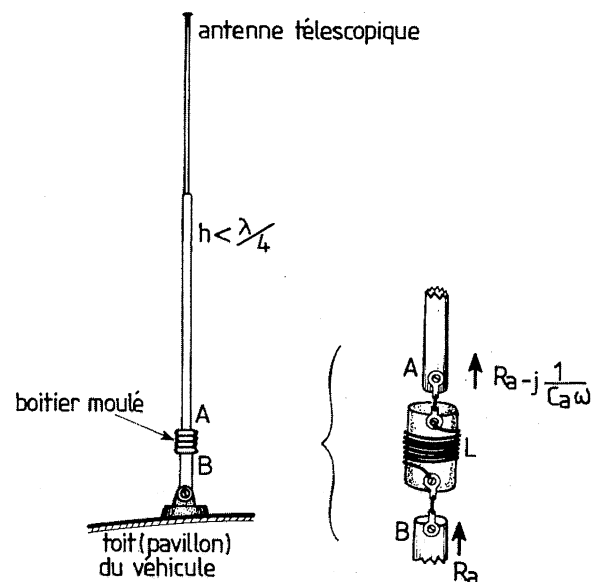


Figure 4.16 – Une antenne trop courte – donc capacitive – peut être compensée par une bobine placée en série dans le brin vertical inférieur. On trouve ce type d'antenne en télécommunication mobile et chez les radioamateurs de CB.

Dans les liaisons mobiles par radiotéléphone, les Américains et les Australiens changent la hauteur des antennes fouets afin d'améliorer en longue distance les communications. En ville, près des relais émetteurs, on se contente de l'antenne fouet traditionnelle, c'est-à-dire le quart d'onde classique (par exemple le brin GF 401 de la figure 4.13 à 450 MHz ou le mini-brin GF 901 à 900 MHz). Aussitôt qu'on s'éloigne de la ville, on lui substitue un fouet plus long mais corrigé en impédance par une bobine (par exemple : les fouets GF 904 ou 911) et l'on peut même aller jusqu'à deux corrections dans les cas difficiles, tels que la traversée des déserts, ce qui est fréquent dans les pays évoqués ci-dessus : voir figure 4.17, page ci-contre.

Tout ceci n'est évidemment possible que si les fouets sont amovibles. On a donc tendance actuellement à se munir dans de tels pays d'un radiotéléphone « satellite ».

4.7 Antennes à contrepoids

On appelle « contrepoids » toute partie métallique placée au pied d'une antenne verticale et que l'on relie (éventuellement) à la terre.

La carrosserie d'une voiture, la coque métallique d'un navire¹ sont d'excellents contrepoids.

1. La carlingue d'un avion constitue aussi un bon contrepoids pour les petites antennes, bien qu'il n'y ait aucun rapport avec la terre !

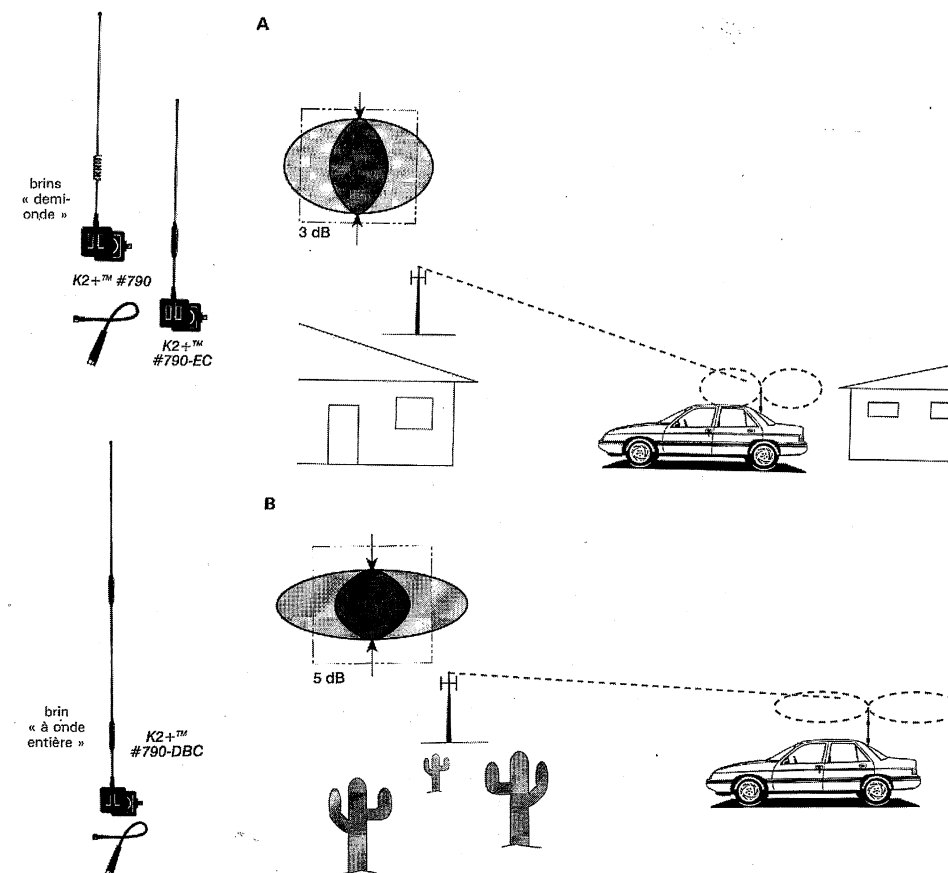


Figure 4.17 – Utilisation d'antennes « demi-onde » ou même « onde entière » pour améliorer la réception à longue distance. A : région suburbaine. B : région désertique ou éloignée de la ville. Les gains évoqués sont définis par rapport à un quart d'onde classique. Les diagrammes de rayonnement sont dressés dans le plan vertical (d'après « The Antenna Company »).

Pour monter une antenne verticale sur un toit ou contre un balcon, on ne dispose pas d'un contrepoids valable ; il faut donc reconstituer un « plan de terre » sensiblement équivalent. Parmi toutes les solutions qu'on a imaginées, nous représentons, figure 4.18, une antenne type « **ground plane** » (plan de terre) ayant 4 radians de $0,25 \lambda$ de longueur, placée en croix dans le plan horizontal. Cela pose évidemment quelques petits problèmes mécaniques car, il faut les relier à la tresse du câble d'arrivée : on utilise, ici, une calotte moulée où viennent se visser les différents scions $\lambda/4$.

Le bon fonctionnement de l'antenne passe par l'adaptation des impédances et nous verrons que le mât support cache bien des choses !

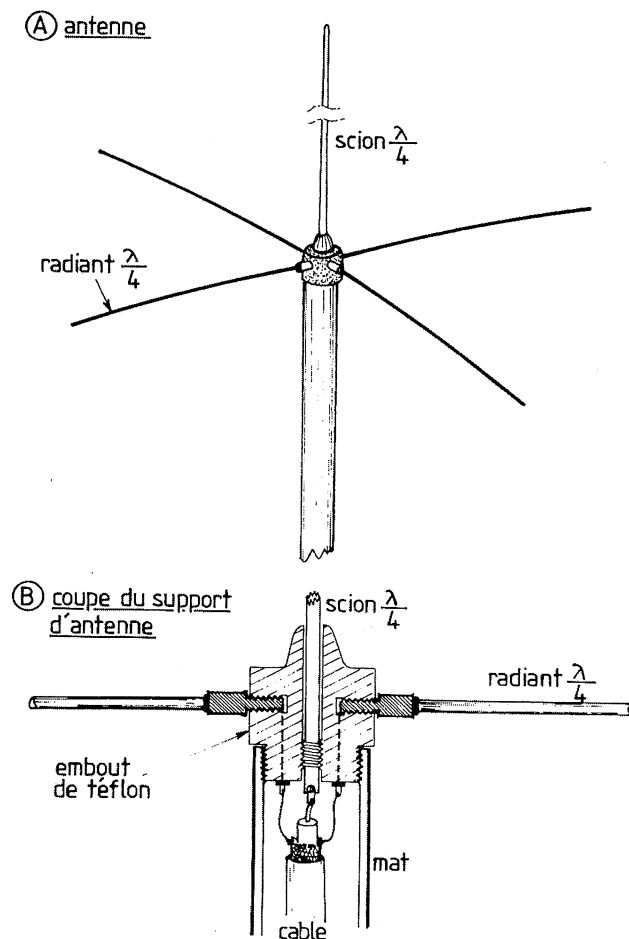


Figure 4.18A - Antenne à plan de terre composé de 4 radiants horizontaux.

Notamment, dans la version d'antenne dite de « campagne » que nous représentons figure 4.19, le contrepois est le mât lui-même ; il a donc intérêt à être métallique ! Le brin $\lambda/4$ est souvent constitué de plusieurs scions raccordés ; la fixation sur le mât doit être particulièrement bien isolée : des colliers de serrage en nylon pourront convenir et le haut du mât sera « chapeauté » par une gaine de plastique. **Il faut souligner ici le caractère provisoire d'une telle installation** ; si l'on souhaite fixer plus solidement notre antenne, contre un balcon métallique par exemple, celui-ci devient le contrepois et la fixation isolée sera adaptée au support (entretoise en céramique, isolateur de verre, moulure de bakélite, etc.). Depuis que le radiotéléphone DECT s'est répandu, on se retrouve avec une antenne très courte donc avec une hauteur effective faible. On a donc développé des fouets plus grands que $\lambda/4$, corrigés par une self et placés sur un contrepois tubulaire de longueur égale à $\lambda/2$. Ceci nous dispense d'un plan de terre et, de ce fait, l'installation peut se faire n'importe où... C'est notamment fort justifié sur les camions car on ne peut pas toujours monter une antenne « fouet » sur le toit, à cause de la hauteur déjà trop élevée de la cabine et des difficultés à passer sous certains ponts.

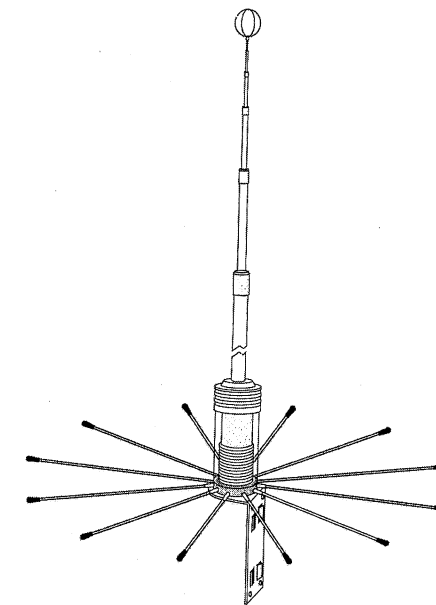


Figure 4.18B - Antenne SIRTTEL 27 MHz ($5/8$ de λ), type S2012, à 12 radiants de base.

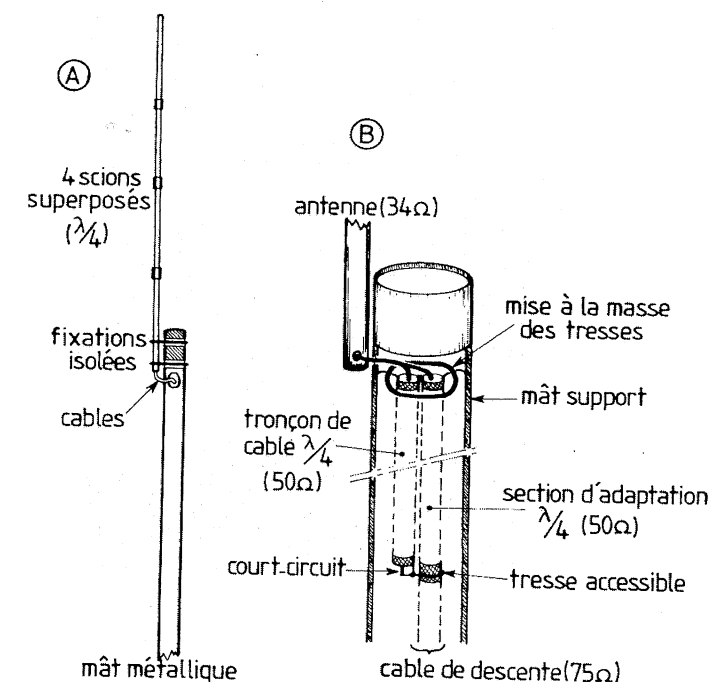


Figure 4.19 - Fouet de plusieurs sections vissées entre elles (A) et branchement électrique (B) permettant d'adapter le scion de 34 ohms au câble 75 ohms.

On peut ainsi monter une telle antenne sur un rétroviseur de camion (figure 4.20) en s'efforçant toutefois de la dégager du châssis métallique, d'où cette disposition un peu inhabituelle. Il faut aussi signaler que cette antenne convient très bien sur la rambarde d'un balcon (voir tableau).

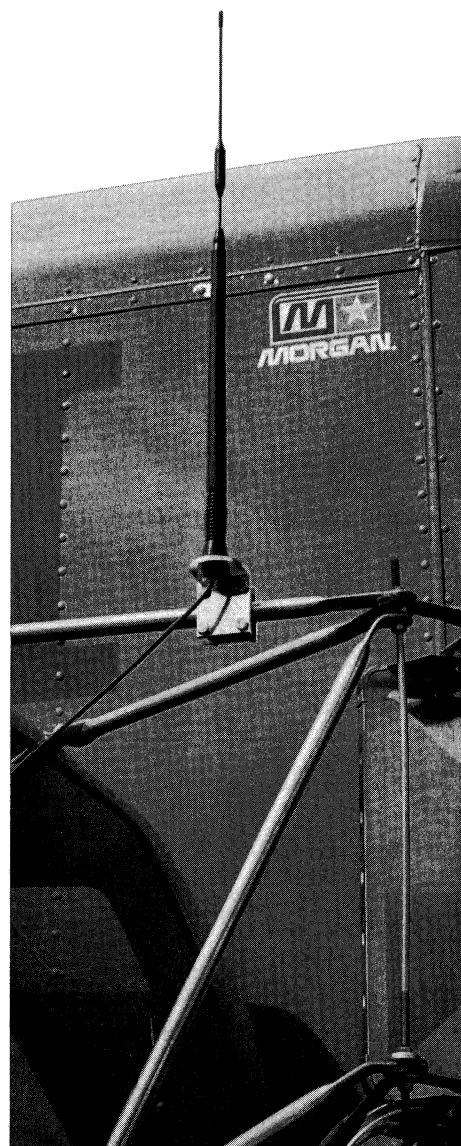


Figure 4.20 – L'antenne de radiotéléphone GSM rallongée en $\lambda/2$ et corrigée par self, montée sur un contrepoids tubulaire et fixée sur le rétroviseur d'un camion (« La Routière », antenne de camion GSM de « Antenna Company »).

Tableau « La Routière » Antenna C.

| Caractéristiques | |
|-----------------------------|--|
| Bande de fréquences : | 890-960 MHz |
| Gain : | 3 dB |
| Transmission : | 890-915 MHz |
| Réception : | 935-960 MHz |
| Puissance d'émission max. : | 100 watts |
| TOS : | < 1,5:1 |
| Impédance : | 50 ohms |
| Hauteur totale : | 58 cm (+ 6 cm pour la fixation) |
| Câble : | 4,5 m de câble RG58 A/U faibles pertes |

4.8 Adaptation d'impédance

L'antenne $\lambda/4$ présente, théoriquement, une résistance de rayonnement moitié de celle du doublet ; soit, environ $36,6 \Omega$. À cause du diamètre du brin et par le fait qu'on raccourcit généralement la hauteur afin de supprimer la réactance d'antenne, cette résistance tombe à des valeurs comprises entre 30 et 35Ω . Afin de s'approcher de la condition d'adaptation $Z_{\text{antenne}} = Z_{\text{câble}}$, une correction d'impédance s'avère nécessaire. Plusieurs solutions sont imaginables, utilisables séparément ou cumulables.

Tout d'abord, pour les antennes dont le contrepoids est incertain (cas de la figure 4.19), il est conseillé de terminer le scion $\lambda/4$ sur un résonateur quart d'onde : cet artifice symétrise mieux le système par rapport au câble d'arrivée et sélectionne un spectre de fréquence réduit.

Pour l'adaptation d'impédance, on a souvent recours à la solution du tronçon $\lambda/4$ d'impédance caractéristique moyenne. C'est une solution de facilité, peu appréciée des professionnels à cause du caractère « bricolage » de l'installation, mais elle possède l'avantage d'être réalisable avec de faibles moyens techniques et d'être efficace à la fréquence considérée (figure 4.21).

Exemple : soit une antenne scion de $2,5$ m de haut, constituée de plusieurs brins empilés les uns au-dessus des autres (figure 4.19) ; avec un diamètre moyen de 24 mm, ce pseudo-tube présente une résistance Z_a de $33,3 \Omega$ à 27 MHz (sans réactance car : $h_o = \kappa \times \frac{\lambda}{4} = 2,5$ m avec $\kappa \# 0,9$ – voir chapitre 3).

On choisit par nécessité technologique commerciale un câble d'arrivée de 75Ω (Z_{c2}).

Le tronçon d'adaptation devra présenter une impédance caractéristique issue de la moyenne géométrique suivante :

$$Z_{c1} = \sqrt{Z_{c2} \cdot Z_a} = \sqrt{75 \cdot 33,3} \# 50 \Omega$$

Si l'on doute de ce mode de calcul, on se reportera à la figure 4.21 et, notamment à l'abaque de Smith (c).

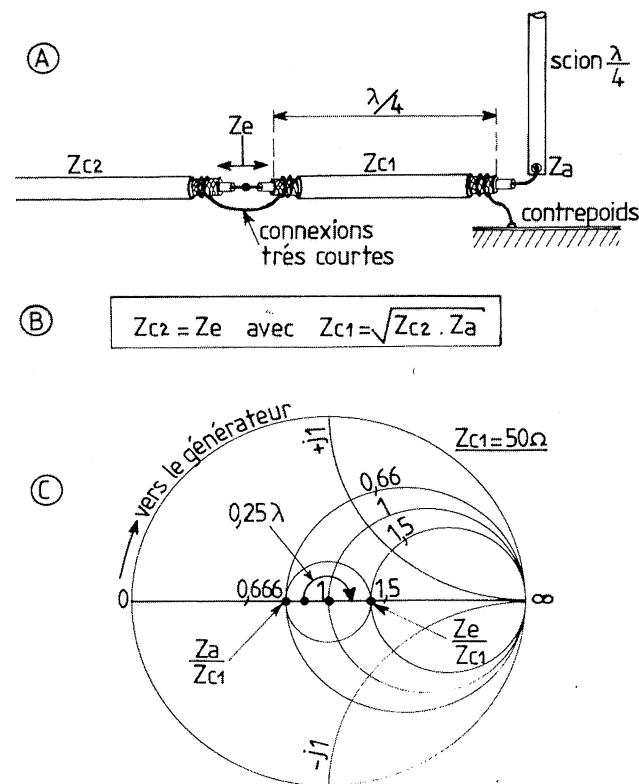


Figure 4.21 – A : Correction par tronçon $\lambda/4$ d'impédance caractéristique Z_{c1} moyenne entre Z_a et Z_{c2} . B : Moyenne géométrique donnant Z_{c1} . C : Vérification par l'abaque de Smith ($Z_a = 33,3 \Omega$; $Z_e = 75 \Omega$).

Le tronçon $\lambda/4$ est chargé par $33,3 \Omega$; le point d'impédance réduite $Z_1 = \frac{Z_a}{Z_{c1}}$ fait 0,666 et se trouve sur l'axe des réels. Si l'on tourne de $0,25 \lambda$ vers le générateur (longueur relative du tronçon $\lambda/4$), on se retrouve sur l'axe à $\frac{1}{0,666} = 1,5$, chiffre qui exprime le rapport $\frac{Z_e}{Z_{c1}}$, le câble Z_{c2} « voit » donc bien une charge **réelle** de :

$$Z_e = 1,5 Z_{c1} = 75 \Omega$$

L'adaptation est bien réalisée, CQFD.

Remarques : en ce qui concerne le câblage des câbles et afin que l'installation soit à la fois solide et esthétique, les connexions seront raccourcies au maximum et protégées par une gaine de plastique thermoudurcissable (matière neutre en HF). On évitera le balancement des câbles en les introduisant dans le mât support (figure 4.19).

4.9 Mise au point et contrôle du ROS¹

Une antenne doit être adaptée à son émetteur si l'on souhaite que ce dernier délivre le maximum de puissance HF. Or, dans le cas des antennes télescopiques la hauteur h des brins peut varier dans de très larges proportions et l'adaptation d'impédance n'est pas alors évidente... Par ailleurs, une telle imprécision peut s'avérer dangereuse pour l'émetteur car des ondes stationnaires risquent de se produire en ligne et une onde de retour peut revenir vers l'étage de sortie de puissance HF et le détruire. Cela s'explique aisément : un tel étage travaille toujours aux limites de ses possibilités et les transistors de puissance chauffent déjà un peu lorsque l'adaptation est convenablement réalisée. Par conséquent, si celle-ci est perturbée, une onde de retour apparaît et vient ajouter sa puissance à celle qui est déjà dissipée par l'étage. Cela peut entraîner un phénomène d'emballement en température qui débouche sur la destruction des jonctions des semi-conducteurs.

La mise au point de l'antenne doit être envisagée globalement c'est-à-dire câbles et connecteurs compris dans l'état réel de l'installation définitive.

On apprécie tout d'abord la hauteur approximative de l'antenne en appliquant la relation :

$$h_{\text{opt}} = 0,25 k \frac{c}{f_o}$$

avec :

- $c = 300\,000 \text{ km/s}$
- $f_o = \text{fréquence d'émission (en kHz)}$
- $k = \text{facteur de raccourcissement compris entre 0,8 et 0,9, selon le diamètre du scion.}$

Comme il faut inclure le socle, on peut sans hésiter choisir un facteur k plus faible que la normale (figure 3.6C).

Pour figurer la hauteur, on intercale dans la ligne un ROS-mètre (figure 4.22). Ce dispositif est déjà inclus dans la majeure partie des émetteurs « amateurs » (cibistes), ou bien, on en trouve dans le commerce sous forme de petits boîtiers. On doit l'intercaler à demeure dans le circuit si l'on ne veut pas risquer d'avoir un autre fonctionnement si on le retire de la ligne.

Le processus de réglage se fera en deux temps :

1^{re} expérience : Il faut tout d'abord accorder les circuits de l'émetteur sur une ligne normalement adaptée ; pour ce faire, on déconnecte l'antenne et on la remplace par une antenne fictive qui peut éventuellement dissiper de la puissance, grâce à des ailettes de refroidissement (figure 4.22 : 1^{re} expérience) ; on utilise évidemment le même câble d'antenne. On ajuste alors l'accord d'antenne de l'émetteur et, au besoin, tous les réglages de filtres qui s'y trouvent (filtres d'harmoniques ou épingles adaptatrices, dans le cas des fréquences très élevées).

Le ROS-mètre doit alors s'approcher très près de $r = 1$ (pas d'ondes stationnaires).

2^e expérience : L'émetteur étant adapté à sa câblerie on replace l'antenne en bout de ligne et la hauteur des brins est alors réglée de telle sorte que le ROS-mètre affiche le meilleur – c'est-à-dire le plus bas – rapport ou taux d'ondes stationnaires. En général, on se contente d'un rapport inférieur à 2, $r = 1,5$ étant le chiffre toléré dans le cas d'une installation de moyenne puissance. Pour les antennes de hauteur fixe, non prévues pour la fréquence, on peut mettre sur l'antenne un tronçon de câble $\lambda/4$ mis en court-circuit à son extrémité.

1. Rapport d'Ondes Stationnaires.

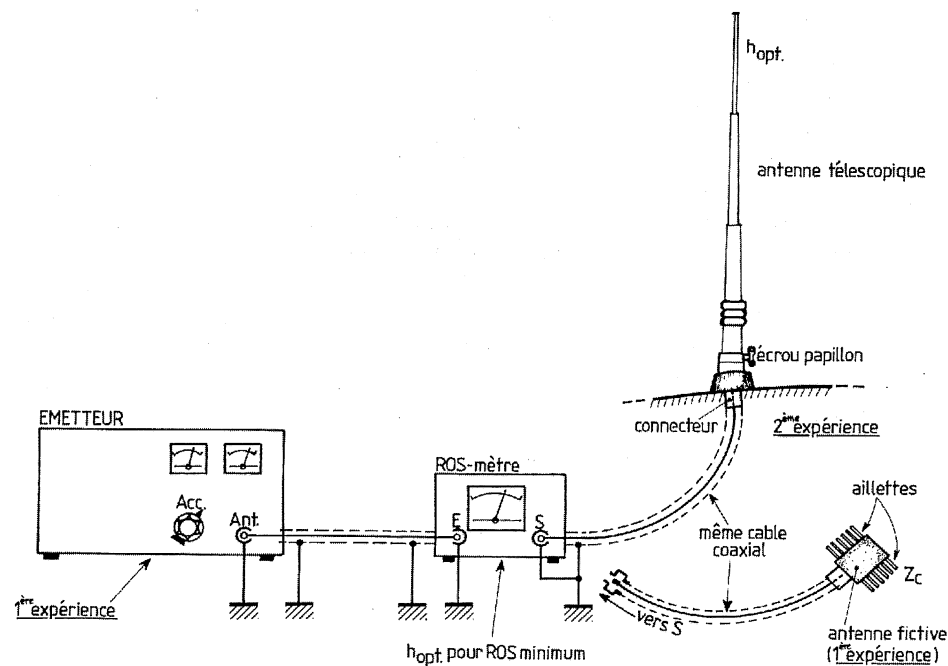


Figure 4.22 – Disposition du ROS-mètre en série avec l'antenne dont il faut régler la hauteur optimale à la fréquence d'accord de l'émetteur.

On a alors affaire à une épingle qui adapte l'antenne à la bonne impédance si tant est qu'on parvienne à concilier facilement le compromis souhaité ! On est guidé en cela par le raisonnement : une épingle en **court-circuit** trop courte est selfique ; plus longue que $\lambda/4$, elle devient capacitive. En revanche, c'est l'inverse pour le brin $\lambda/4$. L'effet de l'un doit normalement compenser celui de l'autre.

4.10 Le ROS-mètre à microlignes

Plusieurs techniques sont expérimentées, toutes basées sur le principe des coupleurs directifs. Ce dernier système a la propriété de dissocier les ondes d'aller et de retour afin de permettre des mesures isolées et comparatives.

Notre description portera sur le ROS-mètre à rubans ou « micromatch », lequel utilise des microlignes (microstrip) imprimées sur un circuit **double face**.

La figure 4.23 donne un exemple de réalisation fonctionnant dans la gamme VHF (40 à 400 MHz environ). Les bandes de cuivre font 3 mm de largeur et sont écartées de 5 mm ; le circuit imprimé est constitué en verre époxy de 16/10 d'épaisseur. La ligne centrale I_2 sert à véhiculer le signal de l'émetteur à l'antenne ; elle a pour longueur 8 à 10 cm. Ce n'est pas très critique, du moment qu'elle a une longueur inférieure à $\lambda/4$. Les lignes I_1 et I_3 forment des couplages secondaires chargés de capter, l'une l'onde d'aller, l'autre, l'onde de retour. À un bout, on charge le ruban par l'impédance caractéristique de la ligne (ici, cela a été calculé pour $Z_c = 50 \Omega$). À l'autre, on dispose un système détecteur à diode à pointe d'or (on se contentera des très classiques OA 85 ou 95, 1 N 34, 1 N 69, SFD 108 et la suite...) ou des modèles équivalents pour UHF.

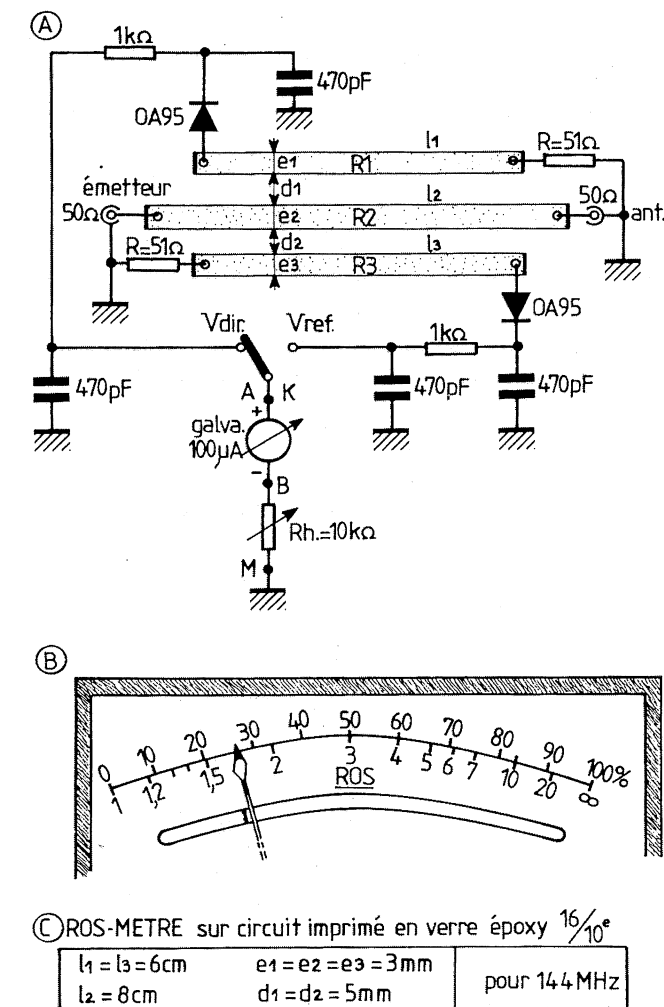


Figure 4.23 – Principe du ROS-mètre à bandes imprimées sur circuit époxy double face. — A : Exemple d'étalonnage du galvanomètre. B : Dimensions des microlignes pour 144 MHz

(pour $\frac{W}{H} = 0,9$).

On constate que les câblages de ces microlignes sont inversés.

Quand la liaison en puissance est réalisée (il faut au moins 1 W-HF), le galvanomètre branché sur une des détecteurs dévie plus que sur l'autre : c'est l'onde directe qui est appréciée. On peut, grâce au rhéostat R_h , amener l'aiguille à sa déviation maximale U_{dM} (100 %).

Quand on inverse le contacteur K , le galvanomètre s'intéresse à l'onde de retour U_R . Comme une certaine symétrie de réalisation est réalisée, une proportionnalité entre les indications peut s'imaginer ; si l'on définit :

$$\text{Coefficient de réflexion} : \frac{\text{onde de retour}}{\text{onde directe}}$$

... le rapport $\frac{U_R}{U_D}$ chiffre la désadaptation du système (coefficient de réflexion). En fait, on veut mesurer le rapport d'ondes stationnaires que nous calculons par la relation :

$$ROS = \rho = \frac{1 + (U_R/U_D)}{1 - (U_R/U_D)}$$

Si, pour étalonner le galvanomètre, on fait $U_D = U_{DM}$, on obtiendra les graduations de la figure 4.23B. On voit que plus on s'approche de 0, meilleure est l'adaptation puisqu'à 0 correspond $ROS = 1$.

Le tableau 4.1 donne l'étalonnage pour une échelle graduée de 0 à 100. Si l'on veut modifier les impédances caractéristiques des lignes à bandes, il faut recourir aux abaques de la figure 4.24. Ainsi, pour avoir une impédance de 75Ω , il faut choisir un autre rapport W/H (voir figure 4.24) que celui de la figure 4.23.

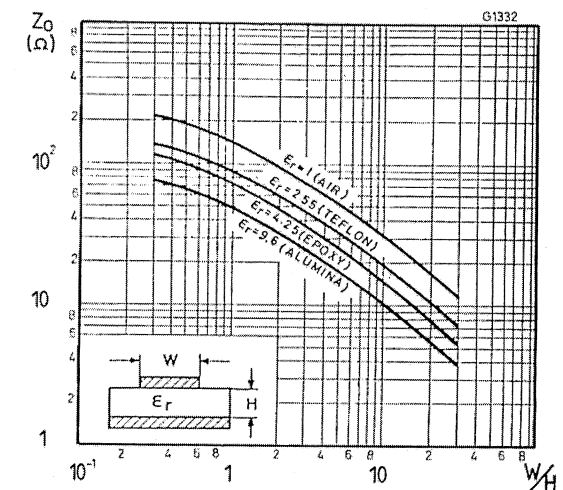
Tableau 4.1.

| ROS | DEVIATION |
|----------|-----------|
| 1 | 0 |
| 1,2 | 9,10 % |
| 1,3 | 13,04 % |
| 1,4 | 16,66 % |
| 1,5 | 20 % |
| 2 | 33,30 % |
| 3 | 50 % |
| 4 | 60 % |
| 5 | 66,60 % |
| 6 | 71,40 % |
| 7 | 75 % |
| 10 | 81,80 % |
| 20 | 90,50 % |
| ∞ | 100 % |

Exemple : $\frac{W}{H} = 0,9$ pour du substrat en verre époxy ; comme l'épaisseur du circuit imprimé est imposée par la disponibilité commerciale il n'y a pas tellement le choix. On trouve couramment des circuits double face en $16/10^6$ d'épaisseur et sur demande, du $25/10^6$. Cela réduirait par conséquent les bandes à des pistes de 14 à $23/10^6$ selon l'épaisseur du circuit imprimé double face disponible.

Les pistes étant alors un peu trop fines pour assurer un bon couplage, on peut envisager l'emploi d'un diélectrique moins performant, le téflon par exemple ou, même, pour les fréquences plus basses, la bakélite (circuit imprimé ordinaire). Il faut signaler que la longueur d'onde sur les microbandes est environ deux fois plus faible qu'à l'air libre (figure 4.24B). La ligne principale doit rester plus courte que $\lambda/8$ si l'on veut nettement séparer les ondes d'aller et de retour. Mais réduire trop la longueur des bandes n'est pas non plus souhaitable car il faut bien assurer un couplage directif ; ceci sous-entend qu'aux fréquences plus faibles, les pistes seront assez longues : voir l'exemple de la réalisation de la figure 4.25, prévue pour la bande de 20 à 100 MHz (attention ! le circuit imprimé double face a ici $25/10^6$ de mm d'épaisseur). Ici, les composants sont soudés sur les bandes sans qu'il y ait nécessité de pratiquer un trou qui rejoigne la piste inférieure. Par contre,

A) impédance caractéristique



B) rapport des longueurs d'onde dans l'air et sur le substrat

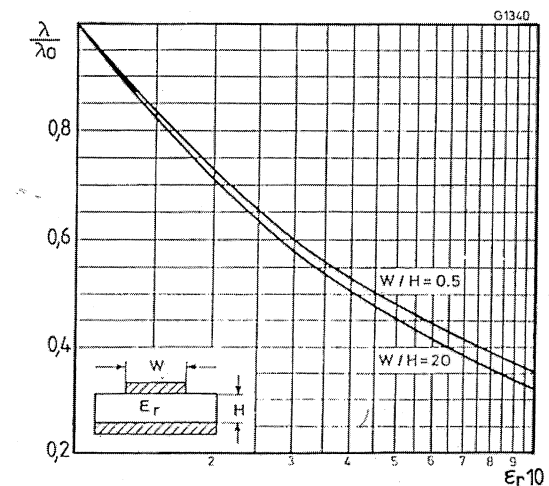


Figure 4.24 - Calcul des microlignes.

celle-ci sera ramenée à la masse adverse en un point judicieux qu'il conviendra de rechercher sur l'entourage des bandes de couplage. Pour réduire les dimensions du ROS-mètre, on peut faire appel au « Monimatch de Tilton » (figure 4.26). Il utilise un bifilaire blindé 75Ω (par rapport à la tresse) de 20 à 30 cm de long. Un des deux fils sert de ligne secondaire. Le point milieu exact de celle-ci est correctement adapté à 75Ω . Un seul point de masse est conseillé. Le système d'étalonnage reste le même que pour ci-dessus.

Pour les fréquences élevées, supérieures à 400 MHz, il paraît judicieux d'acheter un wattmètre directif prévu pour les bandes de fréquence UHF.

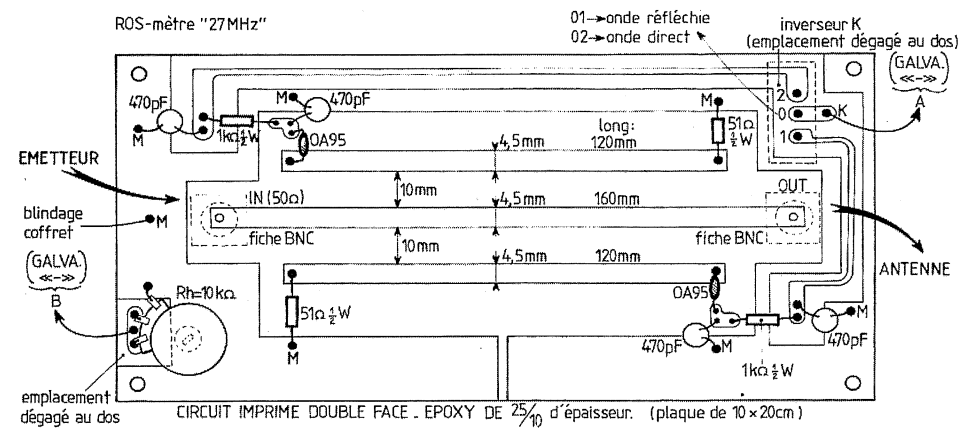


Figure 4.25 – Circuit imprimé du ROS-mètre pour la bande de 20 à 45 MHz.
L'autre face est creusée au niveau de l'inverseur.
Les masses communes aux deux faces seront choisies parmi les points M.

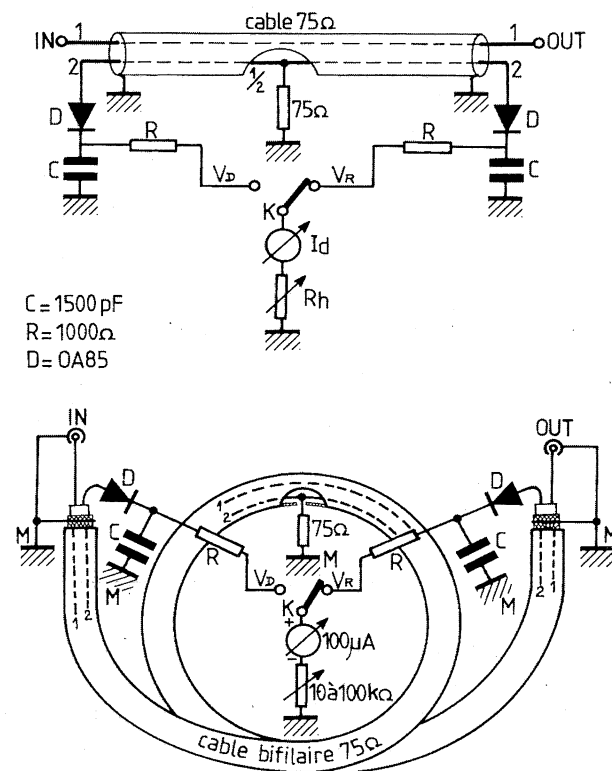


Figure 4.26 – Monimatch de Tilton.
Il utilise un bifilaire blindé qui doit être choisi en fonction de son impédance caractéristique dissymétrique, c'est-à-dire entre chaque fil et tressé et non entre les deux fils.

L'appareil de la figure 4.27 permet d'évaluer les puissances d'aller et de retour sur ligne 50 Ω . Les spécifications montrent que le wattmètre « PROCOM » s'adapte bien aux radiotéléphones des mobiles privés et professionnels jusqu'à 25 W. Le coefficient de réflexion Γ découle évidemment du rapport des deux indications : une bonne installation doit voir l'aiguille de droite rester au-dessous de 0,5 W (cas des transceivers de 8/10 W). On ne s'étonnera pas du choix d'appareils « à aiguille » mais on doit, dans les expériences décrites, réaliser de réglages passant par un maximum (puissance incidente) ou par un minimum (puissance réfléchie). Or, c'est fort peu commode avec un appareil à affichage numérique !

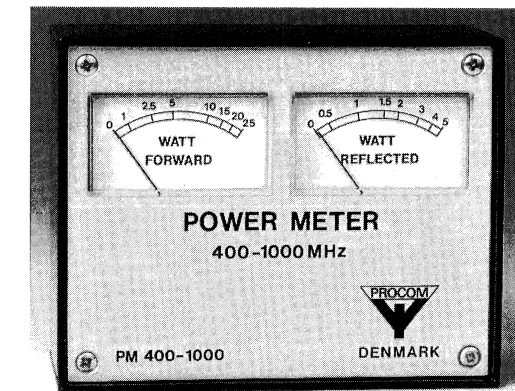


Figure 4.27 – Wattmètre de puissance R.F. PM 400-1000 PROCOM pour faciliter le réglage des antennes.

Spécifications

| | |
|--|--|
| Modèle : | PM 400-1000 |
| Application : | Mesure des puissances aller/réfléchies |
| Gamme de fréquences : | Aller : 25 W – Réfléchie : 5 W |
| Puissance aller maximum : | 50 W |
| Impédance : | 50 Ω |
| TOS résiduel : | $\leq 1,1$ |
| Tolérance de lecture : | $\pm 8 \%$ de toute l'échelle |
| Température ambiante : | -30° à $+60^\circ$ $^\circ\text{C}$ |
| Connecteurs : | BNC Femelle |
| Couleur : | Noire |
| Largeur : | 121 mm |
| Hauteur : | 96 mm |
| Profondeur du boîtier : | 54 mm |
| Profondeur totale avec con. : | 75 mm |
| Poids : | 0,7 kg |
| Un modèle 25 à 400 W est également disponible. | |

Chapitre 5

Les pylônes émetteurs

Un fil conducteur de hauteur $\lambda/4$ dressé vers le ciel à la normale d'un plan parfaitement réfléchissant constitue une source qui rayonne de manière quasi omnidirectionnelle dans un plan perpendiculaire à l'antenne ainsi conçue.

En d'autres termes, les conclusions relatives à l'antenne « fouet » restent applicables dans le cas des antennes d'émissions à ondes moyennes et longues (PO/GO), seules les dimensions changent.

5.1 Faisons le point...

Nous avons pu voir dans le cadre du chapitre 2 que, même en OC, il fallait souvent ajouter un contrepoids horizontal en haut du fil vertical afin d'allonger artificiellement celui-ci, quand la hauteur des pylônes autoporteurs s'avérait insuffisante (figure 3.39). Pour rayonner des ondes plus longues, il faut encore surélever les pylônes ; or, en prévoir deux pour supporter les nappes de fils devient alors non seulement coûteux mais aussi casuel à cause de la prise au vent. Il n'est pas dit, en effet, que les pylônes conservent ensemble le même balancement et les nappes tendues entre les sommets risquent des tractions dangereuses.

Par ailleurs, les stations PO/GO émettent généralement des puissances colossales (par exemple : 2 000 kW pour France-Inter en grandes ondes ; émetteur d'Allouis). On ne peut confier une telle débauche d'énergie à une nappe de fils car la résistance de ceux-ci reste suffisante pour que le courant HF les chauffe ! Il faut donc avoir affaire à des conducteurs de **très** gros diamètre pour admettre sans trop de pertes une telle puissance HF : un pylône métallique de hauteur égale au quart de la longueur d'onde peut assumer cette tâche. À première vue, un gros tube dressé vers le ciel et isolé du sol pourrait convenir ; mais, on devine aisément que cet équilibre est précaire à cause de la poussée du vent : il faut que cela « reste en l'air », même dans les régions cycloniques. L'emploi d'une configuration en treillis s'impose car elle est perméable au vent.

La forme triangulaire se suffit à elle-même car elle conserve la même tenue mécanique qu'un pylône à section carrée et elle est moins lourde puisqu'on économise les structures d'un côté.

Un haubanage tendu maintient la tenue verticale de l'antenne.

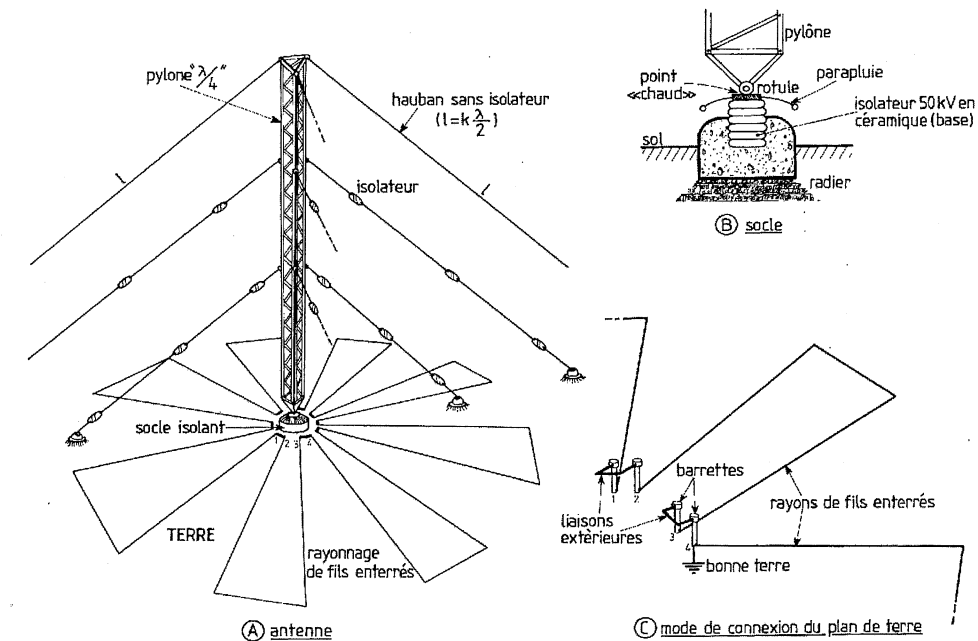


Figure 5.1 – Antenne $\lambda/4$ d'émission PO/GO à rayonnement vertical.

5.2 Le pylône « quart d'onde »

♦ L'antenne

Dans les gammes d'ondes longues, il y a évidemment intérêt à réduire le plus possible la hauteur du pylône.

L'exemple de la figure 5.1 constitue la solution la plus simple en matière d'antenne « quart d'onde » dressée vers le ciel : il s'agit d'un pylône triangulaire que l'on a hissé par pivotage sur une rotule fixée sur un isolateur supportant au moins 100 kV. Ce pylône est maintenu en équilibre par des couronnes de haubans tendus serrés et isolés électriquement par des isolateurs.

Un pylône de 300 m pèse environ 130 à 150 tonnes : si l'on ajoute la pression exercée par les haubans, cela porte le poids à 220/280 tonnes !¹ C'est dire que l'isolateur doit être solide... ; il est en fait noyé dans un socle de béton armé dont les armatures métalliques sont ramenées à la terre située sous le socle.

Le calcul de la résistance mécanique du pylône est quasi inextricable pour un électronicien. Pour éviter les turbulences, on préconise des membrures verticales en cornière profilée en biseau qui sert de déflecteur au vent ou, plus simplement, des tubes lisses afin d'améliorer le « CX »² de l'installation. Les structures triangulaires sont enfin les plus perméables au vent.

1. Il existe même en Pologne un pylône $\lambda/2$ de 645,38 m de hauteur, isolé du sol !

2. Coefficient de pénétration dans l'air.

◆ Le plan de terre

Il ne faut pas compter sur l'homogénéité du sol car les saisons se chargent de modifier la nature de la terre. Pour recréer un plan de terre valable, on enterre peu profondément un réseau de fils conducteurs disposés en rayons concentriques tout autour du socle. Comme les fils enterrés peuvent s'oxyder et se couper, le rayonnage est sectionné et ramené sur des barres ; isolées du sol et couplées deux par deux, comme le montre le graphique C, ces barres peuvent être désolidarisées.

Si on craint une anomalie, on peut localiser la branche coupée en l'isolant de ses voisines, grâce aux barres que l'on déconnecte de place en place et que l'on soumet au contrôle d'un ohmmètre à piles ou d'un contrôleur de conduction. On doit mesurer également la conduction de la terre car, en période de grande sécheresse, la prise de terre sur laquelle se raccorde – en un point – le rayonnage peut devenir déficiente. Un arrosage au voisinage de la **bonne** terre peut s'avérer nécessaire. Un contrôle de la conduction se pratique au moyen d'un contrôleur de terre (méthode des trois terres XYZ qui est une transposition triangle-étoile des réseaux triphasés).

◆ Les haubans

Le haubanage est toute une technique en soi : les câbles d'acier enduits de bitume afin d'éviter la rouille doivent être tendus à fond afin que le vent n'entraîne pas de vibrations. En effet, la mise en résonance mécanique des câbles en extension devient, dans ce cas-là, une catastrophe car il ne faut pas perdre de vue que le pylône est monté sur une rotule et que sa flèche peut donc osciller au gré du vent ! Quand on dira que le déplacement d'un pylône de 300 m ne dépasse pas, en pratique, ± 20 cm d'oscillation, cela signifie que l'on a résolu tous les problèmes de haubanage incliné à $45/60^\circ$.

◆ L'isolation

Une remarque s'impose à propos de l'isolation électrique : afin d'éviter une induction directe du champ électromagnétique sur les câbles, on pratique un sectionnement en tronçons de $\lambda/6$, ce qui permet d'intercaler autant d'isolateurs en céramique ou en fibres de verre. Il semblerait qu'on s'oriente vers une technique de haubanage telle que la couronne de câble située au sommet du pylône ne comporte pas d'isolateur (figure 5.1) ; c'est la solution adoptée par l'émetteur d'Allouis : il y a six couronnes dont la plus élevée utilise des câbles sans isolateur et dont la longueur fait à peu près l'onde entière, ce qui reporte au sommet une forte impédance à la fréquence considérée mais, aussi, décharge électrostatiquement cette zone très sensible à la foudre.

Selon M. S. Lacharnay, ingénieur général de l'ex-TDF¹, la 6^e couronne agit sensiblement comme une antenne repliée (demi-trombone) ; comme la hauteur (350 m) fait moins de $\lambda/4$ (457,3 mètres pour $f_0 = 164$ kHz et $\lambda_0 = 1\,829$ m), la base du pylône offre une résistance d'une centaine d'ohms shuntée par une capacité. La correction de cette capacité est réalisée, en partie, par la 6^e couronne, en partie, par la présence d'un second à $\lambda/2$ afin d'orienter le rayonnement vers le nord de la France et, en partie, par une bobine, sorte de ressort à boudin qui lie le feeder au point « chaud » de la base du pylône.

La 5^e couronne n'est pas complètement isolée comme l'indique la figure 5.2A. Les autres couronnes comportent deux isolateurs à fibres de verre par hauban (graphique B).

1. Télédiffusion de France.

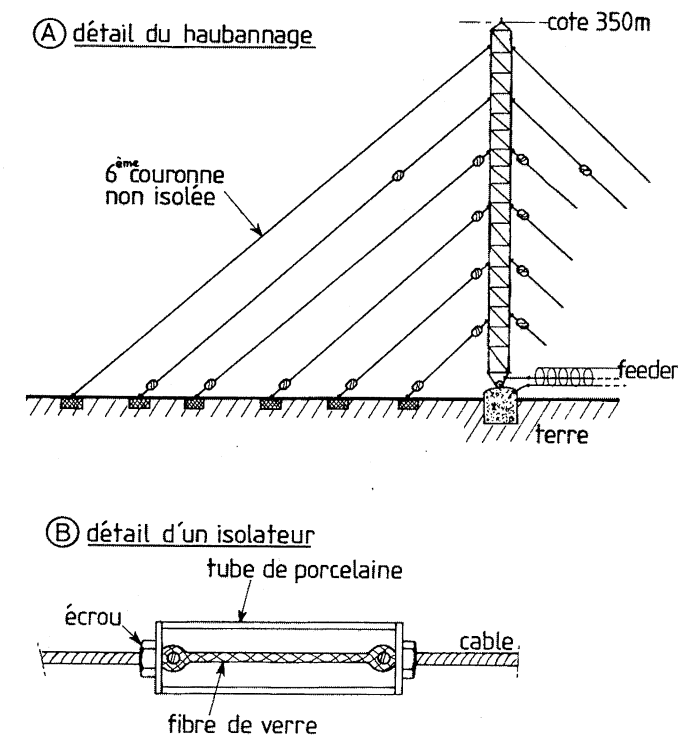


Figure 5.2 – Haubanage de l'émetteur d'Allouis et détail d'un isolateur à fibre de verre.

◆ Risques de foudre

Ils sont très grands dans certaines zones géographiques et l'on consulte toujours un géologue ou, au besoin, les gens du pays, sur les points sensibles à ce phénomène, avant d'ériger une antenne. Mais, même en ramenant le sommet à la terre, grâce à la couronne de haubans non isolés, la foudre peut tomber à mi-hauteur de l'antenne. En effet, pour des puissances importantes la tension superficielle est considérable ; le champ électrostatique est encore élevé à mi-hauteur de l'antenne. Des protections particulières sont donc prises tant au pied de l'antenne qu'au niveau de l'émetteur. Celui-ci dispose d'un système parafoudre à éclateur, d'un disjoncteur série, voire de fusibles amovibles bien que cette technique soit obsolète.

Au pied de l'antenne, juste au-dessous de la rotule, un plan concave sert de parapluie au-dessus du socle (figure 5.1B). On y ajoute des éclateurs à boules qui n'agissent pas pour la tension d'émission mais quand la foudre s'écoule le long du pylône (figure 5.3).

◆ Le feeder

Quand il s'agit de délivrer une puissance aussi élevée que 2 000 kW, le feeder ne peut pas être constitué d'un simple coaxial ou d'une ligne bifilaire à caractère symétrique (l'antenne est asymétrique !). Notons les courants et tensions maximales qui peuvent se présenter sur l'antenne de $100\,\Omega$ de résistance au pied : 140 A et 14 kV. Le fort courant peut créer une chute de tension inutile si le fil est trop fin ; la forte tension peut entraîner un arc si l'écartement du bifilaire est trop faible.

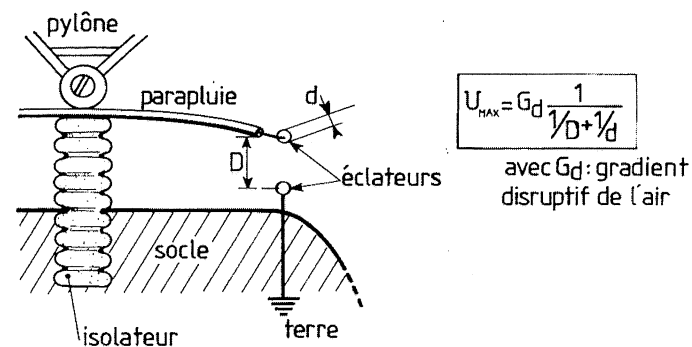


Figure 5.3 – Utilisation d'un éclateur pour dériver la foudre vers le sol.

On reconstitue une structure coaxiale en utilisant des cages de fils disposés concentriquement (figure 5.4).

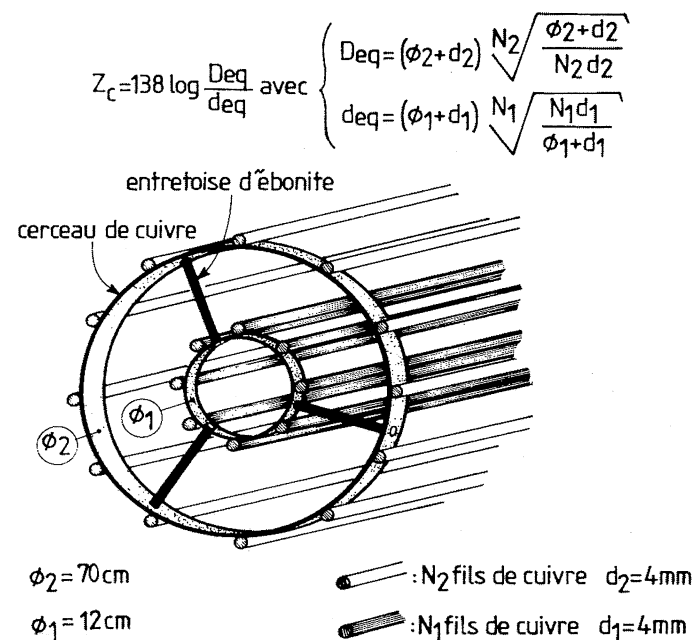


Figure 5.4 – Feeder coaxial composé de deux couronnes de fils de cuivre.
L'impédance caractéristique fait environ 125 Ω.
En pratique, on ramène à la terre l'armature extérieure.

Le principe repose sur l'imbrication parfaitement concentrique d'une cage de 10 fils de 4 mm dans une seconde cage de 12 fils de 4 mm disposés en couronne sur des disques en cuivre. Cette disposition très aérée **donc légère** remplace avantageusement un câble coaxial trop lourd et trop coûteux. Il faut, ici, souligner le fait que cette technologie se justifie à cause de la faible fréquence véhi-

culée. En effet, la profondeur de pénétration du cuivre est encore grande en dessous de 1 MHz et la résistance du conducteur s'avère faible, ce qui est souhaitable ici.

Les dimensions sont donc suffisamment larges pour que les pertes soient négligées : $\alpha \approx 0,14 \sqrt{f_{\text{(MHz)}}}$.

Soit : $\alpha = 0,14 \sqrt{0,164} \approx 0,0567$ dB/km (cas de France-Inter grandes ondes).

Quant à l'écartement de 6 cm environ séparant les armatures, il supporte une rigidité diélectrique de quelques dizaines de kV, même dans le cas d'une atmosphère très humide.

5.3 Impédance d'un pylône

Un pylône émetteur est rarement circulaire. Or, toutes les théories d'antenne considèrent que le paramètre essentiel est le rapport d/λ , d étant le diamètre d'un « brin » rayonnant. Une première transformation doit s'effectuer, à partir de la forme réelle de l'antenne, pour trouver le diamètre équivalent à la section carrée ou triangulaire du pylône (figure 5.5).

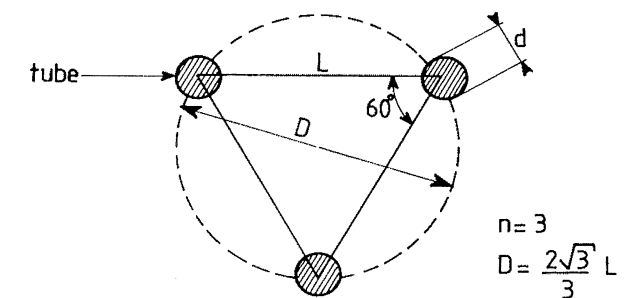


Figure 5.5 – Coupe d'un pylône triangulaire et relations trigonométriques y afférent.

On fait appel à une formule très utilisée dans le calcul des lignes :

$$D_{\text{équ.}} = D \sqrt[n]{\frac{nd}{D}}$$

avec :

- n = nombre d'arêtes du pylône
- d = diamètre des tubes des arêtes
- D = diamètre du cercle circonscrit

Comme la version triangulaire est la seule retenue désormais, on a $n = 3$. Après calcul de cette dimension on peut estimer l'impédance caractéristique du « brin » vertical :

$$Z_o = 60 \left(\log_e \frac{4h}{D_{\text{équ}}} - 1 \right)$$

Cette valeur entre dans une formulation déjà explicitée dans le chapitre 3, pour le dipôle :

$$Z_a = R_{a0} + j \left(X_{a0} - Z_o \cotg \frac{2\pi h}{\lambda} \right)$$

avec : R_{ao} défini par la courbe de la figure 3.6C et $X_{ao} = 42,5 \Omega$. Rappelons que cette impédance est celle du dipôle ; pour avoir celle du brin vertical, il faut diviser par deux la valeur trouvée, avec pour h la bonne hauteur de l'antenne.

En fait, cette estimation est assez approximative et les courbes de la figure 5.6 relevées expérimentalement ou par un calcul technologique sont davantage révélatrices du phénomène d'impédance variable en fonction de la hauteur, exprimée en rapport h/λ .

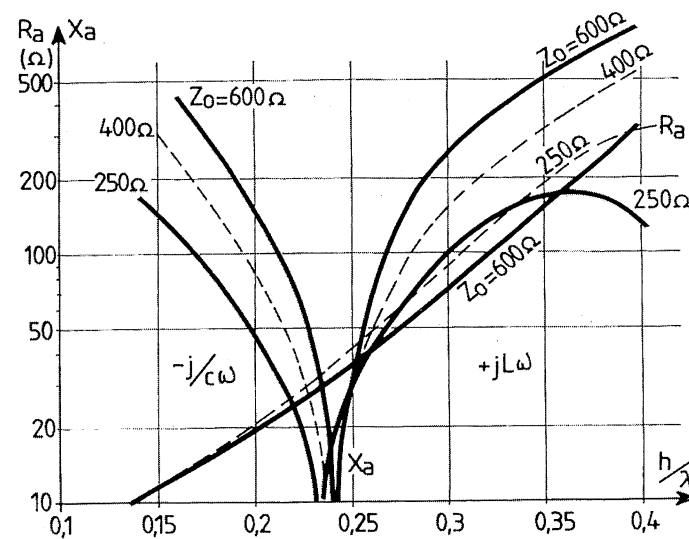


Figure 5.6 – Variation d'impédance d'un pylône $\lambda/4$ en fonction de sa hauteur relative et de l'impédance caractéristique du « brin » équivalent.

Exemple : nous allons évaluer les caractéristiques électriques d'un pylône $\lambda/4$ de 120 m de haut, constitué d'un empilage de tubes dont les montants latéraux font $L = 3$ m.

Le diamètre circonscrit fait : $D = \frac{2 \cdot \sqrt{3} \cdot 3}{3} = 3,464$ m ... et le diamètre équivalent est :

$$D_{\text{équ}} = 3,464 \cdot \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 0,2}{3,464}} = 1,93 \text{ m}$$

... avec des tubes de 20 cm de diamètre à chaque sommet du triangle isocèle.

L'impédance caractéristique du brin vertical se déduit de la relation :

$$Z_o = 60 \left(\log_e \frac{480}{1,93} - 1 \right) = 271 \Omega$$

Sur les courbes de la figure 5.6, il convient d'extrapoler avec, pour variable, le rapport h/λ . L'antenne étant prévue pour une fréquence de 575 kHz, cela donne un rapport h/λ de $120/521,74 = 0,23$.

Pour ce rapport et $Z_o = 271 \Omega$, on constate une absence quasi totale de la réactance mais une résistance de rayonnement de 30Ω .

Cette résistance est jugée trop faible pour réaliser un feeder « en cage » analogue à celui de la figure 5.4 ; aussi, si l'on conserve le projet d'un pylône de 120 m, il faut donc faire appel soit à un pylône de $\lambda/2$ de la hauteur¹ soit au principe de l'antenne à **jupe** qui accroît assez fortement la résistance apparente du pylône (voir plus loin).

5.4 Accord de l'antenne en pylône

L'estimation précédente est en fait orientée pour que la réactance globale soit nulle. Or, quand on calcule une antenne de cette dimension, on n'est jamais sûr que l'accord soit bien réalisé. Aussi, on est souvent amené à rajouter un ou plusieurs bras articulés (figure 5.7A) que l'on bascule plus ou moins vers le sol jusqu'à ce que le nœud de tension soit obtenu au pied de l'antenne. Une sorte de roue à rayons peut aussi être installée sur le sommet du pylône (figure 5.7B) ; les rayons peuvent aussi recevoir des plaques que l'on incline plus ou moins pour assurer l'accord de l'antenne.

Dans ce cas, il faut réduire au préalable la hauteur du pylône afin qu'elle soit capacitive. En effet, le bras articulé a pour fonction d'accroître la capacité apparente en haut de l'antenne ; ce qui rallonge artificiellement le « brin » vertical en hauteur. La disposition du bras articulé agit donc directement sur l'effet de capacité vis-à-vis du sol. Cette méthode, il faut bien l'admettre, est quelque peu surannée ; on lui préfère ainsi un système plus maniable, notamment dans les gammes d'ondes les plus basses. Il s'agit d'un dispositif variométrique à bobines imbriquées et qui tournent autour de leur axe de rotation (figure 5.8). Cette self variable s'accorde avec la réactance capacitive de l'antenne au pied même de celle-ci. Une limite en puissance est toutefois envisageable dans ce cas, car le variomètre ne peut être utilisé pour les émetteurs trop puissants.

5.5 Antenne repliée

Après mise au point d'un pylône, on aboutit à une résistance de rayonnement rarement plus élevée que 35Ω (figure 5.6) ; un transformateur d'impédance s'avère nécessaire pour « passer » à des valeurs plus compatibles avec les feeders usuels. Notre objectif est donc triple :

- la résistance de rayonnement des pylônes doit être plus élevée ;
- la réactance doit être nulle ;
- la structure métallique doit être ramenée au sol afin d'éviter que la foudre ne s'écoule vers l'émetteur.

Or, il existe un moyen très simple : la configuration en trombone (voir chapitre 3) que l'on adapte ici à la circonstance (figure 5.9).

Dressé verticalement au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant, le demi-trombone **réel** se reconstitue avec l'image virtuelle pour donner un champ électromagnétique analogue à celui que donnerait un trombone entier vertical. Toutefois, l'impédance offerte au feeder n'atteint que la

moitié de celle explicitée en fonction de $\frac{d_1}{d_2}$ par le graphique de la figure 3.19D. Évidemment,

comme le diamètre d_1 est celui **apparent** du pylône (voir précédemment) et que celui du fil suspendu d_2 apparaît nécessairement très faible, l'accroissement d'impédance sera considérable.

1. Cette technique isolée du sol est très sensible à la foudre à cause de la hauteur.

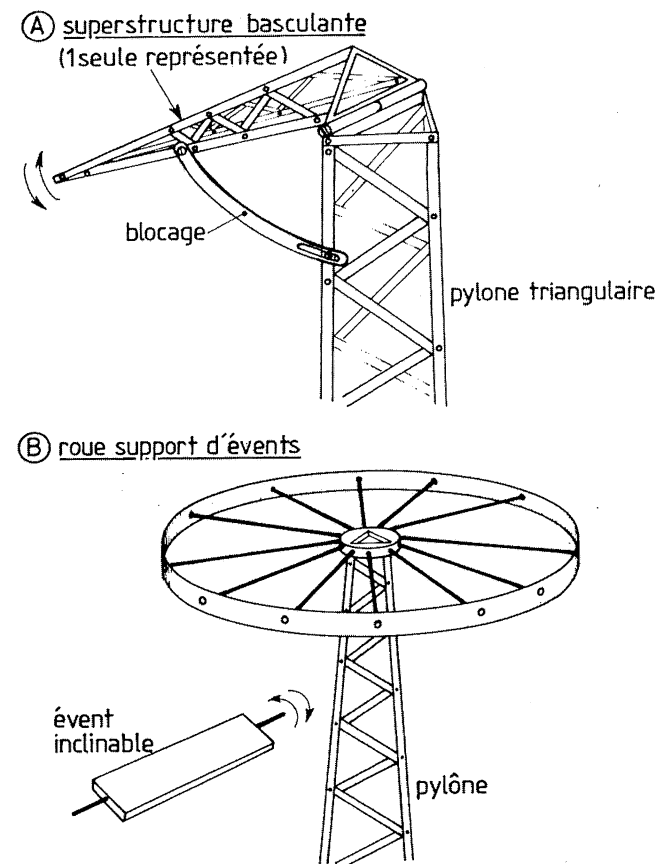


Figure 5.7 – Processus d'accord par variation de la capacité au sol du sommet du pylône $\lambda/4$.

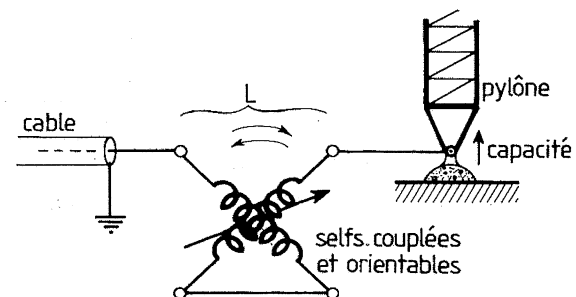


Figure 5.8 – Principe du variomètre.

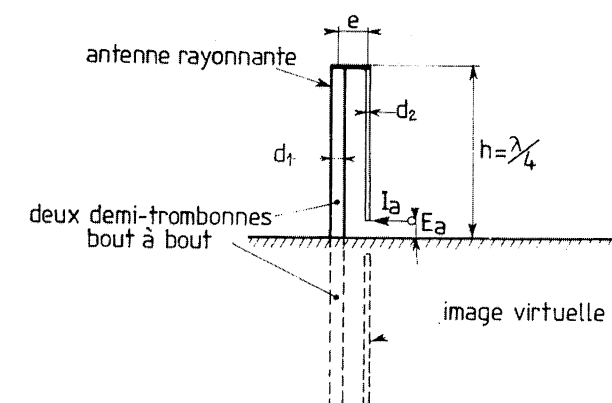


Figure 5.9 – Mise en évidence d'un demi-trombone dressé verticalement.

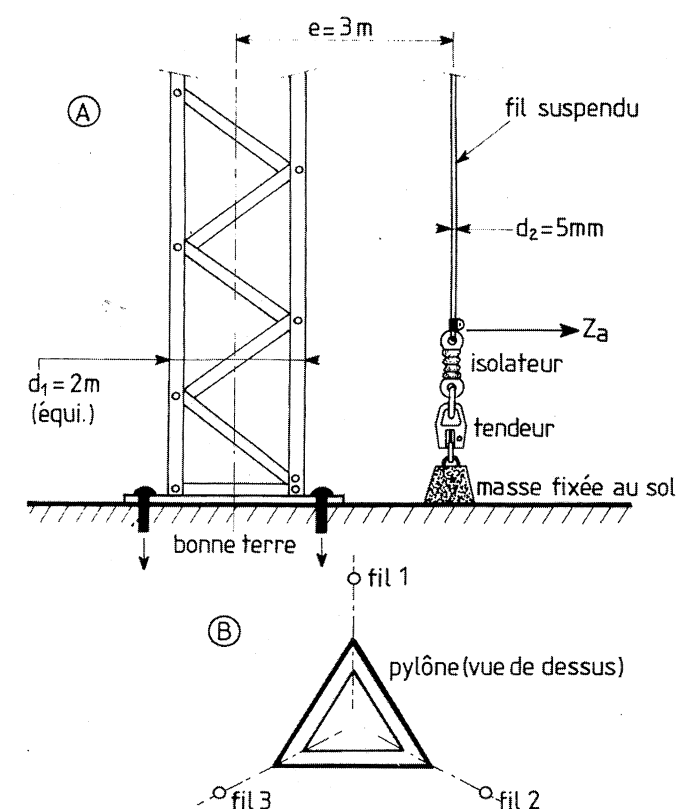


Figure 5.10 – Détail du pylône (A) à fils suspendus « demi-trombone » (antenne repliée) et disposition d'un brin replié à chaque arête du pylône (B).

Exemple : reprenons le pylône à section triangulaire de 3 m de côté. Nous avons vu que le diamètre apparent avoisinait 2 m. Le rapport des diamètres s'élève à : $\frac{d_1}{d_2} = \frac{2\,000}{5} = 400$, si nous adoptons un fil suspendu de 5 mm de diamètre (figure 5.10).

Le graphique de la figure 3.19D ne convient plus tout à fait et, même, la formule de l'accroissement :

$$K = \left(\frac{\log 4 \frac{e^2}{d_1 d_2}}{\log \frac{2e}{d_1}} \right)^2$$

... ne convient pas car le gros pylône « fait de l'ombre » au fil rayonnant d_2 . En appliquant la formule, on aboutit à $K \approx 56$.

Si le pylône fait, seul, une trentaine d'ohms, on voit que la résistance de rayonnement bondit théoriquement à 1 680 Ω . Dans la pratique il fait environ 1 200 Ω pour la raison citée plus haut.

Enfin pour éviter que le pylône « fasse de l'ombre » au brin replié, on peut en placer un à chaque arête du pylône (figure 5.10B). On pratiquera alors l'alimentation en parallèle au pied de chaque brin, à condition que les feeders d'accès possèdent des longueurs rigoureusement identiques, auquel cas la résistance de rayonnement fait :

$$R_o = \frac{1\,680}{3} = 560\,\Omega$$

... valeur réalisable facilement avec les feeders à cages de fils concentriques (voir ci-dessus).

5.6 Pylône rayonnant à jupe

Une telle adaptation d'impédance mérite qu'on s'y attarde quelque peu :

- plus il y a de fils suspendus ramenés en parallèle, moins la résistance de rayonnement résultante est grande ;
- entourant complètement le pylône, dans l'exemple d'antenne de la figure 5.11, les fils constituent une sorte de « jupe » qui favorise le rayonnement dans toutes les directions ;

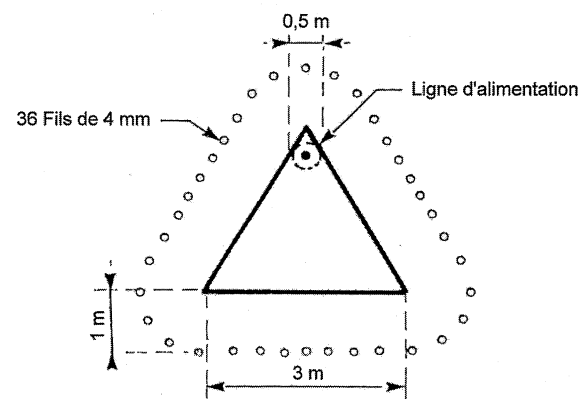


Figure 5.11 – Pylône à jupe de 36 fils de 4 mm tendus.

- une couronne conductrice ramène la base de la jupe au même potentiel pour assurer l'alimentation par le feeder ; une disposition interne au pylône est conseillée pour l'installation du feeder à cages concentriques, afin de répartir au mieux le courant d'alimentation aux différents fils de la jupe.

5.7 Alimentation intermédiaire

Plus l'antenne est haute, plus la portée de l'émetteur est lointaine. Dans la gamme PO où la longueur d'onde est encore assez courte, on dresse un pylône dont la hauteur fait moins de $\lambda/2$ ou de λ , de telle sorte que la réactance apparente soit aussi réduite que possible ($L/\lambda \leq 1$ ou 2, cas du doublet, figure 3.6).

Les fils qui entourent le pylône font aussi environ $\lambda/2$ ou, même, λ mais ils sont fractionnés en deux pour constituer des dipôles équilibrés en longueur. Dans ce cas, l'alimentation se fait à mi-hauteur (figure 5.12).

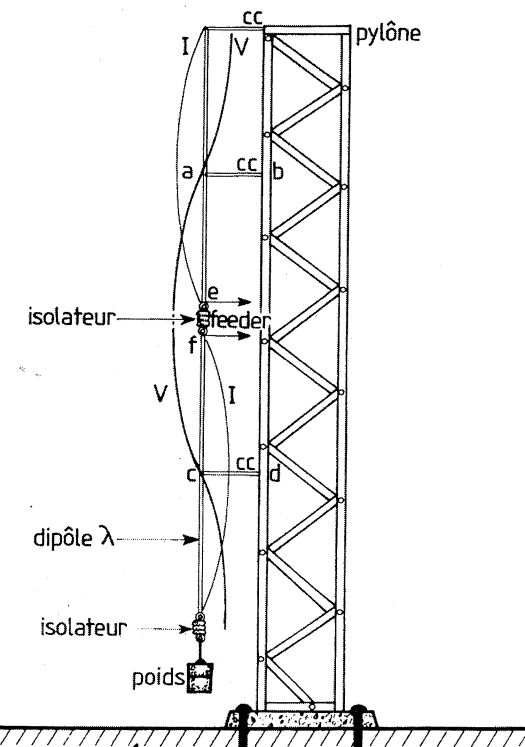


Figure 5.12 – Antenne alimentée en intermédiaire (ici pylône à jupe « onde entière »).

Il faut néanmoins faire plusieurs remarques :

- le brin inférieur étant plus près du sol présente une capacité plus grande ; il est donc déséquilibré par rapport au brin supérieur ;
- un dipôle de hauteur $\lambda/2$ ne possède pas une résistance de rayonnement suffisamment grande pour être mis en parallèle avec les autres dipôles placés en jupe autour du pylône ;

- l'alimentation par feeder bifilaire n'est pas aisée sur des couronnes qui placées aux niveaux e et f feront le tour du pylône ;
- il faut enfin prévoir quelques fixations afin que les fils suspendus ne se balancent pas trop au gré du vent. Tout conduit à utiliser une structure en λ car la répartition en tension montre des points où le potentiel s'annule, points a et c sur lesquels on peut fixer une barrette de court-circuit vers le pylône ramené au sol. Par ailleurs, avec un dipôle en λ , on recueille une résistance de rayonnement élevée : voir les courbes de la figure 5.13, dressées en fonction de l'impédance caractéristique Z_0 du diamètre équivalent au pylône et qui font suite au graphique

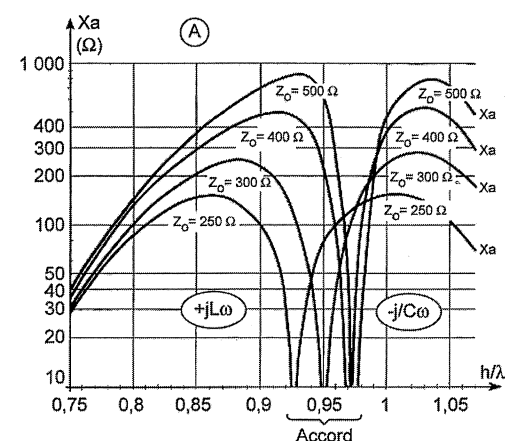


Figure 5.13A – Courbes de la réactance d'un pylône de hauteur proche de la longueur d'onde (estimation par excès).
Le paramètre Z_0 est l'impédance caractéristique du brin vertical équivalent.

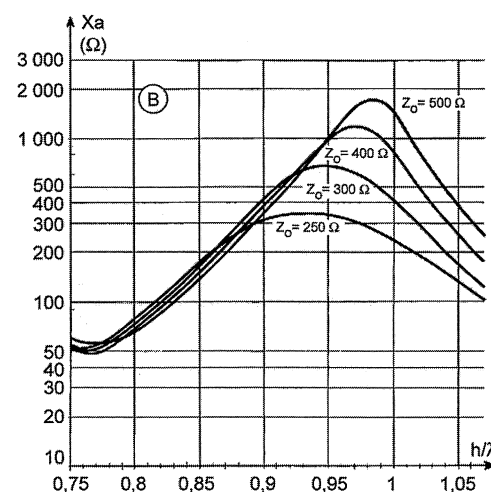


Figure 5.13B – Courbe de la résistance de rayonnement d'un pylône au voisinage de λ (évaluation approximative en PO).

de la figure 5.6, vu précédemment. Rappelons, par ailleurs, l'accroissement d'impédance apporté par la différence de diamètre entre le pylône et les fils suspendus (facteur multiplicateur K). On obtient donc une assez forte impédance ce qui autorise une jupe très fournie en conducteurs : voir l'exemple de la jupe à 36 fils de la figure 5.11, laquelle s'adresse à la réalisation que nous allons décrire.

5.8 Exemple de pylône « λ » : les antennes des émetteurs de Lille et de Bordeaux ($f_0 = 1\,377\text{ kHz}$)

La description en a été faite par M. Stéphane Lacharnay¹ dans le cadre d'une technologie ORTF datant de 1968 pour Lille et de 1978 pour Bordeaux Nérac².

Ces antennes comprenaient :

- a) un pylône de 202 m relié au sol (la longueur d'onde est de 218 m) ;
- b) une jupe de 36 fils verticaux, entourant complètement le pylône (figure 5.14), reliés au pylône à son sommet. Ces fils sont coupés vers leur milieu par des isolateurs. Ils sont reliés au pylône en divers points au niveau des plates-formes mentionnées ci-après, et isolés du sol au bas de la jupe. Ils sont d'autre part reliés entre eux par des conducteurs horizontaux pour assurer leur mise en parallèle du point de vue électrique (liaisons dites « équipotentielles ») ;
- c) quatre plates-formes (PI), situées sensiblement aux hauteurs suivantes :
 - 58 m, soit à un quart d'onde de la base,
 - 102 m juste en dessous des isolateurs du milieu,
 - 158 m, soit à un quart d'onde des isolateurs du milieu,
 - 201 m, sommet du pylône ;
- d) un court-circuit de jupe, entre les fils de la jupe et le pylône, à 50 m environ du sol, pouvant être déplacé facilement (CC 1) ;
- e) un réseau de terre, relié à la base du pylône ;
- f) un dispositif d'alimentation, constitué par une ligne asymétrique (type coaxial en fils), entrant dans le pylône par la base, et montant à l'intérieur du pylône jusqu'à la plate-forme PI3. L'attaque de la jupe se fait en un point intermédiaire.

Chaque niveau (plate-forme 1 à 4) comporte donc un court-circuit. Le bas de la jupe est complètement isolé du sol et le court-circuit variable CC 1 a été rajouté afin de conférer aux tronçons $\lambda/4$ inférieurs, une impédance selfique. Ceci a pour effet de contrebalancer l'effet capacitif dû à la proximité du sol et à améliorer le diagramme de rayonnement de l'antenne. L'alimentation n'a pas lieu exactement au bas des brins $\lambda/2$ supérieurs (ils sont tous – les 36 de la jupe – raccordés ensemble au point C), mais en un point intermédiaire C choisi expérimentalement pour adapter l'impédance de la jupe à un feeder coaxial qui monte à l'intérieur du pylône. Cette structure utilise comme âme centrale un tube plein ($Z_c \approx 200\ \Omega$).

Enfin, un bazooka accordable par le court-circuit CC 2 rattrape l'aspect capacitif de la prise C par une compensation selfique.

Une couronne de 3 haubans isolés placée à chaque plate-forme (PI 1 à 4) maintient très verticalement la tour de 202 m de haut.

1. Document TDF N° 1-83 « antennes pour la radiodiffusion » de Lacharnay, un n° spécial de la revue « Radiodiffusion-Télévision ».

2. Cet émetteur est maintenant modifié pour émettre sur 1 206 kHz.

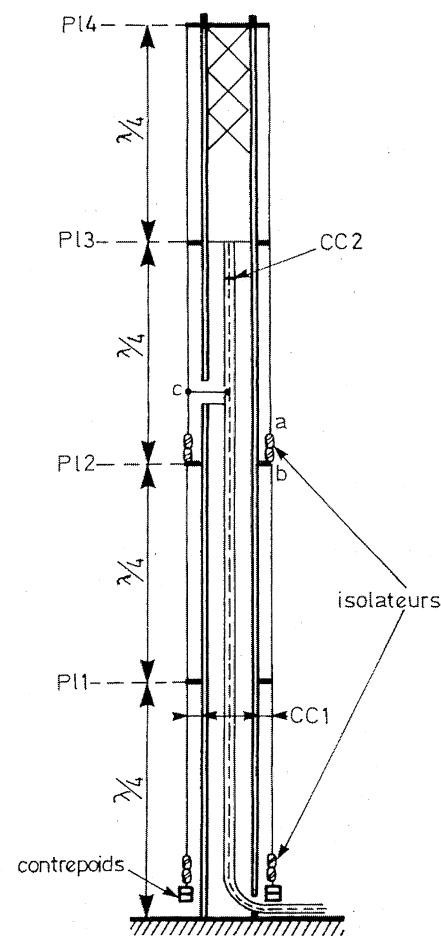


Figure 5.14 – Antenne des émetteurs de Lille et de Bordeaux accordés sur 1 377 kHz.

Chapitre 6

Le plan réfléchissant

Une liaison radioélectrique s'effectue généralement entre deux points géographiques précis : les antennes sont alors nécessairement **directives**. Cette notion de directivité suppose qu'on imagine un système qui **oriente** le champ émis par l'antenne d'émission dans la direction du collecteur d'ondes récepteur. Dans l'hypothèse où l'antenne possède à l'origine un rayonnement propre quasi-isotrope, le but poursuivi est de récupérer le champ qui s'échappe dans le sens opposé à la liaison et de le retourner dans la direction de celle-ci.

6.1 Notion d'image

Si nous imaginons, une région de l'espace que nous devons « éclairer » plus particulièrement, avec une source lumineuse ou, ce qui revient au même, par une antenne rayonnant une onde électromagnétique (EM), la première solution qui nous vient immédiatement à l'esprit est le « **miroir réflecteur** ». Une bougie placée devant une glace se comporte, pour un observateur placé devant le miroir, comme **deux** sources lumineuses (figure 6.1). La notion de récupération d'énergie paraît évidente, d'où, implicitement, celle de « gain » : l'observateur bénéficie d'un double éclairage, donc le gain est de 2 (3 dB en puissance 6 dB en intensité lumineuse, si le rendement de réflexion s'aligne à 100 %, ce qui est un cas absolument théorique !).

Pour revenir à l'antenne d'émission que l'on veut rendre directive, plaçons un dipôle $\lambda/2$ devant un plan réfléchissant situé à une distance l connue (figure 6.2). Le plan peut être plein ou constitué d'un grillage dont la maille est très faible devant la longueur d'onde ; des fils tendus dans le même sens que la polarisation de l'antenne conviennent également. On supposera, dans un premier temps, que les possibilités du réflecteur sont idéales et que l'onde réfléchie n'est pas atténuée.

En revanche, dans un miroir, la vision est inversée : ce qui est à droite sur l'objet réel se retrouve à gauche de l'image virtuelle ; l'onde réfléchie subit donc une inversion de phase ($\Delta\varphi = \pi$). On en tiendra toujours compte dans le calcul de propagation en phase de cette onde. La comparaison s'arrête là car les longueurs d'ondes s'avèrent très différentes. Pour le rayonnement $E_o M_o$, la distance l se révèle d'une importance primordiale car on va jouer sur elle pour associer en phase ou en opposition de phase l'onde directe et l'onde réfléchie.

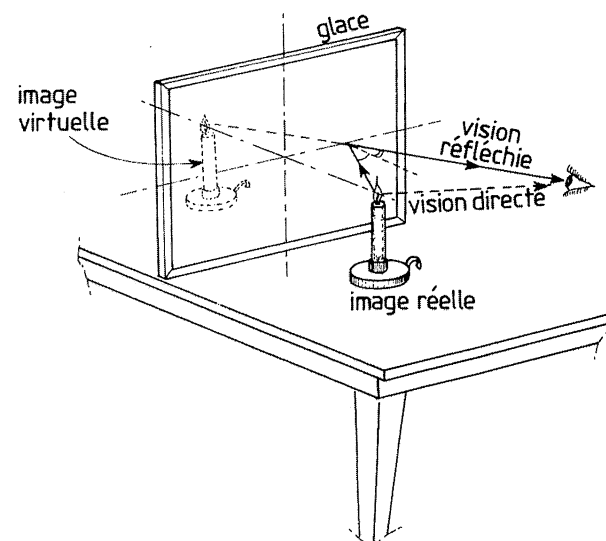


Figure 6.1 – Mise en évidence d'une source virtuelle au moyen d'un miroir placé devant une bougie.

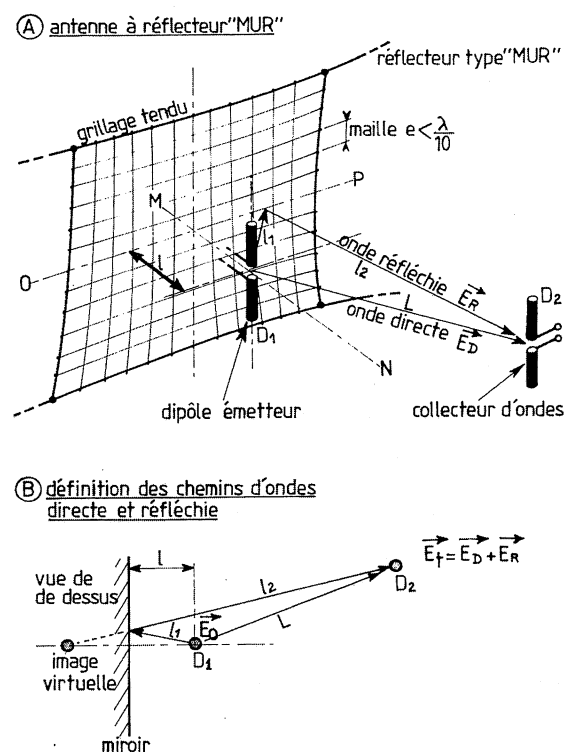


Figure 6.2 – Action d'un plan réfléchissant sur un dipôle placé verticalement.

Au lieu où est placé le collecteur d'ondes D_2 , arrivent deux champs EM qui n'ont pas parcouru le même chemin :

$$L_D = L$$

$$L_R = I_1 + I_2 = L + \Delta L$$

Pour l'onde réfléchie, on a l'impression que l'origine se trouve **derrière** le miroir, à égale distance de la bougie ou de l'antenne D_1 , ce qui justifie l'existence d'une « image virtuelle ».

6.2 Différence de marche de phase

Au niveau du collecteur d'ondes D_2 apparaît la composition :

$$\vec{E}_t = \vec{E}_D + \vec{E}_R \quad (1)$$

Chacun de ces champs présente une amplitude et une phase qui dépend des longueurs L_D et L_R . Pour les définir, il faut recourir à une des équations de Maxwell (figure 6.3A). L'amplitude décroît selon une loi mathématique bien connue : celle de l'hyperbole. Cela signifie que le champ E_D diminue de moitié chaque fois que la distance L double. La formule fait appel à la **force cymomotrice** (f.c.m.) qui dépend du courant d'alimentation d'antenne I_0 et de sa longueur h . Pour un dipôle, la f.c.m. prend la valeur : $E_0 = 30\pi I_0$ si $h = \lambda/2$.

La phase tourne en fonction de la distance et se compose à partir de $\varphi = 2\pi \frac{L}{\lambda}$.

Toutefois, pour montrer la périodicité de cette loi, il semble préférable de calculer l'écart de phase par rapport à une valeur absolue quelconque (par exemple à une distance L_0 multiple de la longueur d'onde).

L'expression exponentielle se décompose en sinus/cosinus liés par l'imaginaire j ; cela signifie que le vecteur champ \vec{E}_D prend du retard en fonction de la distance et diminue en même temps d'amplitude. Dans un cercle trigonométrique, il décrit donc une ellipse (figure 6.3C).

Quant à la phase relative, déduite de $2\pi \frac{\Delta L}{\lambda}$, elle se reproduit égale à elle-même pour $\frac{\Delta L}{\lambda} = 1, 2, 3 \dots N$ compris dans les entiers jusqu'à l'infini.

Pour composer la somme $\vec{E}_D + \vec{E}_R$ il faut donc connaître leur phase respective ; pour l'onde directe, on a :

$$\varphi_D = \frac{2\pi L_D}{\lambda} \quad (2)$$

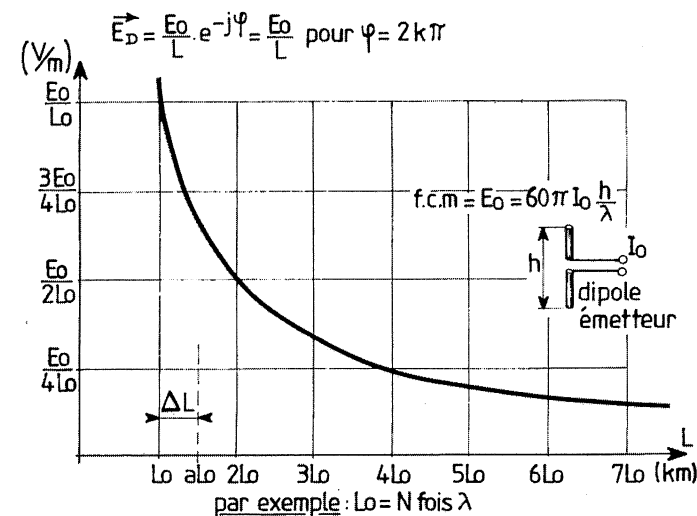
Pour l'onde réfléchie qui parcourt un chemin plus long de ΔL et qui subit une inversion de phase π due à la réflexion sur le plan, nous avons :

$$\varphi_R = \frac{2\pi(L_D + \Delta L)}{\lambda} + \pi \quad (3)$$

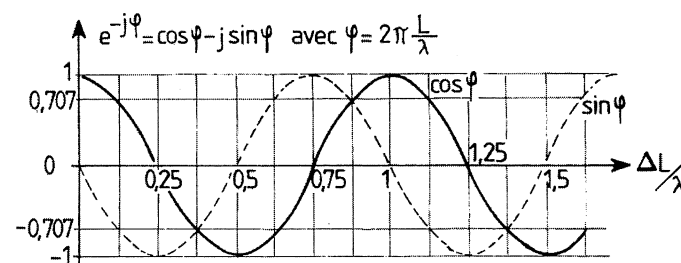
Que l'on peut écrire autrement :

$$\varphi_R = \varphi_D + \Delta\varphi$$

(A) amplitude



(B) phase relative



(C) retard

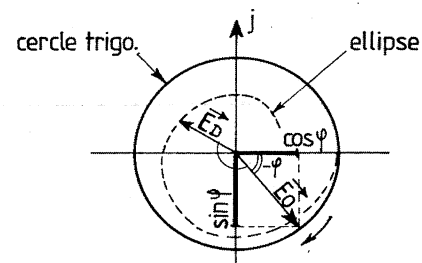


Figure 6.3 - Analyse mathématique de la propagation en espace libre (équation de Maxwell).

avec :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} + \pi$$

... la différence de marche de phase. L'écart ΔL est en effet générateur d'un déphasage qui donne des valeurs différentes aux composantes « sinus-cosinus » équivalentes à l'exponentielle $e^{-j\varphi}$ de l'équation de Maxwell (figure 6.3).

6.3 Association de champs déphasés

À l'endroit du collecteur d'ondes nous recueillons deux champs dont les amplitudes propres sont très voisines dès lors que la distance à l'antenne d'émission est importante. Il est en effet acquis que la distance l du dipôle D_1 au « mur » réflecteur est du domaine de la longueur d'onde. L_R et L_D sont en général beaucoup plus élevés.

Dans ces conditions, les amplitudes maximales des ondes sont très voisines :

$$\frac{E_0}{L_D} \# \frac{E_0}{L_D + \Delta L}$$

car $\Delta L \leq L_D$

Par conséquent, en associant les champs \vec{E}_R et \vec{E}_D , il apparaît des termes communs (voir appendice III) que l'on regroupe pour donner le champ total :

$$\vec{E}_t = \vec{E}_D (1 + e^{-j\Delta\varphi})$$

Nous pouvons encore modifier cette relation en remplaçant $\Delta\varphi$ par sa valeur équivalente, en n'oubliant pas que tout ce qui participe à une puissance correspond à un produit de termes :

$$e^{-j\Delta\varphi} = e^{-j\pi} \cdot e^{-j2\pi\Delta L/\lambda}$$

Comme $e^{-j\pi} = \cos\pi - j\sin\pi = -1$, nous avons l'équivalence :

$$e^{-j\Delta\varphi} = -e^{-j2\pi\Delta L/\lambda}$$

et :

$$\vec{E}_t = \vec{E}_D (1 - e^{-j2\pi\Delta L/\lambda}) \quad (4)$$

Pour appliquer cette relation, il suffit maintenant de recourir aux courbes de la figure 6.3B :

$$\text{si } \frac{\Delta L}{\lambda} = 0, 1, 2, \dots$$

Nous avons évidemment :

$$\begin{cases} \sin \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} = 0 \\ \cos \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} = 1 \end{cases}$$

... et \vec{E}_t s'annule...

Par contre, quand $\frac{\Delta L}{\lambda} = 0,5, 1,5, \dots$ le sinus est toujours nul mais le cosinus est égal à -1 .

Dans ce cas :

$$\vec{E}_t = 2\vec{E}_D$$

Le gain est bien égal à 2.

Cette propriété est utilisée pour rayonner le champ dans une direction précise : celle où se situe le collecteur d'ondes.

Dans le cas concret d'une antenne directrice et orientable, la direction du champ est choisie généralement perpendiculaire au plan du réflecteur.

6.4 Composition donnant un diagramme rond orienté vers l'avant

Nous allons supposer que le but recherché est d'orienter le champ dans la direction perpendiculaire au plan du réflecteur. Ensuite, nous allons admettre que le point où est situé le collecteur d'ondes est placé très loin du dipôle émetteur, de telle sorte que les ondes directe et réfléchie sont sensiblement parallèles, pour un angle α donné (figure 6.4).

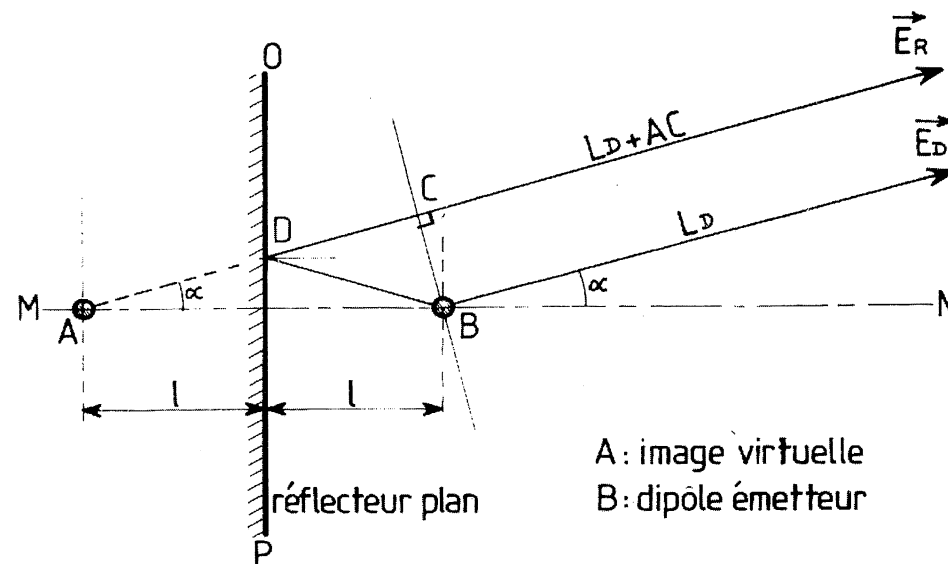


Figure 6.4 – Composition idéale où le point où la réception s'opère est rejeté à l'infini (ou très loin...) de telle sorte que les ondes soient parallèles.

De la normale BC, les ondes s'éloignent de conserve et la distance au lieu de la réception est la même L_D . Mais, si l'on prend pour référence, l'antenne virtuelle A, la différence de marche s'élève :

$$AC = 2l \cos \alpha$$

En conséquence, les variables sont devenues l et α .

Dans le cas qui nous préoccupe nous allons rechercher la longueur l qui permet d'avoir une addition en phase dans l'axe MN perpendiculaire au plan réflecteur OP .

Ici $\cos \alpha = 1$ car $\alpha = 0$. Appliquons l'équation (4) dans laquelle nous avons $\Delta L = AC = 2l$.

Si nous voulons avoir un champ maximal dans l'axe MN , il faut rendre égale à -1 l'exponentielle dans la formule (4), c'est-à-dire faire en sorte que $\frac{\Delta L}{\lambda} = 0,5-1,5-2,5\dots$, ou encore (figure 6.3B) :

$$\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} = (2k-1)\pi$$

avec $k = 1, 2, 3\dots$

En retournant la formule, il vient $l = (2k-1)\frac{\lambda}{4}$ (5).

Conclusion : en plaçant le dipôle D_1 à $\lambda/4$ du plan réfléchissant, le champ résultant est maximal vers l'avant. Le diagramme de rayonnement s'obtient à partir de la relation (4) dans laquelle on introduit la convention précédente (5). Dans ce cas, il faut réintroduire l'angle α

$$\vec{E}_t = \vec{E}_D (1 - e^{-j\pi \cos \alpha}) \quad (6)$$

... formule que l'on représentera sous forme d'un tableau de variation dressé en fonction de α (voir tableau 6.1). On y parvient en remplaçant l'exponentielle par les sinus/cosinus de la figure 6.3B et en prenant la valeur absolue du rapport E_t/E_D . On aboutit ainsi au contour de la figure 6.5 qui représente le diagramme de directivité recherché, à savoir : un diagramme « rond » légèrement aplati. Cette configuration est théorique et strictement valable dans le plan perpendiculaire à celui du dipôle, confondu avec son plan médian.

Tableau 6.1 – Diagramme de rayonnement « rond ».

| $l = \frac{\lambda}{4}$ | $\frac{E_t}{E_D} = \sqrt{(1 - \cos \Delta\varphi)^2 + \sin^2 \Delta\varphi}$ avec $\Delta\varphi = \pi \cos \alpha$ | | | |
|-------------------------|---|----------------------|----------------------|-------------------|
| α | $\cos \alpha$ | $\cos \Delta\varphi$ | $\sin \Delta\varphi$ | $\frac{E_t}{E_D}$ |
| 0 | 1 | -1 | 0 | 2 |
| $\pm 10^\circ$ | 0,985 | -0,9988 | 0,0477 | 1,999 |
| $\pm 20^\circ$ | 0,94 | -0,9821 | 0,1883 | 1,99 |
| $\pm 30^\circ$ | 0,866 | -0,9127 | 0,408 | 1,956 |
| $\pm 40^\circ$ | 0,766 | -0,7418 | 0,6705 | 1,866 |
| $\pm 50^\circ$ | 0,6427 | -0,4337 | 0,901 | 1,6933 |
| $\pm 60^\circ$ | 0,5 | 0 | 1 | 1,414 |
| $\pm 70^\circ$ | 0,342 | 0,4762 | 0,8793 | 1,023 |
| $\pm 80^\circ$ | 0,17365 | 0,85485 | 0,51887 | 0,5399 |
| $\pm 90^\circ$ | 0 | 1 | 0 | 0 |
| $\alpha > 90^\circ$ | - | - | - | RIEN |

Dans l'espace, il faut ajouter à ce diagramme le propre diagramme du dipôle $\lambda/2$, lui-même légèrement aplati. Il faut aussi signaler que la position du dipôle D_1 est arbitraire dans la figure 6.5. Dans la pratique, sa place réelle serait située à l'intérieur du diagramme. Le réflecteur suit évidemment le décalage.

Par rapport au dipôle $\lambda/2$, on a donc un gain de 2 soit 6 dB ; mais, par rapport à une antenne ponctuelle omnidirectionnelle, le gain du dipôle étant déjà de 1,64, le gain global avoisine donc 3,28 soit 10,3 dB. Ce résultat est jugé très intéressant par les fabricants d'antennes.

dipôle vertical (plan horizontal)

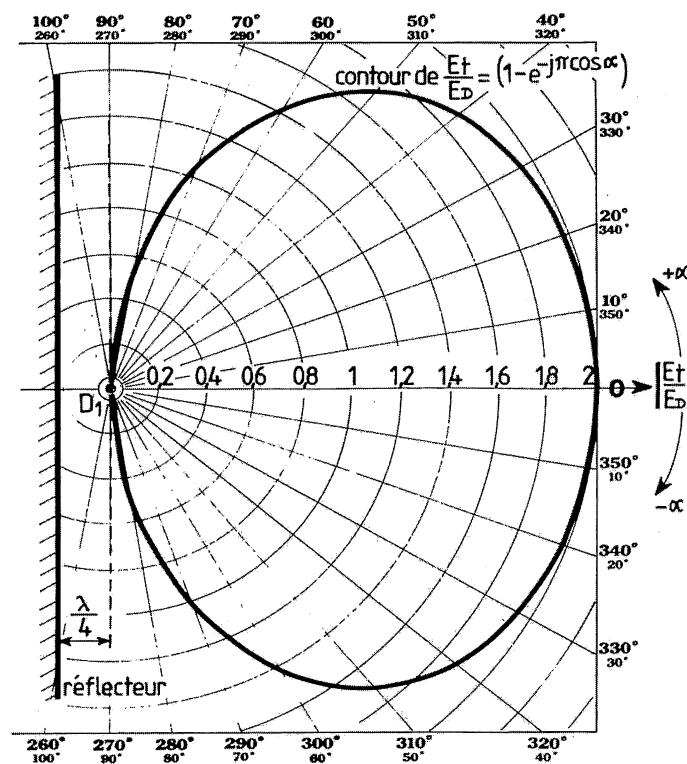


Figure 6.5 – Diagramme de rayonnement théorique d'un dipôle vertical placé à $\lambda/4$ d'un réflecteur type « mur ». Le gain est compté par rapport au dipôle $\lambda/2$. Les positions du dipôle et du réflecteur sont ici arbitrairement placées par rapport au diagramme.

6.5 Composition donnant un diagramme plat orienté vers les côtés

En d'autres termes, il convient de rechercher ici un diagramme qui néglige la direction perpendiculaire au plan réflecteur, ce, au profit des directions latérales.

Comme il y a, dans ce cas, deux variables en présence : l et $\cos\alpha$, il convient d'imaginer un compromis car toutes les combinaisons sont possibles. La démarche la plus logique consiste à prendre l comme paramètre et α comme variable.

Parmi toutes les combinaisons possibles considérons le cas où $l = \lambda/2$. L'écart AC de la figure 6.4 prend la valeur : $AC = \lambda \cos\alpha$.

... et la formule (4) devient :

$$\vec{E}_t = \vec{E}_D (1 - e^{-j2\pi \cos\alpha}) \quad (7)$$

Un tel compromis donne $E_t = 0$ pour $\alpha = 0$; mais dans la réalité, le réflecteur n'étant pas parfait, nous verrons que l'annulation n'a pas lieu et que le champ passe par un minimum.

Tableau 6.2 – Diagramme de rayonnement « plat ».

| $l = \frac{\lambda}{2}$ | $\frac{E_t}{E_D} = \sqrt{(1 - \cos\Delta\phi)^2 + \sin^2\Delta\phi}$ avec $\Delta\phi = \pi \cos\alpha$ | | | |
|-------------------------|---|------------------|------------------|-------------------|
| α | $\cos\alpha$ | $\cos\Delta\phi$ | $\sin\Delta\phi$ | $\frac{E_t}{E_D}$ |
| 0 | 1 | 1 | 0 | 0 |
| $\pm 10^\circ$ | 0,985 | 0,9954 | -0,0953 | 0,09531 |
| $\pm 20^\circ$ | 0,94 | 0,929 | -0,37 | 0,3766 |
| $\pm 30^\circ$ | 0,866 | 0,666 | -0,7458 | 0,8171 |
| $\pm 40^\circ$ | 0,766 | 0,1006 | -0,995 | 1,341 |
| $\pm 50^\circ$ | 0,6427 | -0,6238 | -0,78156 | 1,802 |
| $\pm 60^\circ$ | 0,5 | -1 | 0 | 2 |
| $\pm 70^\circ$ | 0,342 | -0,5465 | 0,83746 | 1,7587 |
| $\pm 80^\circ$ | 0,17365 | 0,4615 | 0,88712 | 1,0377 |
| $\pm 90^\circ$ | 0 | 1 | 0 | 0 |
| $\alpha > 90^\circ$ | - | - | - | RIEN |

Le calcul théorique du rapport E_t/E_D est développé par le tableau 6.2 à partir des conventions évoquées dans le paragraphe précédent.

Pour $\alpha = \pm 60^\circ$, le champ est maximum et le diagramme s'articule autour de deux directions sous forme de deux lobes (figure 6.6). Comme nous l'avons évoqué plus haut, le champ ne s'annule pas tout à fait dans l'axe MN mais passe par un minimum qui dépend de l'état de surface du réflecteur et de la distance l .

Là encore, dans la représentation théorique du diagramme de rayonnement, les positions du dipôle et du réflecteur sont arbitrairement fixées. Dans la réalité, le dipôle est à l'intérieur du diagramme.

Ce type d'antenne est en général utilisé pour arroser une vallée parallèle au plan du réflecteur. En ajustant la position du dipôle par rapport au réflecteur on déforme le diagramme de rayonnement jusqu'à ce que la couverture prévue pour le territoire soit correctement obtenue.

En augmentant l'écart l , on pourrait ainsi réaliser des diagrammes à plusieurs lobes, répondant à la nécessité du terrain. De même, en faisant évoluer la distance l entre $\lambda/4$ et $\lambda/2$, on passe insensiblement d'un diagramme quasi-circulaire (figure 6.5) à une forme plus étalée (figure 6.6). L'étude d'un diagramme particulier s'effectue par ordinateur (voir plus loin) ; mais, après réalisation, la présence des accidents de terrain peut obliger à des mises au point, sinon très approfondies, souvent déterminantes dans le détail pour une bonne couverture de la région concernée.

6.6 Antenne « panneau » grand public

Dans le domaine des ondes courtes, il est couramment utilisé des associations de dipôles placés à $\lambda/4$ d'un réflecteur type « mur » (voir chapitre 2). Le réflecteur est un grillage (figure 6.1). Mais c'est surtout en télévision que le plan réflecteur trouve son plein emploi sous la forme d'antennes « panneaux » regroupant plusieurs dipôles, disposés à égales distances et reliés par des lignes bifilaires croisées (figure 6.7A), ce, afin de mettre en phase les tensions induites dans les dipôles. Dans l'exemple de la figure 6.7B, les dipôles utilisés sont des structures « éventails » réputées pour leur largeur de bande importante et leur impédance équivalente élevée (voir chapitre 3).

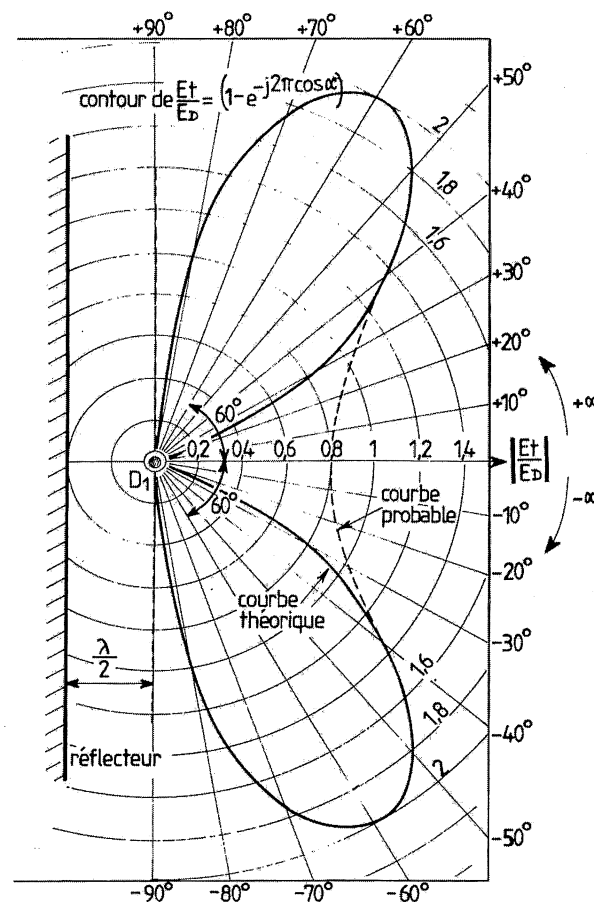


Figure 6.6 – Diagramme de rayonnement d'une antenne dont le panneau réflecteur est à $\lambda/2$ du dipôle vertical. En pratique, il peut se présenter sous la forme d'un haricot. Les positions du dipôle et du réflecteur sont arbitrairement placées vis-à-vis du diagramme.

C'est ce dernier aspect qui autorise la mise en parallèle des dipôles tout en obtenant une valeur globale équivalente de 60Ω environ, symétriseur compris. Le but recherché est un bon gain « avant » : il se révèle important, puisqu'il atteint 12 dB, en moyenne, par rapport au doublet $\lambda/2$, ou 16,3 dB, par rapport à l'isotropique (figure 6.8A). On peut remarquer que le gain reste sensiblement constant dans toute la bande UHF et que le taux d'ondes stationnaires reste valable – c'est-à-dire inférieur à 2 – dans la majeure partie de cette bande : voir les courbes décalées du côté des fréquences hautes ou basses selon la nature du symétriseur imprimé (figure 6.8B).

Cet équipement est placé dans le boîtier central où l'on connecte le câble de descente ; il s'agit d'un circuit imprimé muni d'une boucle qui ramène une des deux tiges de la ligne à l'âme du câble, ce, en minimisant la désadaptation capacitive de la tresse vis-à-vis du sol (figure 6.9). L'étude d'un tel dispositif est délicate et s'apparente à la technologie des microstructures imprimées. En fait, la bonne solution est celle du meilleur compromis dans un cas pratique concret où la fréquence reste le maître d'œuvre.

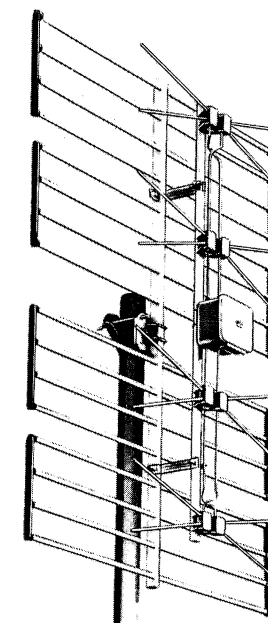


Figure 6.7A – Antenne WISI EE04 pour la bande UHF IV et V.

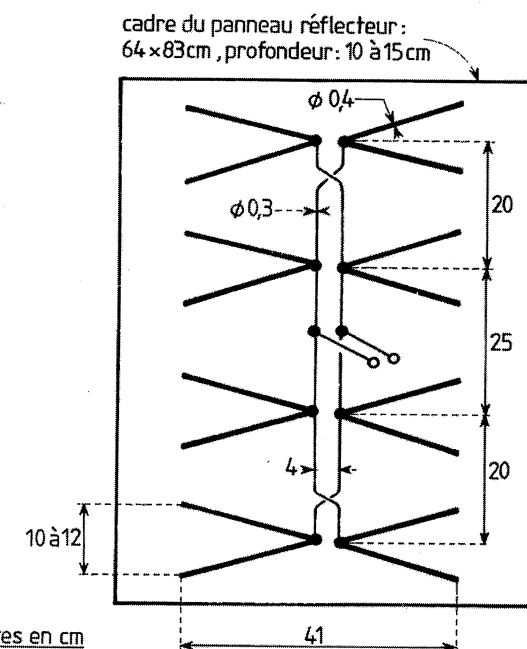


Figure 6.7B – Dimensions de l'antenne « panneau » WISI courant avec 4 dipôles « éventails » toute la bande UHF.

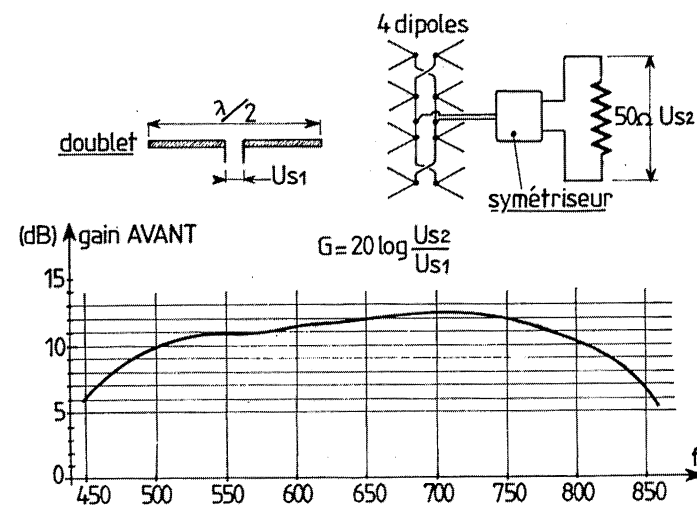


Figure 6.8A – Courbe du gain « avant »
par rapport au doublet $\lambda/2$ de l'antenne complète munie de son symétriseur.

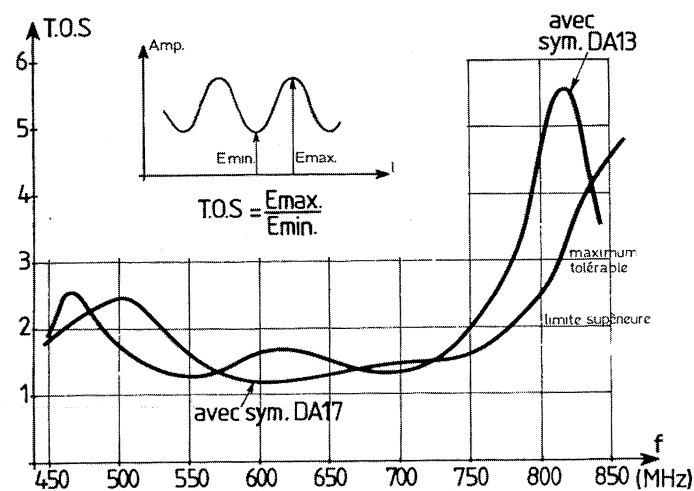


Figure 6.8B – Courbe des TOS moyens relevés dans un câble 50 Ω
terminé par l'antenne WISI EE04 munie de son symétriseur DA13 ou DA17.

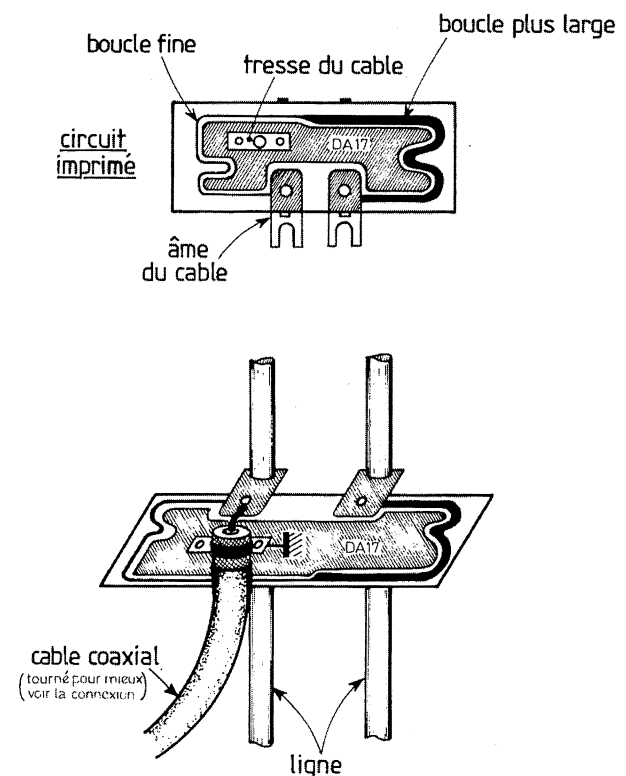


Figure 6.9 – Constitution d'un symétriseur à boucle imprimée.
La plaque centrale est reliée à la tresse du câble.

Une remarque particulière doit être formulée à propos de la distance du plan réflecteur : elle est, ici, inférieure à $\lambda/4$. La cause en est double : tout d'abord, pour des problèmes de tenue au vent, le réflecteur est très ajouré, puisque constitué de profilés d'aluminium parallèles ; ensuite, on recherche un diagramme de rayonnement d'ouverture à -3 dB réduite à $\pm 30^\circ$ (figure 6.10).

La distance est donc ajustée pour que le gain soit maximum, **les quatre dipôles « éventails » étant reliés par la ligne** et pour un réflecteur imparfait mais léger et perméable au vent (ce qui est voulu par Wisi). On aboutit, comme l'a démontré Yagi, à un écart « plan réflecteur/dipôle » plus court (voir chapitre 7).

Par ailleurs, on ne perd pas de vue que le diagramme de rayonnement doit concilier un lobe « avant » pointu (c'est-à-dire très directif...) **avec une absence de lobes arrières**. La figure 6.10 résulte du bon compromis dans le plan horizontal ; des essais montreraient que le diagramme est moins bon dans le plan vertical mais, en fait, l'antenne n'est pas prévue pour cela. Les lobes « arrière » résiduels ne sont pas négligeables : ils révèlent des affaiblissements, en rapport de tensions induites, de 15 à 20 dB seulement. Ceci est un point faible courant avec les antennes TV pour grand public.

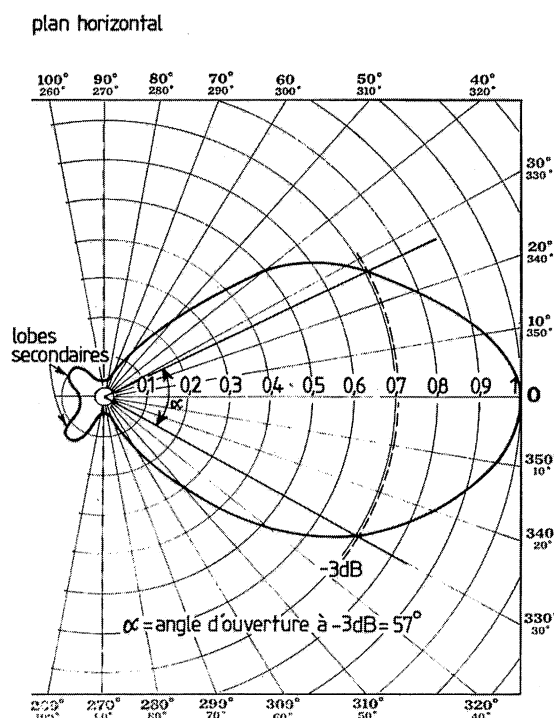


Figure 6.10 – Diagramme de directivité d'une antenne « panneau » WISI à 4 collecteurs d'ondes superposés (dipôles en éventail).

6.7 Antenne « panneau » d'émission

Afin de minimiser les pertes, il est conseillé de faire appel à des dipôles de gros diamètre. Malgré cela, les puissances que doivent rayonner les émetteurs étant parfois très élevées (quelques dizaines de kilowatts...), on les associe par panneaux superposés autour d'un pylône autoporteur.

Pour les réémetteurs TV de puissance plus faible, on peut se contenter par exemple d'un double dipôle monté sur son panneau (figure 6.11) et disposé en carré à $\lambda/4$ d'un pylône à 4 côtés (figure 6.12). Bien que le diagramme de rayonnement d'un panneau soit relativement homogène, l'association des quatre panneaux disposés en carré détermine un champ global à contour présentant quelques irrégularités (± 2 dB en puissance). Si l'on utilisait un pylône à section triangulaire, le diagramme de rayonnement serait encore plus perturbé car trois dipôles droits ne peuvent arroser une surface circulaire.

Rohde et Schwarz préconisent pour cette structure, un dipôle à brins inclinés à 120° (figure 6.13A), légèrement plus longs que ceux du dipôle droit correspondant (B).

Le diagramme de rayonnement obtenu avec une implantation triangulaire à 3 dipôles se révèle étonnamment régulier : $\pm 0,5$ dB d'après Ludwig Moll¹ (figure 6.14). On perçoit facilement l'inté-

1. Ingénieur, rédacteur d'une étude sur le dipôle à brins inclinés parue dans la revue « Actualités de Rhode et Schwarz ».

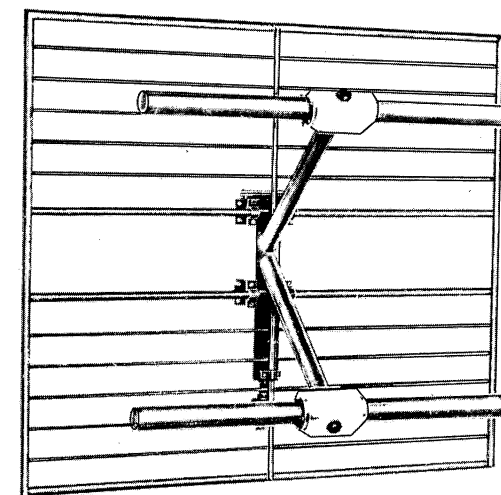
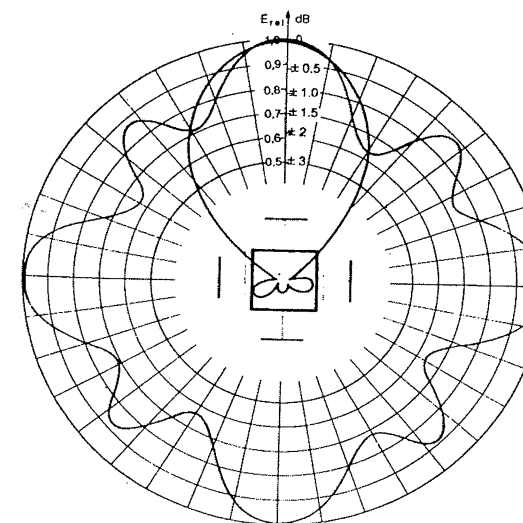


Figure 6.11 – Panneau de deux dipôles « bande III » HA 87 Rohde et Schwarz.



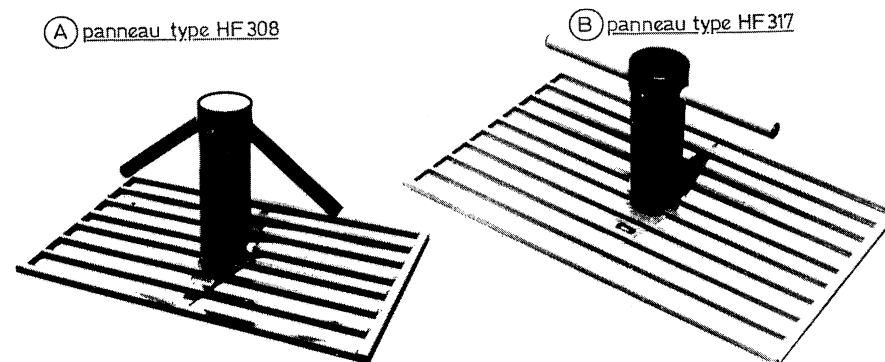


Figure 6.13 – Antenne panneau Rohde et Schwarz à dipôle à brins inclinés à 120° (A), légèrement plus longs que ceux du dipôle droit correspondant (B).

Chez Rohde et Schwarz, avec les instruments très performants qu'ils fabriquent, le diagramme peut être **prévu** sur ordinateur (figure 6.15) : le diagramme de gauche est vérifié par l'essai de la figure 6.14. Cette performance s'adresse à un émetteur précis : celui du Feldberg, Taunus, Allemagne. Avec cette structure triangulaire (figure 6.16), la prise au vent se révèle bien moins grande que celle d'une tour autour de laquelle on dispose des panneaux à dipôles (voir médaillon).

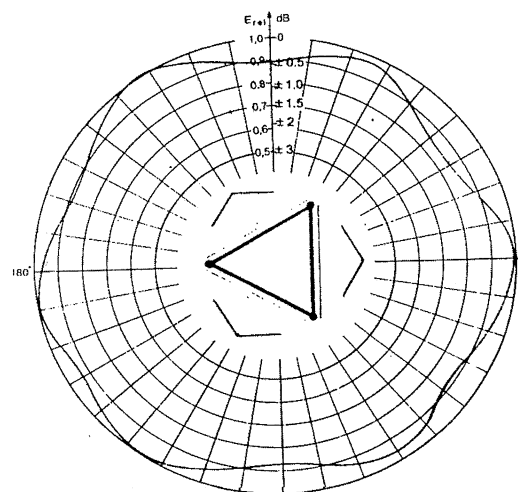


Figure 6.14 – Diagramme de rayonnement obtenu avec 3 dipôles à brins inclinés à 120° montés sur un pylône à section triangulaire (d'après Rohde et Schwarz).

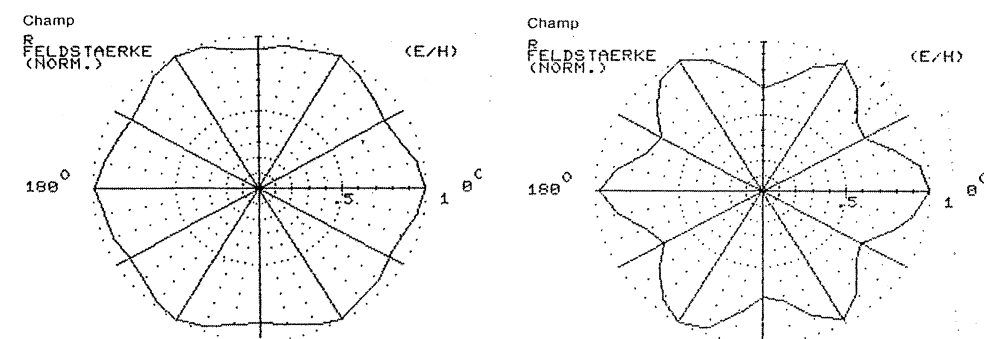


Figure 6.15 – Diagramme de rayonnement omnidirectif calculé à l'aide du contrôleur de processus PUC (Rohde et Schwarz) pour un système d'antennes constitué par trois panneaux directifs HF 305 avec (à gauche) et sans (à droite) prise en compte de la variation de phase propre des éléments rayonnants.

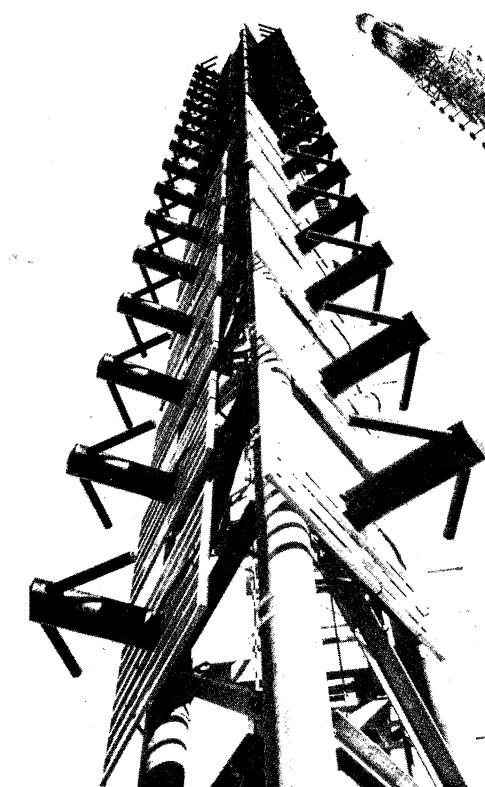


Figure 6.16 – Pylône de l'émetteur TV du Feldberg à Taunus (RFA) utilisant une structure triangulaire à dipôles à brins inclinés. En médaillon, une tour avec des panneaux disposés en carré (Hambourg, RFA).

6.8 Panneau « onde entière »

La composition « dipôle $\lambda/2$ - panneau réflecteur à $\lambda/4$ » révèle une vulnérabilité à la foudre si les brins du dipôle sont isolés de la terre.

Pour les réémetteurs à gestion télécommandée et disposition dans les zones fréquemment foudroyées, il peut être proposé une antenne « onde entière », construite comme un dipôle mais le milieu de chaque brin est fixé au panneau (figure 6.17). Aucun court-circuit n'apparaît car, au milieu de chaque brin, le potentiel s'annule. Ainsi, le dipôle est déchargé électrostatiquement et la foudre n'a pas de raison de tomber sur le dipôle plus qu'ailleurs. L'émetteur qui est branché au pied de l'antenne est donc moins vulnérable à la décharge d'un environnement très électrisé.

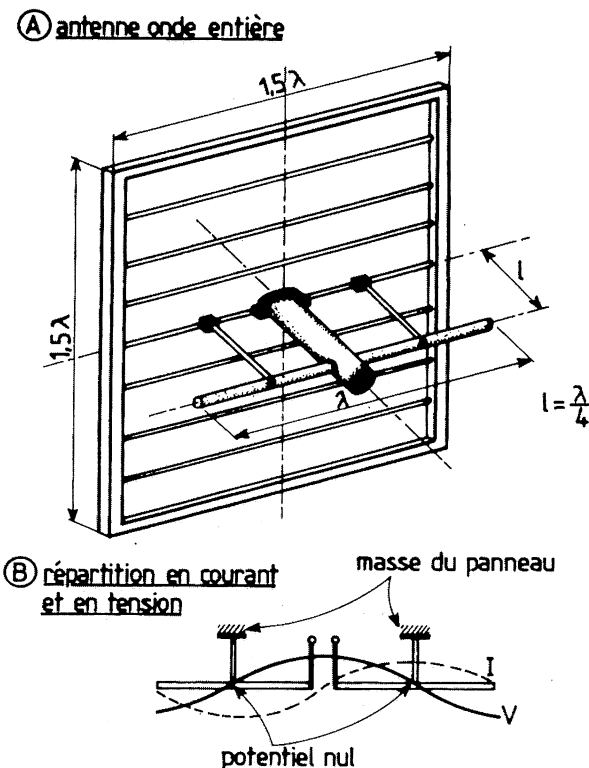


Figure 6.17 - Antenne onde entière à panneau réflecteur.

Le panneau situé à $\lambda/4$ présente des dimensions évidemment plus grandes que la longueur d'onde. L'impédance équivalente du dipôle est sensiblement plus élevée que celle d'un doublet $\lambda/2$ (voir chapitre 3) ; une adaptation d'impédance particulière sera envisagée.

Les dipôles « onde entière » sont assez rarement utilisés seuls mais sous forme de panneau de deux ou quatre éléments que l'on juxtapose autour d'un dipôle à section triangulaire ou carrée, comme l'évoquent les réalisations de la figure 6.16.

Il semble que la disposition verticale convienne bien à cette antenne car la largeur du panneau s'avère mieux adaptée à celle du sommet des pylônes autoporteurs (figure 6.18).

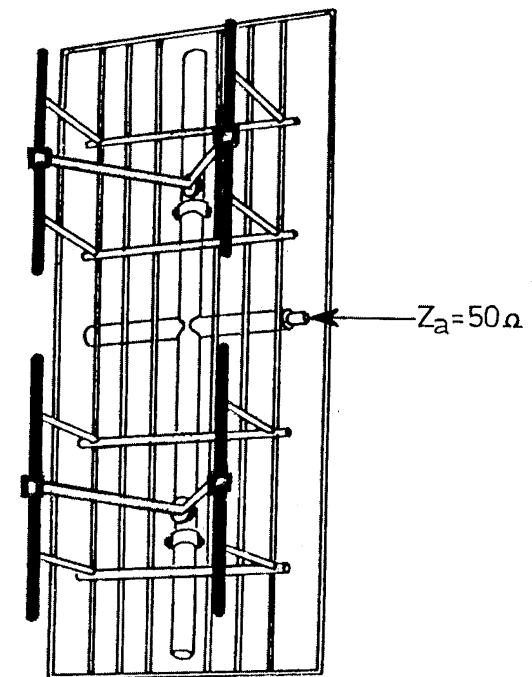


Figure 6.18 - Panneau de 4 doublets « onde entière » disposés verticalement.

Par ailleurs, l'impédance d'une antenne à onde entière peut être assez importante si le rapport diamètre des brins/longueur d'onde n'est pas trop grand ($1/20$ par exemple de la figure), chaque dipôle « onde entière » fait environ 200Ω : une rangée de deux doublets placés en parallèle ramène donc 100Ω ; puis, grâce à des sections coaxiales à bazooka, les deux tronçons verticaux puis celui horizontal, proposent latéralement 50Ω .

L'écart horizontal entre chaque dipôle est choisi de telle sorte que le diagramme de rayonnement convienne lorsque tous les panneaux sont placés sur le pylône autoporteur afin qu'il n'y ait aucun « trou » dans l'émission EM autour de l'antenne.

6.9 Association de panneaux

Quel que soit le type de dipôles utilisés, on peut donc les associer pour constituer une antenne plus performante, c'est-à-dire possédant un gain plus grand et pouvant accepter une puissance plus élevée. À titre d'exemple, nous donnons, figure 6.19A, la description d'un panneau de 8 dipôles épais orientés à droite et à gauche afin d'étaler le diagramme de rayonnement sur près de 120° d'ouverture. Pour les protéger, on dispose un panneau protecteur en plastique transparent aux ondes émises (bande TV UHF). Selon le rayonnement que l'on doit assurer et si l'on veut accroître la puissance émise, on peut regrouper plusieurs panneaux, comme l'indique la figure 6.19B : avec 2 panneaux à 90° , on obtient un diagramme (1) ouvert sur 160° environ ; avec 3 panneaux, l'ouverture passe à plus de 180° (2) ; avec 4 panneaux placés autour d'un pylône (3), le diagramme couvre, aux irrégularités de 2 dB près, tout l'environnement ?

Dans le plan vertical (66), on constate un creux de propagation à $\pm 90^\circ$ de l'axe horizontal. Les autres caractéristiques sont précisées dans les tableaux.

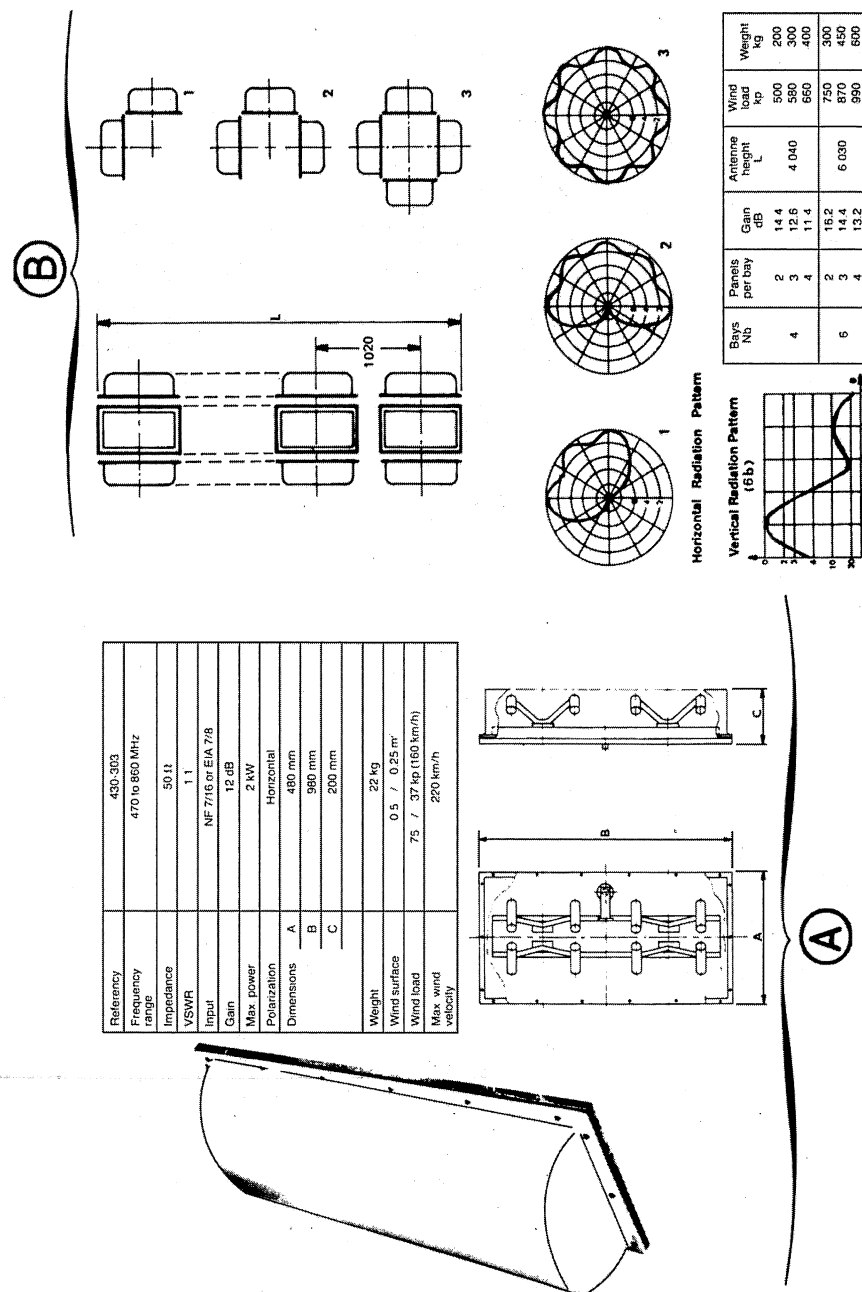


Figure 6.19 – Aérien UHF à dipôle en H pour réémetteur TV de moyenne puissance.

6.10 Association de brins

Pour limiter la complexité dans le domaine « grand public », on peut rechercher une meilleure directivité (lobe plus pointu), un gain « avant » accru et une adaptation d'impédance plus sage tout au long de la bande UHF (figure 6.8), en ajoutant des brins « parasites » courts à quelques centimètres des dipôles en éventail : c'est le cas de l'antenne panneau EE06 WISI de la figure 6.20.

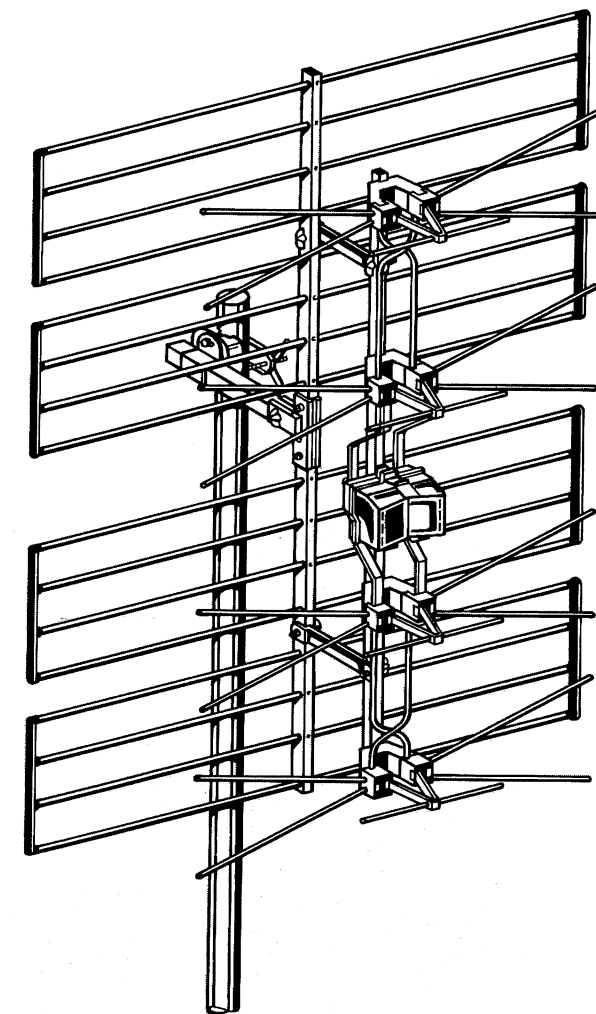


Figure 6.20 – Les panneaux récepteurs TV placent désormais des brins directeurs devant les dipôles en éventail (antenne EF06 WISI).

On peut remarquer que les brins sont plus courts que les dipôles en V car leur action doit intervenir du côté des fréquences plus élevées (au-delà de 700 MHz), c'est-à-dire là où cela commence à se détériorer en TOS (voir courbe B de la figure 6.8). Le résultat est un accroissement de 2 à 3 dB dans le gain et une meilleure adaptation à 800 MHz ($TOS < 2$).

Cette technique est employée également dans le domaine professionnel, dans des tourelles de bateau notamment, où l'on place un nombre plus élevé de dipôles avec les brins « directeurs de champ » rapprochés. Cela se justifie vers 900 MHz ou 1 800 MHz dans les liaisons radiotéléphoniques avec la terre, d'où la nécessité d'une orientation asservie sur un maximum de champ.

6.11 Montage sur pylône

Les antennes panneaux se trouvent employées également dans les réémetteurs de télévision, quand il s'agit d'orienter le rayonnement vers une agglomération privilégiée ou vers des vallées placées en enfilade (figure 6.21). Il ne faudrait pas croire que la disposition des panneaux soit indifférente dans l'arrosage du champ ; sur la figure ci-après, il semblerait que les plans et les écartements soient ajustés au mieux du diagramme de rayonnement recherché. Son calcul doit d'ailleurs se faire à l'ordinateur car la pose sur un site prédéterminé avec soin n'est pas une mince affaire et demande parfois de gros moyens : voir la pose d'un pylône de réémetteur réalisée par ATF, le technicien spécialiste doit être en plus un acrobate pour intervenir en haut du pylône...

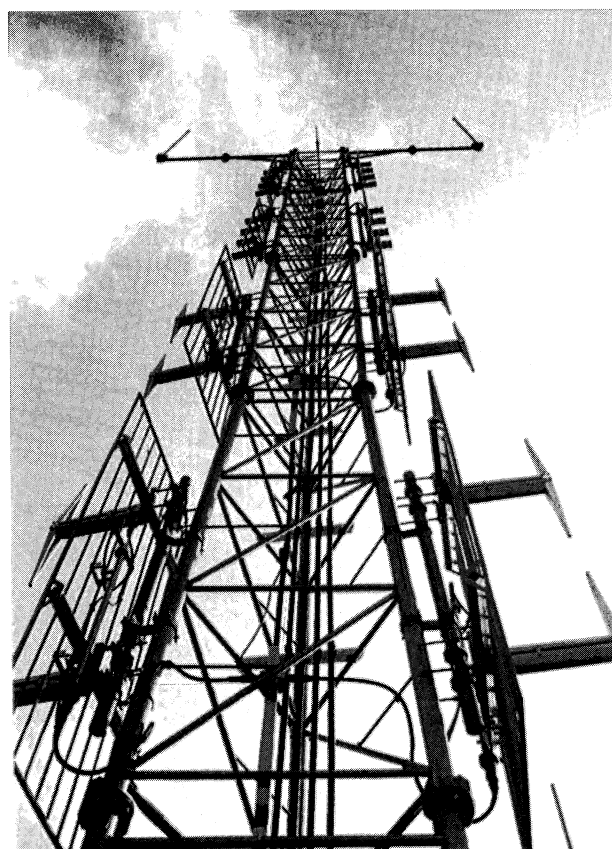


Figure 6.21 – La disposition des panneaux émetteurs (ici dans le plan vertical) demande une étude sérieuse, et la distance de l'un au-dessus de l'autre n'est pas quelconque (d'après ATF).

Chapitre 7

L'antenne dièdre

Le plan réfléchissant possède les mêmes propriétés qu'un miroir : il renvoie vers l'avant tous les rayons lumineux qui le frappent. On sait par expérience que l'on gagne en lumière et cette observation est à l'origine de l'amélioration de l'éclairage et de bien d'autres applications dont, évidemment, les antennes. Ainsi, comme pour l'éclairage, on a cherché à améliorer la directivité du « rayonnement » et si l'on a abouti dans le premier cas, à l'abat-jour, le même cheminement de pensée a conduit en matière d'antenne à diverses solutions dont les plans réflecteurs **dièdres**.

♦ Principe du dièdre

Si l'on replie un plan réfléchissant sur un doublet rayonnant, on obtient une antenne dièdre (figure 7.1A). De l'inclinaison des deux plans ainsi constitués dépendent implicitement les facultés directrices de l'antenne. Mais, pour comprendre comment cela se passe, on va procéder de la même manière qu'avec le plan réfléchissant (figure 7.1B). Si l'on ne considère que le plan OM , il apparaît à $2l$ de l'antenne réelle A , le doublet virtuel A_1 . Si l'on raisonne de la même manière avec le plan OP , on obtient une seconde antenne virtuelle A_2 , également située à $2l$ de l'antenne réelle A . Il n'y a pas d'autres images possibles. On peut donc imaginer des ondes directes et réfléchies qui s'articulent autour du doublet réel et qui reproduisent plan par plan des différences de marche de phase analogues à celles qui ont été définies dans le chapitre précédent. *A priori*, on peut soutenir la proposition que, quelle que soit la direction α prise pour le lieu de convergence – à l'infini – des faisceaux directs et réfléchis, **le nombre de ces faisceaux réfléchis est le même que le nombre des antennes virtuelles**. Ainsi, pour l'exemple de la figure 7.1 dont l'ouverture θ des panneaux a été arbitrairement choisie égale à 120° , il y a 2 faisceaux réfléchis car il y a 2 antennes virtuelles.

Il faut se garder de la confusion très courante qui consiste à soutenir que les antennes virtuelles sont optimales lorsque la distance R de l'antenne réelle A au sommet O du dièdre fait $\lambda/4$: cela dépend essentiellement de l'angle θ choisi pour l'« ouverture » de ce dièdre. La seule distance qu'il faut prendre en compte est ℓ qui va de l'antenne A aux plans réflecteurs OM et OP . ℓ leur est perpendiculaire quel que soit l'angle θ .

Les relations trigonométriques relatives à la construction de la figure 7.1B permettent de poser :

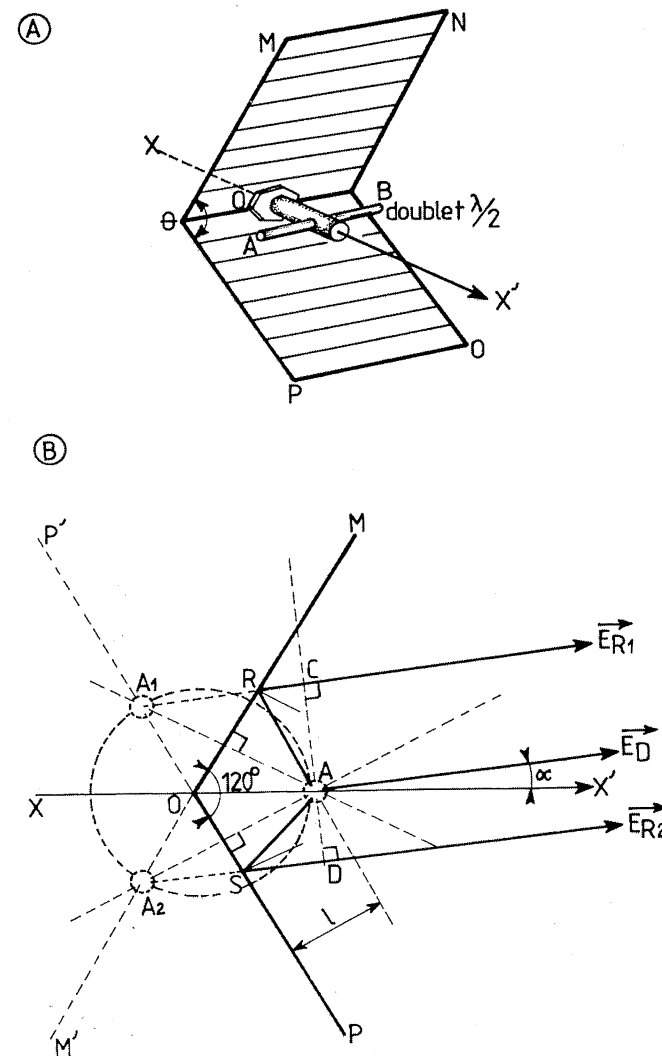


Figure 7.1 - A : Antenne dièdre à plans inclinés à 120° .
B : Mise en évidence des antennes virtuelles et exemples de faisceaux d'ondes réfléchies.

$$\ell = R \cos 0,5 (\pi - \theta)$$

Ou, pour définir plus commodément la distance au sommet du dièdre :

$$R = \ell / \cos 0,5 (\pi - \theta)$$

Ainsi, pour $\theta = 120^\circ$, on a :

$$R = \ell / \cos 0,5 (180^\circ - 120^\circ) = 1,1547\ell$$

Nous pouvons généraliser cette notion par le biais d'une géométrie simple : ainsi, on peut voir, figure 7.2, que l'angle d'ouverture définit directement le nombre d'antennes virtuelles :

$$N \text{ images} = \frac{360^\circ}{\theta} - 1$$

(Une correction à faire dans l'équation précédente)

En revanche, si l'on estime que les antennes virtuelles ont un rendement parfait, il apparaît un nombre $N_0 = 360^\circ/\theta$ d'antennes **effectives**, et c'est le même nombre qui partage le plan du cercle de rayon R en autant de secteurs égaux, soit : $N_0 = 3$ pour $\theta = 120^\circ$.

D'après la figure 7.2, on conçoit aisément que les antennes soient réellement effectives pour des nombres entiers de N_0 . Donc, les antennes seront réalisées pour $\theta = 360^\circ/N_0$, et N_0 sera égal à 2, 3, 4, etc.

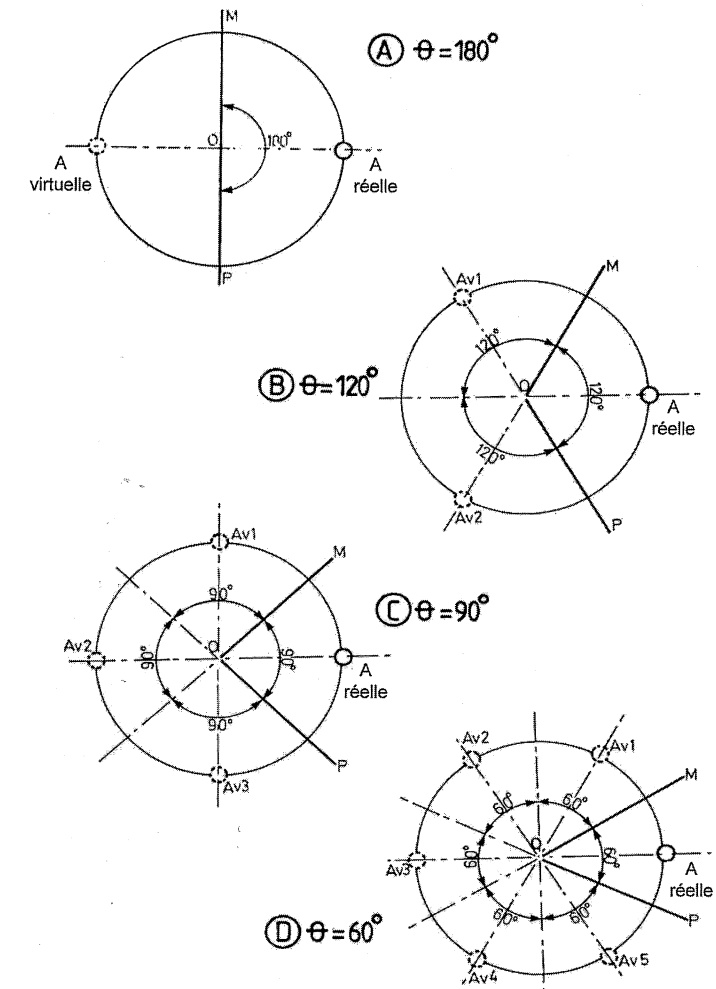


Figure 7.2 - Mise en évidence des antennes virtuelles en fonction de l'angle θ limité par les plans réflecteurs.

7.1 Notion de gain

Dans le cas d'un panneau réflecteur, il est démontré qu'un point de l'espace situé suffisamment loin de l'antenne reçoit deux champs sensiblement identiques à celui émis par le doublet seul ; le gain est donc égal à 2 puisqu'il y a 2 champs théoriquement égaux.

Avec les constructions de la figure 7.2, on peut s'attendre à ce qu'il y ait autant de champs qu'il y a d'antennes virtuelles donc espérer obtenir un gain égal au nombre de champs. Ce raisonnement tient dans la logique des choses si les phases sont respectées ; mais il faut le démontrer en choisissant la longueur l adéquate avec la direction α du lieu de la réception.

On procédera comme dans le cas du plan réflecteur, en additionnant les champs directs et réfléchis en tenant compte des différences de marche de phase.

Une analyse approfondie montrerait que la distance l n'est pas quelconque et qu'une infinité de solutions **optimales** existent en modulant les choix entre :

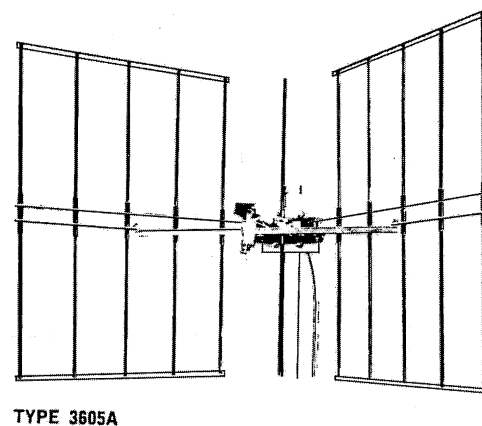
- l'angle d'ouverture θ des plans réflecteurs OM et OP ;
- l'angle α qui précise la direction privilégiée par rapport à l'axe de l'antenne.

On ne peut donc calculer l que si θ et α sont connus et, en général, on se cantonne à des cas particuliers très simples tels que $\alpha = 0$ et $\theta = 120^\circ, 90^\circ, 60^\circ \dots$ selon le gain et la directivité souhaités.

7.2 L'antenne « corner »

L'antenne dièdre dont les plans sont inclinés à 90° est souvent appelée antenne « corner » ou d'encoignure.

Cette configuration est généralement utilisée pour améliorer le rayonnement d'un doublet à large bande (figure 7.3). Qu'entend-on par « améliorer » ? à accroître le gain dans une direction privilégiée et à rendre plus directive l'antenne.



TYPE 3605A

Figure 7.3 – Doublet vertical placé entre deux plans réflecteurs à 90° (antenne « Corner » type 3605A ANDREW prévue ici pour la bande de 148 à 174 MHz).

Le tableau 7.1 donne les caractéristiques d'une antenne 3605A Andrew prévue pour un rayonnement selon le plan vertical ; le diagramme de directivité est fourni par la figure 7.4. L'angle d'ouverture à -3 dB du rayonnement « avant » s'élève à $\pm 30^\circ$ ce qui range le principe utilisé dans la caté-

gorie des systèmes réflecteurs à « claires voies » ; nous entendons par là que les réflecteurs sont constitués de tiges écartées de $\lambda/10$ environ.

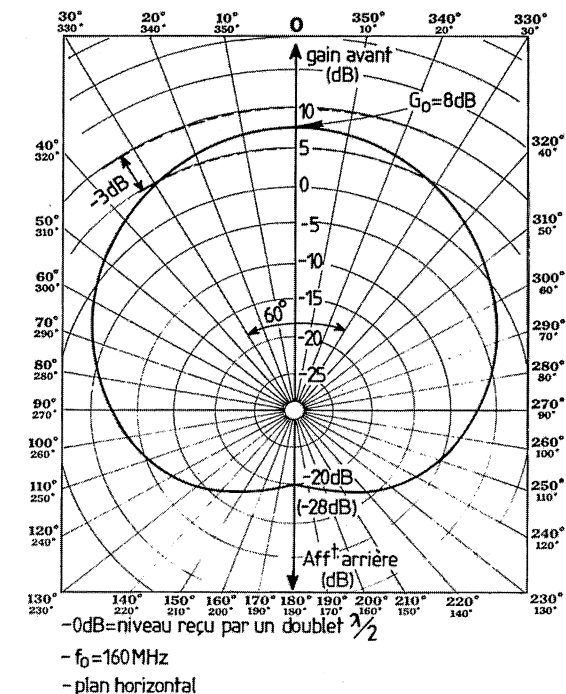


Figure 7.4 – Diagramme de directivité exprimée en dB par rapport au dipôle demi-onde de l'antenne CORNER 148-174 MHz type 3605A ANDREW.

Ceci explique notamment le fait que l'onde « arrière » ne s'atténue pas au-delà de -28 dB par rapport à l'onde « avant ».

Les puristes pourraient rétorquer qu'il n'y a qu'à employer des plans opaques (figure 7.5, le cas de l'antenne « corner » 3606 C Andrew prévue pour une bande de fréquence plus élevée : 450 à 470 MHz). En fait, on ne gagne guère à cela car des diffractions s'opèrent sur les bords des panneaux et l'on recueille encore des traces de champs -30 dB environ – au dos de l'antenne.

En résumé, ce procédé mérite qu'on le retienne surtout pour la régularité de son diagramme de directivité et son absence de lobes secondaires proéminents.

7.3 Recherche de la distance « dièdre-dipôle » optimale

Implicitement, il semblerait que la position du dipôle rayonnant aux plans réflecteurs puisse se placer à $\lambda/4$ de ceux-ci. Ce serait une erreur grossière car l'expérience montre que la distance l est une variable qui dépend de l'angle θ formé par les plans réflecteurs.

♦ Cas de l'antenne dièdre à 90°

Considérons-le cas de l'antenne « corner » ($\theta = 90^\circ$) où quatre champs semblent issus des antennes virtuelles et, évidemment, de l'antenne réelle. Dans la construction géométrique de la figure 7.6,

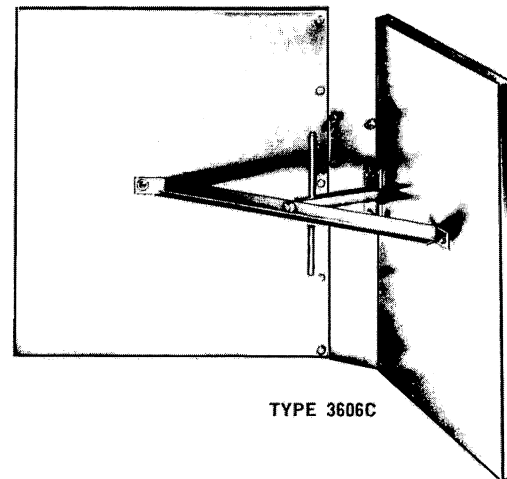


Figure 7.5 – Antenne « corner » type 3606 C Andrew prévue pour la bande de 450 à 470 MHz (gain : + 9 dB).

ces champs sont parallèles et convergent en un point placé très loin – sinon à l'infini – dans une direction α vis-à-vis de l'axe de l'antenne. À ce propos α est un angle qui est lié à l'inclinaison β par rapport au plan OS du miroir par la relation : $\alpha + \beta = 90^\circ$.

L'antenne réelle rayonne un champ E_0 défini par l'équation de Maxwell encadrée dans la figure 7.6. Si les rayonnements émanaient tous de la droite perpendiculaire D_1 , passant par l'antenne réelle, les chemins parcourus par les champs seraient identiques et arriveraient en phase au lieu de réception. Mais, en fait, on remarque figure 7.6 que les chemins parcourus sont tous différents :

$$\vec{E}_0 : \text{distance } L$$

$$\vec{E}_1 : L + \text{segment } \overline{A_1P}$$

$$\vec{E}_2 : L + \text{segment } \overline{A_2U}$$

$$\vec{E}_3 : L + \text{segment } \overline{A_2U}$$

Ces différences de longueur sont négligeables par rapport à L en ce qui concerne la valeur absolue du champ $\left(\frac{E}{L}\right)$. On peut donc ramener les comparaisons au vecteur champ \vec{E}_0 , comme dans le cas du plan réflecteur (voir chapitre 6).

Par contre, les phases dépendent de la différence de marche, et la puissance de l'exponentielle doit en tenir compte (figure 7.6). Au point de convergence situé à L de l'antenne A , nous avons donc la somme suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}_0(1 + e^{-j\varphi_1} + e^{-j\varphi_2} + e^{-j\varphi_3})$$

... formule dans laquelle les exposants s'articulent de la façon suivante :

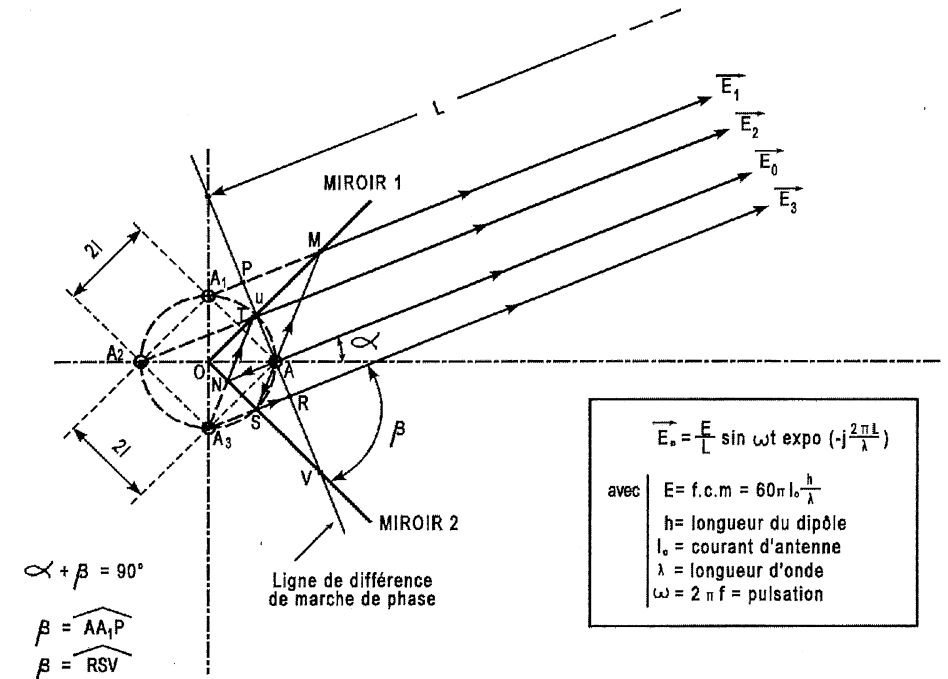


Figure 7.6 – Mise en évidence des champs rayonnés par l'antenne « corner » à $\theta = 90^\circ$ vers un point jugé très éloigné mais physiquement situé à une distance L de l'antenne réelle A .

$$\varphi_1 = \frac{2\pi \overline{A_1P}}{\lambda} + \pi$$

(1 réflexion)

$$\varphi_2 = \frac{2\pi \overline{A_2U}}{\lambda} + 2\pi$$

(2 réflexions)

$$\varphi_3 = \frac{2\pi \overline{A_3R}}{\lambda} + \pi$$

(1 réflexion)

Il faut donc évaluer les segments en fonction de l'angle α ou de l'angle β et par rapport à la distance L des plans à l'antenne A .

Prenons l'inclinaison β et recensons les équivalences géométriques pour aboutir aux évaluations ci-dessus. Ainsi, le triangle AA_1P est rectangle et l'angle AA_1P est égal à β donc, on a l'équivalence évidence :

$$\overline{A_1P} = \overline{AA_1} \cos \beta = 2l \cos \beta$$

On pratique de la même manière pour les autres combinaisons :

$$\overline{A_2 U} = 2l(\cos \beta + \sin \beta)$$

$$\overline{A_3 R} = 2l \sin \beta$$

En associant ces grandeurs et en tenant des inversions de phase de π ou de 2π , on obtient donc un diagramme de rayonnement d'expression caractéristique :

$$r_{(\theta, \phi)} = (1 - e^{-j\phi_1} + e^{-j\phi_2} - e^{-j\phi_3})$$

avec :

$$\phi_1 = \frac{4\pi l}{\lambda} \cos \beta$$

$$\phi_2 = \frac{4\pi l}{\lambda} (\cos \beta + \sin \beta)$$

$$\phi_3 = \frac{4\pi l}{\lambda} \sin \beta$$

Il y a là deux variables : l et β . Si l'on procède par touches successives, on peut constater une myriade de solutions possibles pour qu'un endroit particulier de l'espace environnant – endroit défini par $\alpha = 90^\circ - \beta$ – puisse recevoir un maximum de champ. Le mode de raisonnement ne cadre pas avec la finalité de l'antenne, laquelle a pour mission d'orienter le lobe de directivité dans l'axe de l'antenne. Dans ce cas $\beta = 45^\circ$ ($\alpha = 0^\circ$), angle pour lequel cosinus et sinus ont pour valeur $2\sqrt{2}$. On peut alors rechercher pour quelles valeurs de ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_3 la valeur absolue de $r_{(\theta, \phi)}$ passe par un maximum, condition qui régleme le gain « avant » optimal de l'antenne.

Dans ces conditions, les angles ϕ_1 à ϕ_3 prennent les valeurs suivantes :

$$\phi_1 = \frac{2\sqrt{2}\pi l}{\lambda} = \phi_3$$

$$\phi_2 = \frac{4\sqrt{2}\pi l}{\lambda} = 2\phi_1$$

Comme l'exponentielle peut se décomposer en une expression comme :

$$e^{-j\phi} = \cos \phi - j \sin \phi$$

... une transformation classique en trigonométrie donne l'équivalence :

$$\begin{aligned} r_{(\theta, \phi)} &= 1 - 2e^{-j\phi_1} + e^{-j\phi_2} \\ &= (1 - e^{-j\phi_1})^2 \\ &= (1 - \cos \phi_1 - j \sin \phi_1)^2 \end{aligned}$$

Cette relation est exactement celle de l'équation du diagramme de rayonnement du plan réflecteur, élevée au carré.

Nous pouvons donc reprendre les conclusions auxquelles nous avons abouti dans le cadre du chapitre 6 et dire que $r_{(\theta, \phi)}$ sera maximal lorsque $e^{-j\phi_1} = -1$. Ce qui s'obtient pour $\phi_1 = \pi$. On a donc :

$$\phi_1 = \frac{2\sqrt{2}\pi l}{\lambda} = \pi$$

... d'où :

$$l = \frac{\lambda}{2\sqrt{2}} = \frac{\lambda}{4}\sqrt{2}$$

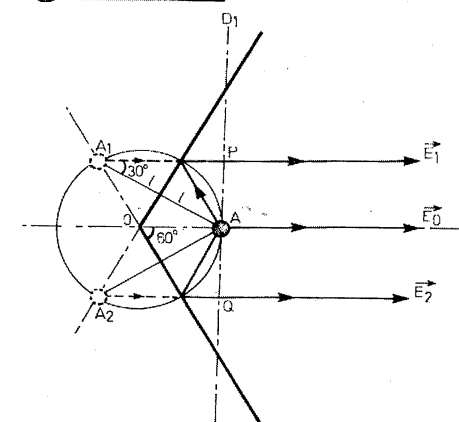
Par rapport au résultat du plan réflecteur, il faut accroître la distance de $\sqrt{2}$ fois, ce qui revient à dire que l'antenne réelle doit être placée à $\lambda/2$ de l'encoignure car :

$$R = l / \cos[90^\circ - (\theta/2)] = \sqrt{2} \cdot l$$

♦ Cas de l'antenne dièdre à 120°

Le mode de calcul serait dans ce cas tout à fait analogue à celui exposé dans le paragraphe précédent. Dans la construction graphique, la figure 7.7A, la différence de marche de phase est égale à $\overline{A_1 P}$, longueur qui se définit par $2l \cos \frac{\theta}{4}$. Comme $\theta = 120^\circ$, $\overline{A_1 P} = \sqrt{3}l$.

(A) ouverture : 120°



(B) ouverture : 60°

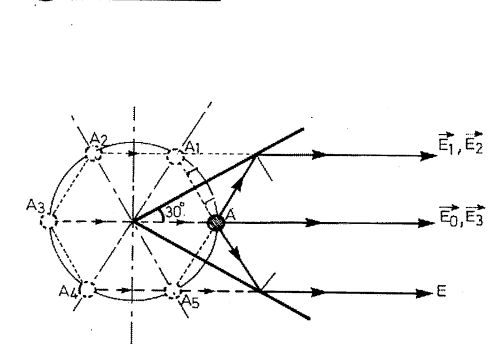


Figure 7.7 – Composition des champs réfléchis dans des antennes dièdres à 120° (A) et à 60° (B) d'ouverture de plans.

Le déphasage $\phi_1 = \frac{2\sqrt{3}\pi l}{\lambda} + \pi$ doit être égal à 2π pour que l'onde soit en phase avec le rayonnement de l'antenne A. On aboutit donc à :

$$l = \frac{\lambda}{2\sqrt{3}} \quad \text{et} \quad R = \frac{\lambda}{\sqrt{3}}$$

♦ Cas de l'antenne dièdre à 60°

Dans ce cas, les antennes se retrouvent sur les sommets d'un hexagone de côté égal à $2l$.

Les différences de marche doivent être réglées de telle sorte que les ondes émises de A_2 ou de A_4 arrivent en phase au niveau des antennes virtuelles A_1 et A_5 ; ceci n'est possible que si l'écart est égal à λ . Il en découle par conséquent la longueur optimale : $l = \frac{\lambda}{2}$.

L'antenne A est à λ de l'encoignure.

7.4 Diagramme de rayonnement théorique de l'antenne « corner » ($\theta = 90^\circ$)

Tableau 7.1 – Antenne corner.

| $\theta = 90^\circ, l = \frac{\lambda}{4}\sqrt{2}$ | | | $\frac{E_t}{E_0} = (1 - \cos\varphi_1)^2 + \sin^2\varphi_1$ avec $\varphi_1 = \pi/2 \cos\beta$ | | | |
|--|---------|--|--|-----------------|-----------------|-------------------|
| α | β | $\cos\beta = \frac{\varphi_1}{180} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$ | α_1 | $\cos\varphi_1$ | $\sin\varphi_1$ | $\frac{E_t}{E_0}$ |
| 0 | 45° | 0,707 | 180° | -1 | 0 | 4 |
| ± 0,87° | 45,87° | 0,696 | 177,2° | -0,9988 | 0,0477 | 3,996 |
| ± 3,35° | 48,35° | 0,6645 | 169,14° | -0,9821 | 0,1883 | 3,96 |
| ± 7,25° | 52,23° | 0,6124 | 155,88° | -0,9127 | 0,408 | 3,8 |
| ± 12,20° | 57,2° | 0,54174 | 137,885° | -0,7418 | 0,6705 | 3,482 |
| ± 17,90° | 62,9° | 0,4548 | 115,70° | -0,4337 | 0,901 | 2,867 |
| ± 24,90° | 69,3° | 0,3536 | 90° | 0 | 1 | 2 |
| ± 32° | 76° | 0,2418 | 61,56° | 0,4762 | 0,8793 | 1,046 |
| ± 38° | 83° | 0,1228 | 31,256° | 0,85485 | 0,51887 | 0,29 |
| ± 45° | 90° | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 |
| > ± 45° | - | - | - | - | - | RIEN |

Nota : Angle en 1/100° au-delà de la virgule.

Nous avons convenu d'une présentation mathématique qui a déjà été exploitée dans le chapitre 6. Il suffit d'élever au carré les résultats, lesquels font alors l'objet du tableau 6.1 dans le chapitre 6. Le tableau 7.1 montre que la variable φ_1 est égale à :

$$\varphi_1 = \sqrt{2} \pi \cos\beta$$

car nous avons :

$$l = \frac{\lambda}{4}\sqrt{2}$$

α est l'angle directionnel par rapport à l'axe de l'antenne.

En fait, ici, le processus de calcul est inversé : on connaît $\left|\frac{E_t}{E_0}\right|^2$ qui découle des calculs du

tableau 6.1 du chapitre 6 et l'on recherche quels sont les angles α qui donnent les résultats souhaités. On admet ici certaines simplifications car on applique les conclusions de cette théorie à la valeur absolue alors qu'elle s'adresse en fait aux termes imaginaires. La différence n'est pas grande et le résultat de la figure 7.8, qu'il soit exprimé en valeur absolue (A) ou en dB, cadre assez bien avec les estimations pratiques que l'on réalise avec des plans métalliques très grands devant le doublet émetteur et dont la surface cuivrée est polie comme un miroir...

plan perpendiculaire au doublet émetteur

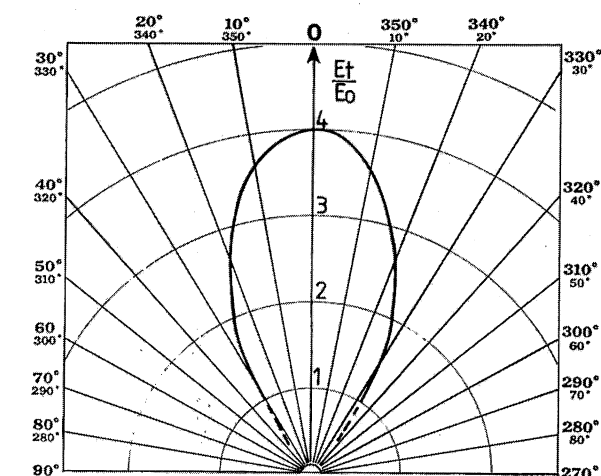


Figure 7.8A – Diagramme de directivité théorique de l'antenne Corner ($\theta = 90^\circ$) exprimé en valeur absolue. Le niveau 1 est celui du rayonnement d'un doublet demi-onde.

plan perpendiculaire au doublet émetteur

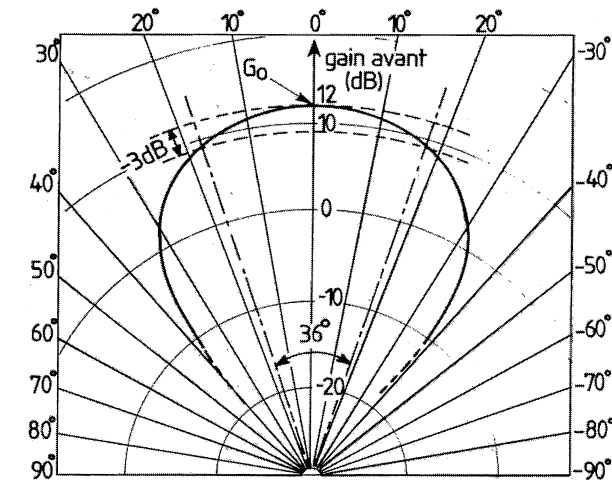


Figure 7.8B – Diagramme théorique de l'antenne corner ($\theta = 90^\circ$) dans le cas d'une représentation en dB définie par rapport au doublet demi-onde.

7.5 Contrôles pratiques en hyperfréquences

Pour approcher du raisonnement réellement pratique et voir comment on peut orienter les mises au point, on peut diminuer les dimensions de l'antenne jusqu'à pouvoir faire entrer l'expérimentation dans un laboratoire. Dans ce cas, on peut plus facilement opérer des mises au point sur l'antenne avec les instruments de mesure à proximité : voir banc d'essai bricolé de la figure 7.9A.

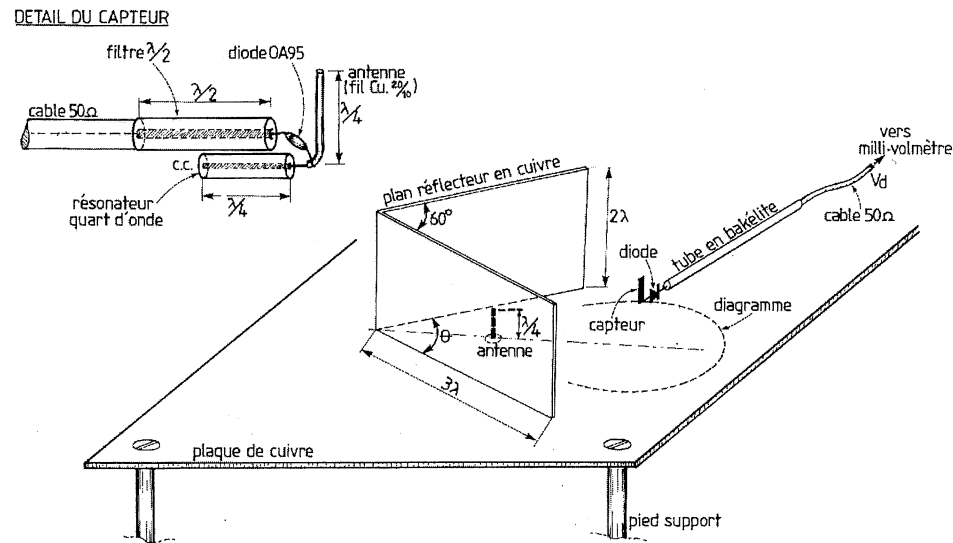


Figure 7.9A – Banc d'essai bricolé à 3 GHz d'une antenne $\lambda/4$ disposée entre un système de plans réflecteurs suffisamment grands devant le brin vertical.

Quand on fonctionne à 3 GHz, par exemple, les problèmes de dimensions se trouvent résolus. En effet, rapprochons nos calculs théoriques du diagramme de directivité de la figure 7.4, on remarque que le gain est moins élevé (8 dB au lieu de 12 dB) et que l'ouverture angulaire à -3 dB est nettement plus large (60° au lieu de 36°). La raison en est la transparence relative des plans réflecteurs et leurs dimensions trop réduites par rapport au doublet émetteur.

Dans les essais à 3 GHz que nous évoquions ci-dessus, la petitesse du brin $\lambda/4$ rayonnant au-dessus d'un plan parfaitement réfléchissant, autorise des plans réflecteurs disposés en coin « corner » nettement plus grands que 25 mm, la hauteur de ce brin vertical (figure 7.9B), le banc d'essai utilisé et le diagramme qui en résulte.

Le montage est évident en lui-même : une antenne quart d'onde est alimentée au travers de la plaque de cuivre par un câble de gros diamètre relié à un puissant générateur d'ondes hyperfréquences (klystron reflex). Sans réflecteur, elle rayonne autour d'elle un champ qualifié d'isotrope. Il est vérifié par un capteur déplaçable constitué d'un brin $\lambda/4$ connecté sur un résonateur quart d'onde ; ce tronçon de ligne, terminé par un court-circuit (figure 7.9A) joue le rôle d'un circuit accordé sur λ . La tension qui y prend naissance, induite par le champ EM, est détectée par une diode à pointe et conduite au travers d'un filtre $\lambda/2$ et d'un câble coaxial à un millivoltmètre continu. Il y est lu 50 mV = c^{te} à 12 cm de l'antenne.

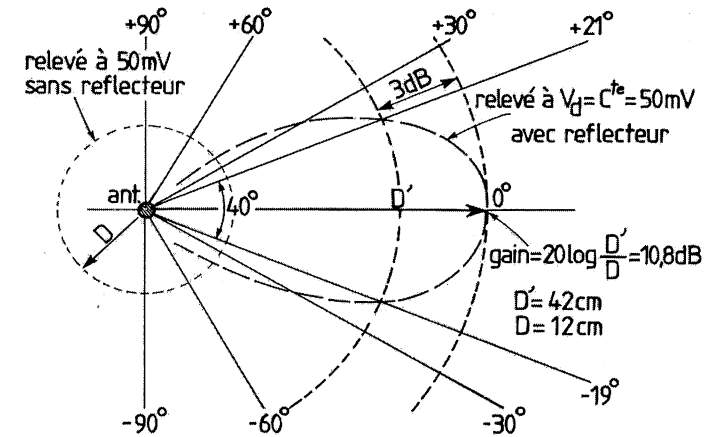


Figure 7.9B – Comparaison des relevés à tensions constantes avec et sans réflecteur « corner » à 60°.

Disposons maintenant des flancs métalliques plus grands que la longueur à onde, sous forme d'un dièdre 60°, autour de l'antenne verticale, ce, en respectant la distance de $l = \frac{\lambda}{4} \cdot \sqrt{2}$ prévue par la théorie ; on obtient, pour la même tension détectée (50 mV), un contour très orienté dans l'axe du dièdre. On note un maximum à 42 cm du brin rayonnant ce qui donne un gain égal à :

$$G_{AV} = 10 \log \left(\frac{D'}{D} \right) = 10,8 \text{ dB}$$

Valeur assez proche des 12 dB que propose la théorie. La différence est due au fait que les plans sont imparfaitement polis malgré toutes les précautions prises. De même, l'ouverture angulaire à -3 dB avoisine 40°, une valeur sensiblement plus grande que celle prévue par la théorie (36°). Il faut chercher l'origine de cet écart dans la dispersion des champs réfléchis sur une surface qui présente quelques défauts et dont les dimensions sont insuffisantes.

Il faut aussi souligner le fait que l'on effectue des mesures trop près de l'antenne et avec un capteur qui peut faire de « l'ombre » au rayonnement (phénomène mutuel entre brins $\lambda/4$). Des approximations sont possibles car nous avons été amenés à choisir nos points de mesure parmi certaines valeurs identiques, dispersions dues aux phénomènes de mutuelle. Là, une certaine logique s'impose. De même, il y a lieu de bien discerner comment les plans réflecteurs « glissent » autour du brin rayonnant pour définir les angles θ : beaucoup d'auteurs conservent la distance $\lambda/4$ entre le brin rayonnant et les plans. Dans ce cas, le gain passe par un maximum avec $\theta = 60^\circ$, angle que les fabricants adoptent généralement pour les antennes « grand public ». Le type de courbe dessinée, figure 7.10A s'explique par le fait que les antennes virtuelles se trouvent définies sur un cercle de plus en plus grand et que leurs influences réciproques baissent. Par contre, si l'on recherche la distance optimale entre le brin rayonnant et les plans du dièdre on assiste à une croissance logique du gain « avant », limitée toutefois pour les mêmes raisons que ci-dessus (figure 7.10B, la distance l/λ , à respecter pour avoir un gain maximal sur le lobe principal). Il faut bien souligner le fait que les essais précédents sont teintés d'amateurisme. Actuellement, on réalise des mesures « rapprochées » dans des chambres anéchoïdes où aucune réflexion n'est faite sur les murs ou les

appareils présents. Un logiciel approprié corrige la trop grande approche des capteurs vis-à-vis de l'antenne testée.

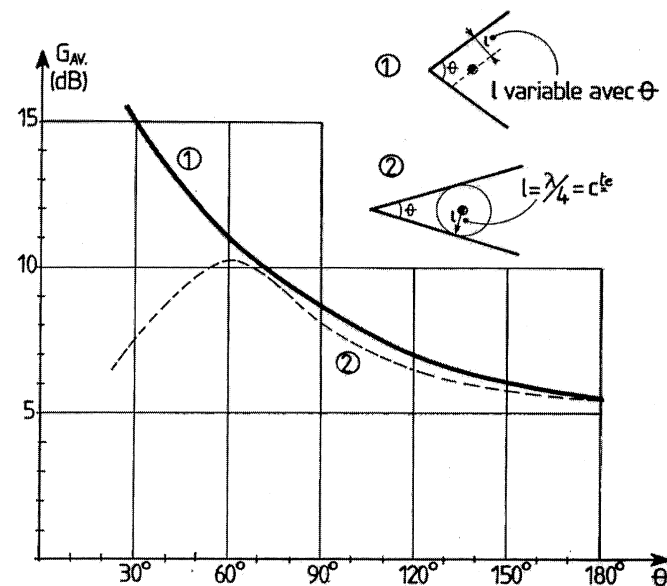


Figure 7.10A – Comparaisons de grains « avant » entre un dièdre à distance optimale (1) et un dièdre dont les plans « glissent » sur un cercle de rayon constant égal à $\lambda/4$ (2).

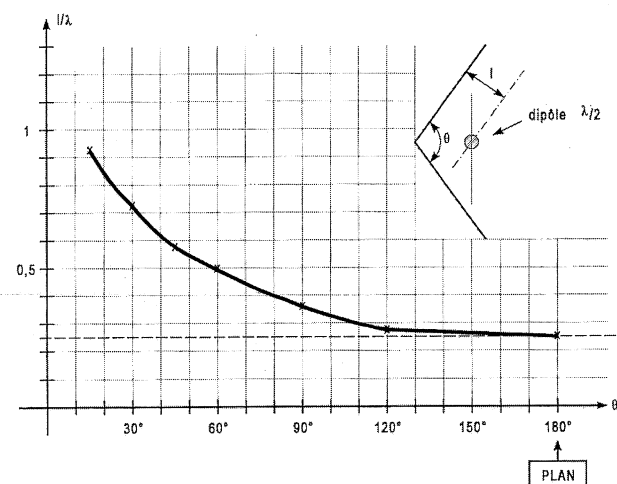


Figure 7.10B – Distance au plan à respecter pour avoir le gain maximal sur le lobe principal 8.

7.6 Antennes « grand public »

De nombreuses réalisations d'antennes « grand public » utilisent le principe du réflecteur dièdre pour favoriser en émission le rayonnement vers l'avant ou pour focaliser le champ venant d'un émetteur vers le dipôle récepteur.

Les antennes d'émission sont constituées du réflecteur et du doublet (figures 7.1, 7.3 et 7.5).

Pour la télévision, sans anticiper sur le prochain chapitre (voir tome 2), nous trouvons des petits réseaux Yagi de 1 à 3 brins « directeurs » logés dans des dièdres constitués de tiges, de longueur voisine de la longueur d'onde λ , écartées de $\lambda/10$ environ et formant un angle de 60° environ : voir, par exemple, l'antenne corner 60° ECO9 WISI (figure 7.11) dont les caractéristiques sont résumées tableau 7.2. On remarquera que les ouvertures à -3 dB sont différentes dans le plan horizontal et dans le plan vertical : c'est une propriété particulière à l'antenne dièdre. L'impédance de l'antenne varie selon que l'on emploie ou non un symétriseur ; c'est fréquemment le cas en Allemagne, pays d'origine de l'antenne Wisi, car on utilise couramment outre-Rhin des « descentes » d'antenne TV à 240/300 Ω (symétrique) ou à 60/75 Ω (câble coaxial).

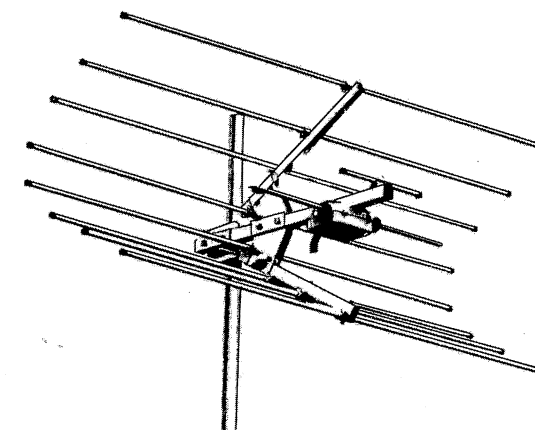


Figure 7.11 – Antenne Corner 60° ECO9 WISI.

Tableau 7.2 – Antenne EC 09 WISI.

| Caractéristiques techniques moyennes : | |
|---|---|
| Gain | 9 dB (valeur moyenne) |
| Rapport av./ar. | 20 dB (valeur moyenne) |
| Angle ouverture hor. | 38° (valeur moyenne) |
| Angle ouverture vert. | 80° (valeur moyenne) |
| Charge due à la poussée du vent | 7,1 kp |
| Impédance 300 ohms ou 75 ohms coaxial par symétriseur joint à l'antenne | |
| Dimensions | 930 × 200 × 455 mm = 90 dm ³ |
| Poids | 2,2 kg |

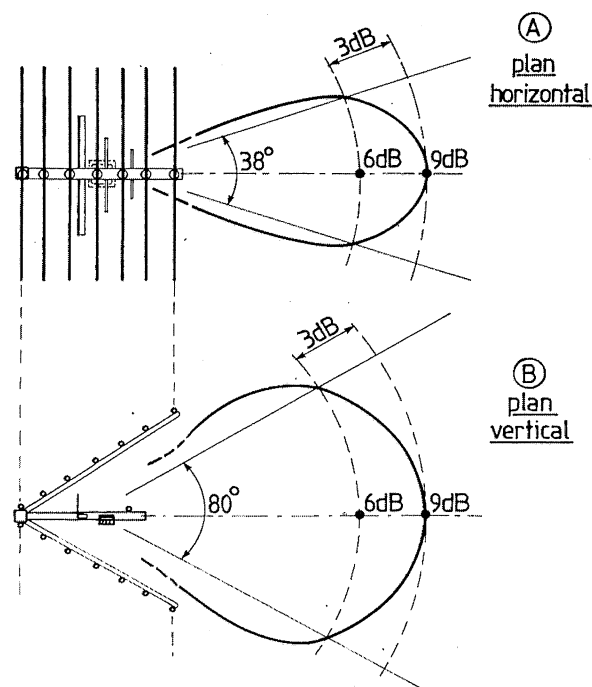


Figure 7.12 - Diagramme de rayonnement dans les deux plans d'une antenne « corner » ouverte à 60°.

Cette antenne n'est pas toujours appréciée par les commerçants à cause de l'encombrement, en effet, l'ensemble replié ne passe pas inaperçu (930 × 200 × 455 mm) ; par contre, le montage est facile car l'antenne se tient bien en main, mieux qu'un long réseau Yagi multiéléments. Il faut surtout signaler l'excellente bande passante d'une telle réalisation, facilitée, il est vrai, par un dipôle plat de grande surface (figure 7.13), les courbes du gain « avant » et du rapport « avant-arrière » de la version EE12 WISI.

Ici, comme le dièdre est plus grand que celui de la figure 7.11, le gain est plus élevé et le diagramme de rayonnement, plus directif. Pour justifier les valeurs absolues trouvées, on rappelle qu'il est implanté dans le dièdre une structure Yagi à « directeurs ». Le gain est donc normalement plus élevé que dans une antenne dièdre ordinaire (tableau 7.3).

7.7 Généralisation des réflecteurs dièdres

Dans beaucoup de réalisations, le principe du réflecteur dièdre est adapté à presque tous les types d'antenne de télévision : voir le réseau Yagi à 10 éléments directeurs de la figure 7.14. Le réflecteur

est alors constitué de deux plans de tiges « $\frac{3\lambda}{2}$ » inclinés à 120°. Son éloignement au dipôle

« trombone » est adapté au mieux mais s'approche de $\frac{\lambda}{2}$, comme nous le verrons dans le chapitre 8.

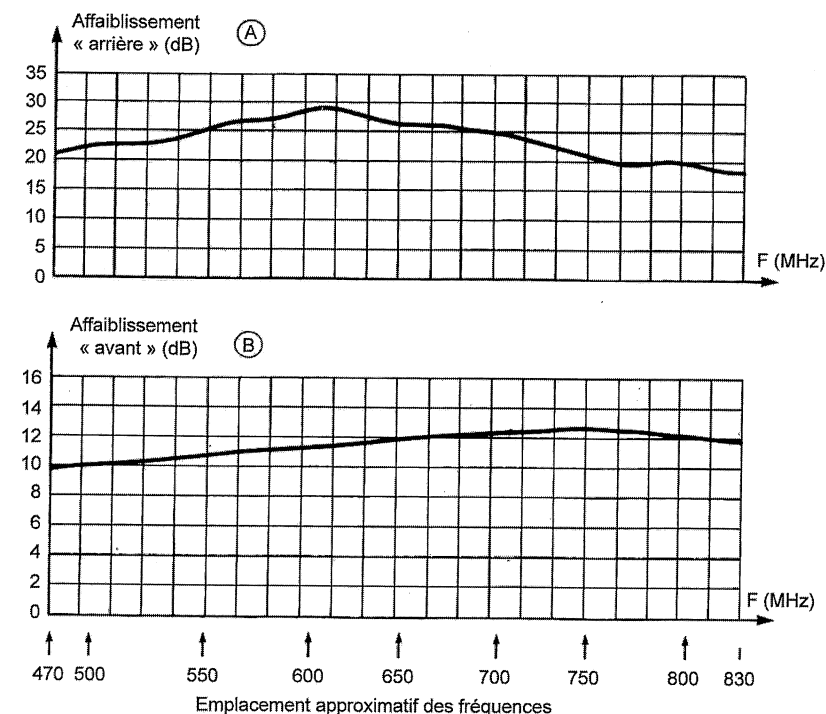


Figure 7.13 - Caractéristiques de gain « avant » et de réjection « arrière » de l'antenne EE12 WISI.

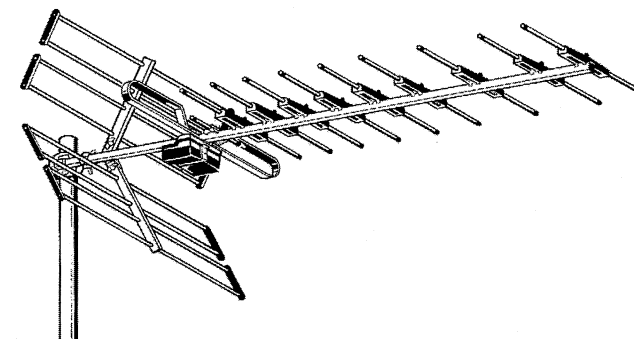


Figure 7.14 - Antenne WISI EB44 munie d'un réflecteur dièdre à 120°.

Tableau 7.3 - Caractéristiques de l'antenne Corner EE 12 WISI.

| | | | |
|-------------------------|-------|------------------------------|---------|
| Gain moyen | 12 dB | Pression au vent | 12,6 kp |
| Affaiblissement arrière | 26 dB | Impédance (en symétrie) | 240 Ω |
| Ouverture horizontale | 33° | Impédance (avec symétriseur) | 60 Ω |
| Ouverture verticale | 37° | Poids | 3,5 kg |

Chapitre 8

Les antennes de télévision

Jusqu'à l'apparition de la télévision, l'antenne était plus ou moins considérée comme un bout de fil électrique et la notion de directivité paraissait secondaire. Lorsqu'il a fallu capter des ondes vraiment très courtes, cette directivité revêtait une certaine importance de même que la notion de gain, de bande passante, d'impédance etc., conditions qui assurent une liaison convenable avec un émetteur donné et avec seulement celui-ci.

8.1 Définition du réseau Yagi

L'association de plusieurs doublets demi-ondes constitue une solution intéressante, imaginée aussitôt qu'on a su réaliser des transmissions en ondes courtes, avec, par exemple les antennes du type « rideau » ou du type « mur »¹, mais il fallait relier les doublets entre eux.

Or, on a toujours été arrêté par le mode de liaison électrique entre les dipôles ; aussi, une des solutions a consisté à associer des éléments « réflecteurs » plutôt que d'assembler des antennes.

Vers 1928, Yagi fit la première communication à la presse (PIRE N°16)² du résultat de ses travaux sur l'association des dipôles alignés, dipôles réagissant les uns sur les autres tant dans le domaine électrique que dans celui du rayonnement électromagnétique.

À la suite de nombreuses expérimentations, Yagi, avec un savant mélange de théorie et d'empirisme, dégagait avant la seconde guerre mondiale, les règles d'association et de dimension des brins rayonnants, ce afin d'obtenir un gain maximum dans le plan de l'alignement. Les travaux ont été déterminants dans le développement de la télévision et des télécommunications en VHF et, à ce titre, son nom est associé aux réseaux de « tiges » disposées en « râteau » qui fleurissent à foison sur nos toits, depuis plus d'un demi-siècle.

1. Voir chapitres 2 et 6.

2. Journal des débats des ingénieurs en radioélectricité intitulé « Proceeding of Ire », édité en Grande-Bretagne.

8.1.1 Notion de « mutuelle » entre antennes

La théorie que nous allons développer a été imaginée bien après les règles semi-empiriques de Yagi. Elle est basée sur l'équivalence qui existe entre un doublet et un circuit accordé série : voir figure 8.1. Cette représentation n'est évidemment valable que pour des dipôles $\lambda/2$, c'est-à-dire lorsque les antennes ont précisément le comportement d'un circuit RLC-série (voir chapitre 3).

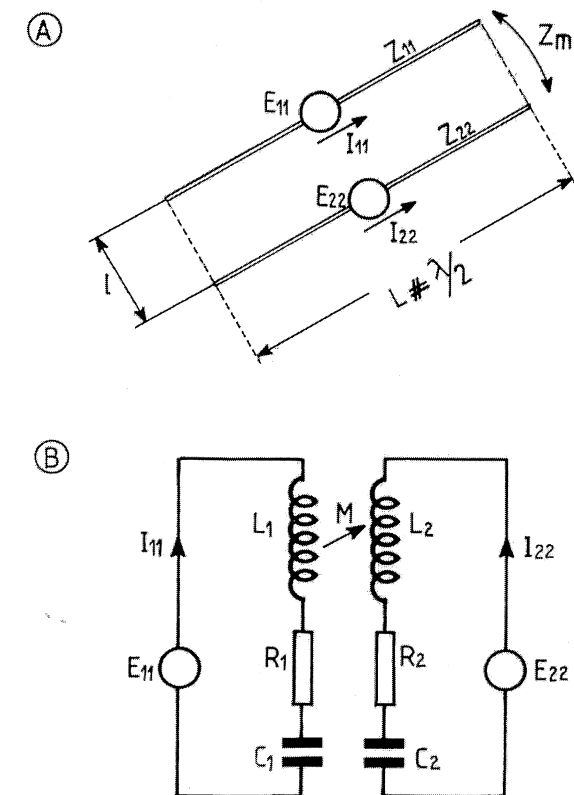


Figure 8.1 – Deux doublets demi-onde, en se rapprochant (A), subissent une influence réciproque qui modifie leur état électrique. On peut assimiler ce phénomène à deux circuits accordés série couplés par une mutuelle M (B).

Si l'on rapproche deux dipôles $\lambda/2$ alimentés par des sources E_{11} et E_{22} , une influence réciproque s'opère au niveau des champs EM ; il s'en suit une réaction équivalente dans le domaine électrique ce qui se traduit par une modification du courant dans chaque antenne. Si l'on définit le phénomène de réaction « mutuelle » par une entité de même nature qu'une impédance, il est lié au processus qui le crée, à savoir : le courant qui circule dans l'antenne adverse.

On peut donc imaginer un système d'équations matricielles qui lient tous les paramètres entre eux :

$$\begin{cases} E_{11} = Z_{11} I_{11} + Z_m I_{22} \\ E_{22} = Z_m I_{11} + Z_{22} I_{22} \end{cases} \quad (1)$$

L'entité dont nous parlons est l'impédance mutuelle Z_m . Léo Thourel, dans son ouvrage magistral intitulé *Les Antennes*¹ propose une définition astucieuse de Z_m : elle serait constituée d'un terme réel R_m et d'un terme imaginaire X_m dont les valeurs absolues varient en fonction de l'écart l séparant les doublets ; la figure 8.2 donne la loi de variation de R_m et de X_m en fonction du rapport l/λ . On remarquera que pour $l/\lambda = 0$ (antennes confondues), on retrouve l'impédance de base d'un doublet d'épaisseur théoriquement nulle :

$$Z_{m0} = 73,2 + j42,5 \Omega$$

Pour certaines longueurs l , les termes constitutifs peuvent être positifs ou négatifs. Cela peut donc être un moyen de modifier l'impédance apparente d'une antenne ainsi que le suggère la formule ci-dessous. Enfin, on remarquera que $X_m = 0$ pour $l/\lambda \approx 0,15$.

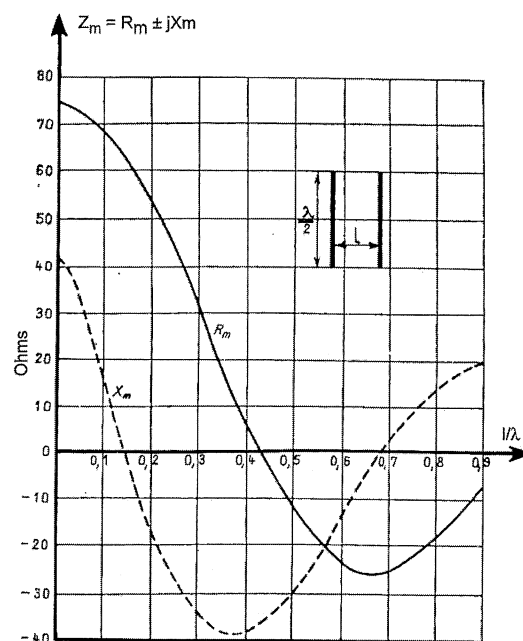


Figure 8.2 - Courbe de la mutuelle entre doublets demi-onde (d'après Léo Thourel, *Les Antennes*, éditions Dunod).

8.1.2 Définition du brin « parasite »

Considérons le cas où l'un des doublets en présence n'a pas de source ; ceci doit être interprété par un court-circuit du générateur correspondant. On a donc le système d'équations :

$$\begin{cases} E_{11} = Z_{11} I_{11} + Z_m I_{22} \\ 0 = Z_m I_{11} + Z_{22} I_{22} \end{cases} \quad (2)$$

1. Éditions 1956, Dunod.

... système qui nous permet de résoudre la question de l'impédance apparente de l'antenne ainsi influencée :

$$Z_a = \frac{E_{11}}{I_{11}} = Z_{11} - \frac{Z_m^2}{Z_{22}} \quad (3)$$

Logiquement, la définition qu'on a faite de Z_m entraîne une même longueur pour le brin parasite et le brin rayonnant ; il n'est pas précisé la nature du fil ni son diamètre ce qui justifie l'existence de deux impédances différentes pour Z_{11} et Z_{22} . Néanmoins, les courbes de la figure 8.2 ont été dressées pour des doublets demi-onde d'épaisseur infiniment mince ce qui sous-entend $Z_{11} = Z_{22}$. Une telle condition entraîne une formulation simplifiée mais qui, à l'expérience, ne donne rien d'intéressant si Z_m et Z_{11} sont de phase opposée ; en effet, la résultante montre une réactance accrue. Par ailleurs, on ne maîtrise pas facilement l'orientation du diagramme de directivité car nous verrons que le « brin » non alimenté fonctionne selon l'écart l en « réflecteur » et en « directeur » de champ EM.

C'est, comme nous l'avons déjà dit, Yagi qui, le premier, s'est aperçu du parti que l'on pouvait tirer de l'association d'un dipôle dit « parasite » et d'un dipôle rayonnant.

8.1.3 Le brin « réflecteur » de champ

La première expérience tentée fut le remplacement d'un panneau par un « brin » non alimenté mais fonctionnant en réflecteur. La démarche était la suivante : dans un panneau, la partie la plus efficace est évidemment celle sur laquelle le dipôle rayonnant « fait de l'ombre » : voir figure 8.3. On peut donc, au prix d'une baisse de rendement, ne conserver de ce panneau que la partie située en retrait du dipôle, dans la direction où l'on veut orienter le champ EM. On aboutit ainsi au premier « réseau Yagi » de la figure 8.4A pour lequel on constate un gain « avant » voisin de 5 dB pour un écart de $0,2 \lambda$ entre « brins ». On corrige ainsi l'efficacité amoindrie du brin réflecteur par un rapprochement du dipôle rayonnant (voir courbe B).

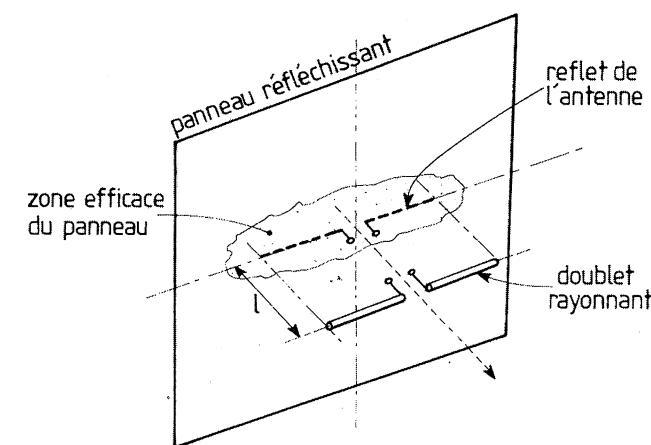


Figure 8.3 - Dans un panneau réfléchissant, la partie la plus efficace est la région où se projette matériellement le doublet rayonnant. On peut donc le remplacer par un « brin parasite » de mêmes dimensions que l'ombre du doublet (réflecteur).

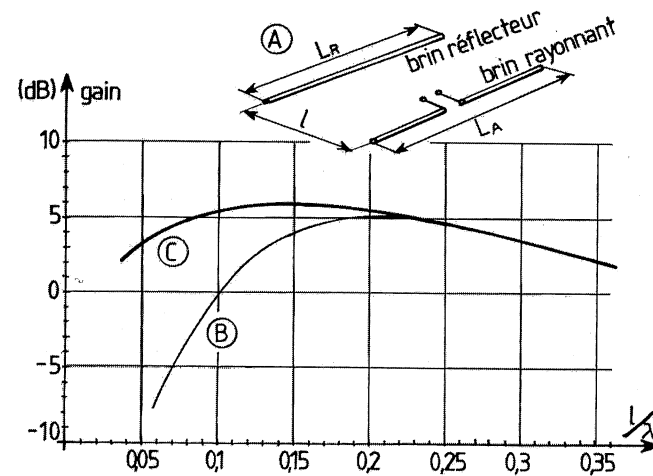


Figure 8.4 – Action d'un réflecteur sur un doublet demi-onde (A) en fonction de l'écart I et pour des longueurs L_R et L_A identiques (B) ou des longueurs ajustées pour obtenir le meilleur gain possible (C).

Toutefois, cette approche n'est pas encore intéressante car les essais précédents ont été effectués avec des brins de même longueur.

En réduisant la longueur du dipôle rayonnant, on s'aperçoit qu'il existe une dimension privilégiée pour ce dipôle (courbe C). On obtiendrait des résultats semblables en ajustant la longueur du brin réflecteur et en conservant constante celle du dipôle rayonnant. Toutefois, la réactance de ce dernier étant toujours pénalisante, Yagi préconise des règles qui tendent à réduire la longueur du brin rayonnant au moyen du facteur de raccourcissement k déjà évoqué dans le chapitre 3. Les dimensions conseillées seront donc :

$$L_A = k\lambda/2 \text{ (p. ex. : } 0,47\lambda \text{ si } k = 0,94)$$

$$L_R = 0,5\lambda$$

$$I = 0,15\lambda$$

... avec des ajustements sur L_A selon le diamètre de la tige utilisée.

En ce qui concerne l'impédance, les conditions précédentes entraînent :

$$Z_{11} < 73,2 + j 42,5 \Omega$$

$$Z_m \# 62 \Omega \text{ (voir figure 8.2)}$$

$$Z_{22} = 73,2 + j 42,5 \Omega$$

... si le diamètre du brin est suffisamment faible pour que les courbes de la figure 8.2 soient applicables. Sinon des ajustements sont à prévoir lors de la mise au point pratique.

Dans le cas présent, nous aurons :

$$Z_a = Z_{11} - \frac{Z_m^2}{Z_{22}}$$

avec :

$$-\frac{Z_m^2}{Z_{22}} \# -40 + j 22,8 \Omega$$

Ce résultat nous guide sur la longueur à donner au dipôle pour que l'association de cette impédance avec Z_{11} puisse donner une valeur résultante utilisable avec les câbles usuels. Or, si l'on réduit davantage la longueur d'un dipôle, il devient capacitif et peut se combiner avec la valeur trouvée ci-dessus pour réduire la réactance à zéro. Toutefois, ceci entraîne une réduction importante de la résistance de l'antenne ; voir figure 8.5 : $R_0 = 20 \Omega$.

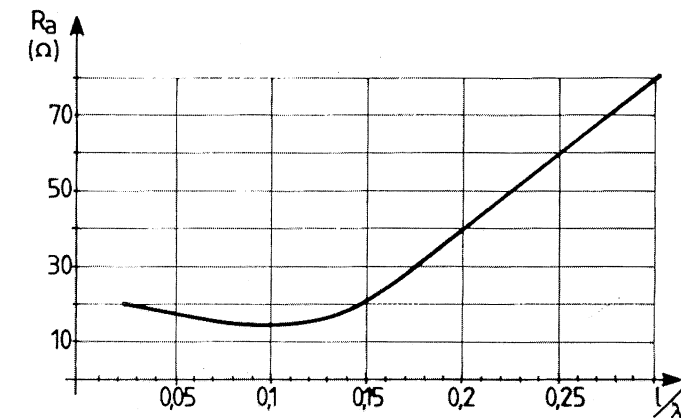


Figure 8.5 – Réduction de la résistance apparente de l'antenne doublet demi-onde lorsqu'on lui soumet un brin parasite de même longueur. La réactance n'est pas ici représentée.

Si cela n'est pas trop gênant pour la réception, à condition que le téléviseur ait une impédance d'entrée adaptée à celle du câble, cela n'est pas recevable pour l'émission car l'antenne doit, sans artifice compliqué, adopter l'émetteur, via le câble de liaison. Nous verrons que nous surmontons ce handicap en utilisant des dipôles spéciaux.

8.1.4 Le brin « directeur » de champ

La technique du brin « directeur » est moins évidente car le raisonnement à base d'image virtuelle n'est pas applicable. Il faut alors recourir à l'équivalence avec les circuits à constantes localisées tels que ceux de la figure 8.1 pour comprendre comment peuvent s'exciter les brins directeurs et rayonner à leur tour du champ EM. Si le principe des brins couplés par une mutuelle Z_m est applicable, cela doit permettre un raisonnement analogue à celui qui explique le fonctionnement des circuits couplés : voir figure 8.6. Le circuit couplé $L_2 C_2 R_2$ s'accorde sur l'induction créée par le circuit générateur L_1, C_1, R_1 , et débite sur une charge qui est celle de l'environnement. Dans le vide et dans l'air sec, on démontre que l'environnement a une impédance égale à 120π soit 377Ω .

En clair, cela peut signifier que le circuit couplé rayonne à son tour dans l'environnement un champ EM qui lui est propre. Si l'écart I séparant les brins est choisi judicieusement, les champs émis par le dipôle et par le directeur peuvent s'associer en phase dans une direction privilégiée.

Yagi a démontré que les dimensions privilégiées étaient les suivantes :

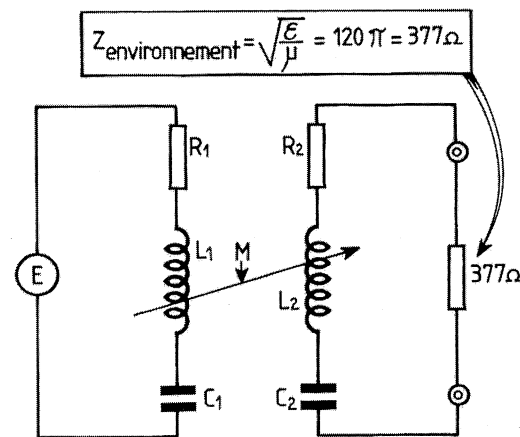


Figure 8.6 – Équivalence électrique d'un doublet mis en présence d'un brin directeur.

$$L_A = 0,49 \lambda$$

$$L_D = 0,463 \lambda$$

$$I = 0,1 \lambda$$

En réduisant le brin directeur à des dimensions nettement plus faibles que la demi-longueur d'onde, on peut être à peu près sûr que son impédance se réduit à une valeur quasi ohmique, la réactance apparente étant ou nulle ou capacitive.

Dans ce cas, on obtient grâce à la figure 8.2 :

$$Z_m \# 68 + j 16 \Omega$$

Admettons :

$$Z_{11} \# 72 + j 35 \Omega$$

et... :

$$Z_{22} \# 70 \Omega$$

Appliquons ces ordres de grandeurs ; on a tout d'abord :

$$\frac{Z_m^2}{Z_2} = 62 + j 31$$

Puis, si l'on retranche cette valeur de Z_{11} , nous constatons que :

$$Z_a \# 10 + j 4$$

La réactance a été réduite et l'on peut trouver des conditions de couplage pour qu'elle disparaisse complètement. Malheureusement, la résistance de rayonnement baisse également très fortement, ce qui a incité les praticiens à imaginer des dipôles plus résistants tels que des « trombones » ou des dipôles en X (voir plus loin). En ce qui concerne le gain « avant », il évolue comme l'indique la figure 8.7 où l'on constate effectivement un maximum pour $l/\lambda = 0,1$ à $0,12$, selon le mode d'expérimentation choisi. À ce propos, il convient de commenter les graphiques des figures 8.4 et

8.7 qui sont issus d'un très célèbre ouvrage américain intitulé l'*Amateur Handbook*, rédigé vers 1945 pour l'émission d'amateur et qui a inspiré, par la suite, de nombreux auteurs européens. Ces essais ont été effectués à des fréquences de 30 à 40 MHz, avec des brins télescopiques, ce qui permettait toutes les adaptations possibles. Notamment, un premier essai consiste à mettre en présence des doublets de même longueur : dans ce cas, le gain trouvé – par rapport à l'isotropique¹ – passe par un maximum très net. Quand on ajuste, pour chaque écart l , les longueurs de chaque brin, on constate qu'il existe des possibilités pour lesquelles le gain s'améliore. Ceci conduit à des contours de courbe plus adoucis, permettant des compromis avantageux pour les fabricants d'antennes de télévision. On peut, en effet, conserver un gain acceptable tout en s'efforçant de trouver des dimensions à l'antenne qui procurent assez facilement une impédance standard de 50 à 75 Ω .

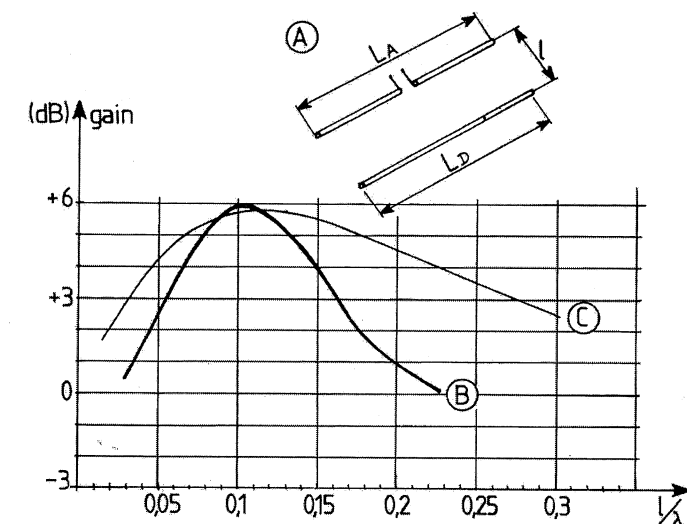


Figure 8.7 – Action d'un directeur sur un doublet (A) en fonction de l'écart l pour des longueurs L_A et L_D égales à $\lambda/2$ (B) et pour des longueurs ajustées pour obtenir le meilleur gain possible (C).

8.1.5 Le réseau de brins « parasites » ou réseau Yagi

L'association en ligne de plusieurs brins directeurs, d'un doublet $\lambda/2$ et d'un réflecteur constitue un « réseau Yagi ». C'est l'antenne de télévision la plus répandue et ce n'est pas le fait du hasard car c'est l'aérien dont le diagramme de rayonnement est le plus pointu.

Le tableau 8.1 donne quelques exemples de dimensions préconisées pour la réalisation de ces antennes. Il a été dressé pour un doublet voisin de $\lambda/2$ (voir colonne L_A) ; mais, à cause de la résistance déjà faible de ce collecteur d'ondes, la résistance R_o qui en résulte tombe à des valeurs nettement trop faibles ; ceci explique l'emploi d'un trombone ou d'un dipôle à la configuration différente d'un doublet afin d'élever la résistance 3 à 5 fois (voir plus loin).

1. Un doublet $\lambda/2$ a théoriquement un gain de 2,14 dB par rapport à l'isotropique (antenne ponctuelle).

Tableau 8.1.

| Composition du réseau Yagi | Écart I | L_A | L_R | L_{D1} | L_{D2} | L_{D3} | L_{D4} | G_{AV} (dB) | R_o (Ω) |
|--------------------------------------|--|-----------------|----------------|-----------------|----------------------|----------------------|---------------------------|---------------|--------------------|
| Dipôle + réflecteur | $I_R = 0,15 \lambda$ | $0,47 \lambda$ | $0,5 \lambda$ | | | | | 5 | 30 |
| Dipôle + directeur | $I_D = 0,1 \lambda$ | $0,49 \lambda$ | | $0,46 \lambda$ | | | | 5,5 | 15 |
| Dipôle + réflecteur + 1 directeur | $I_R = 0,2 \lambda$ $I_D = 0,1 \lambda$ | $0,476 \lambda$ | $0,51 \lambda$ | $0,453 \lambda$ | | | | 7 | 20 |
| Dipôle = réflecteur + 2 directeurs | $I_R = 0,15 \lambda$ $I_{D1} = I_{D2} = 0,1 \lambda$ | $0,47 \lambda$ | $0,5 \lambda$ | $0,46 \lambda$ | $0,455 \lambda$ | | | 9 | 12 |
| Dipôle + réflecteur + N directeurs | $I_R = 0,15 \lambda$ $I_{D1} = 0,1 \lambda$ $I_{DN} = 0,2 \lambda$ | $0,47 \lambda$ | $0,5 \lambda$ | $0,46 \lambda$ | $0,46 \lambda$ - 1 % | $0,46 \lambda$ - 2 % | $0,46 \lambda$ - 3 % etc. | 10 à 14 dB | 10 à 15 Ω |

Il faut aussi préciser que les écarts proposés varient quelque peu avec le diamètre des brins utilisés : une mise au point doit s'imaginer pour satisfaire le meilleur compromis « impédance ohmique » - « diagramme de rayonnement ». Cela suppose une instrumentation adéquate que tout fabricant d'antenne possède. L'objectif de cet ajustement consiste à concilier gain « avant » maximum et impédance d'antenne standard c'est-à-dire ramenée à celle d'une résistance pure, égale à l'impédance caractéristique de ligne : 50, 75, 150 ou 240 Ω selon les usages en vigueur dans chaque pays (voir, plus loin, le cas des branchements de ligne).

8.1.6 Analyse de la directivité

Un des aspects les plus mystérieux en ce qui concerne l'association de brins parasites avec une antenne est la déformation du diagramme de directivité en fonction de :

- l'écart entre brins « I » ;
- la longueur du brin parasite L_D .

Nous n'envisageons ici que le cas de deux éléments en présence car c'est le brin le plus proche du doublet demi-onde qui impose sa présence, les brins parasites supplémentaires n'apportant que des modifications de détail.

Avant de poursuivre, il faut se persuader que rien ne peut se dégager d'essentiel, si l'on n'entreprend pas une analyse mathématique précise. Celle-ci est basée sur le couplage par mutuelle : voir figure 8.8.

Le processus de calcul consiste à explorer l'environnement du couple d'antennes en supposant celles-ci excitées par les courants I_{11} (doublet) et I_{22} (brin parasite) : voir figure 8.9. Il est évident que le courant I_{22} n'est pas issu d'une source de tension mais du couplage défini par Z_m :

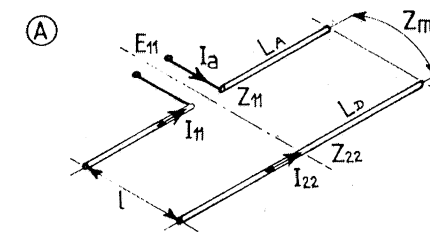
$$I_{22} = I_{11} / M e^{j\varphi}$$

avec : $M = -\frac{Z_{22}}{Z_m}$ et $\varphi = \theta_{22} - \theta_m$

Les deux facteurs essentiels sont :

- le rapport des valeurs absolues de l'impédance du brin parasite et de la mutuelle définie par la figure 8.2 ;
- la différence de phase entre ces deux notions vectorielles.

Bien que ces grandeurs soient des termes très banals en trigonométrie, nous en résumons la signification mathématique figures 8.8 et 8.9.



$$\textcircled{B} \begin{cases} E_{11} = Z_{11} I_{11} + Z_m I_{22} \\ 0 = Z_m I_{11} + Z_{22} I_{22} \end{cases}$$

avec : $Z_{11} = |Z_{11}| e^{j\theta_{11}}$
 $Z_{22} = |Z_{22}| e^{j\theta_{22}}$
 $Z_m = |Z_m| e^{j\theta_m}$

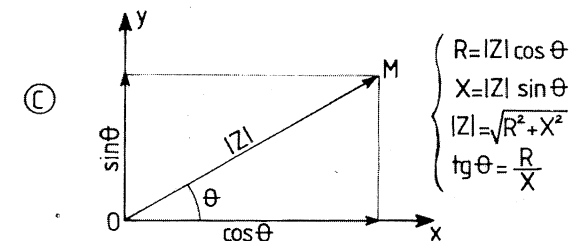
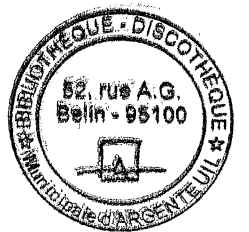


Figure 8.8 - A : Mise en évidence du couplage entre un doublet et un brin parasite de longueur variable. B : Équations reliant les grandeurs et définition des composantes en fonction de leur phase propre. C : Rappel de l'équivalence entre la forme polaire et la forme imaginaire.

La répartition des champs mérite quelques éclaircissements avant d'aboutir à la formulation résultante exprimée précisément figure 8.9. Le calcul procède par addition des champs émis par chacun des brins, l'un engendré par le courant I_{11} provenant de l'émetteur et parcourant le dipôle rayonnant, l'autre, I_{22} , induit grâce au couplage par mutuelle. Bien que ce dernier courant soit un résultat du champ principal, à cause du principe de réciprocité, on peut affirmer que si un courant est induit dans le brin parasite, c'est que le champ qui le crée a les mêmes propriétés que celui qui serait directement engendré par un courant identique mais fourni par une source.



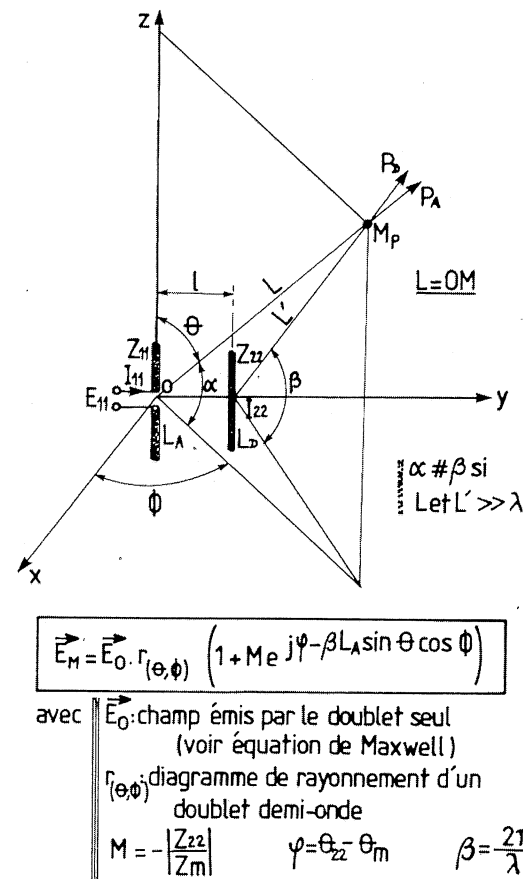


Figure 8.9 – Composition des champs émis par le couple dipôle $\lambda/2$ brin parasite et relation issue de la somme des champs.

Partant de ce raisonnement laborieux nous sommes revenus au cas déjà exposé dans l'association des champs provenant d'un dipôle et d'une image virtuelle : voir chapitre 6, figures 6.2 à 6.4.

8.1.7 Déformations du champ

Le problème se résume donc à une différence de marche de phase entre champ EM : un point M_p situé à des distances L et L' des brins, distances suffisamment grandes pour que les vecteurs de Poynting P_D et P_A^1 soient confondus, se trouve sur le sommet d'un triangle allongé dont le petit côté est l'écart entre brins I .

Si le point M_p est « rejeté à l'infini », les angles α et β sont identiques car I reste faible devant la longueur d'onde. Or, on démontre assez facilement que : $L = L' + I \sin \theta \cos \Phi$.

1. Vecteur porteur d'énergie : $\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H}$.

... le deuxième terme constituant la différence de marche de phase. On part donc des équations de Maxwell, en incluant, pour situer la différence avec le doublet élémentaire pour lequel cette équation a été traitée, le diagramme de rayonnement $r_{(\sigma, \Phi)}$ d'un dipôle demi-onde seul.

Comme ces équations sont établies en fonction du courant d'antenne et que les brins en présence ont des courants liés par la mutuelle, on aboutit à la formule assez compliquée de la figure 8.9. Elle fait intervenir les phases propres des courants et la situation dans l'espace du point où le champ est évalué.

Pour appliquer une telle relation, on peut avoir recours à l'ordinateur mais, même dans ce cas, on procède à quelques simplifications. Notamment, nous nous placerons dans le plan exactement perpendiculaire aux brins, auquel cas $r_{(\sigma, \Phi)} = G_0 = 1,64$ et $\sin \theta = 1$.

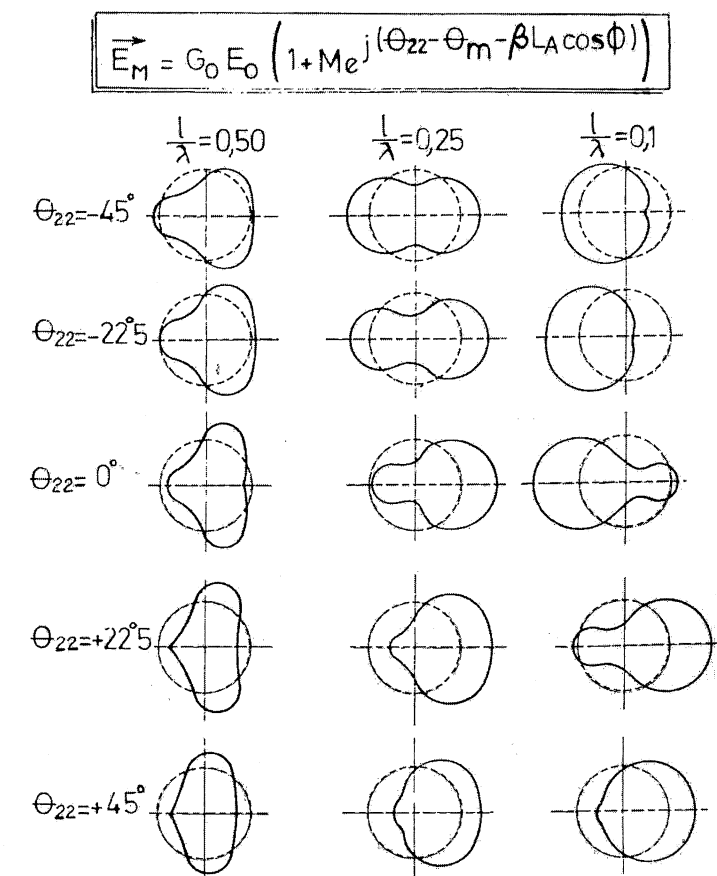


Figure 8.10 – Diagramme de directivité d'un couple d'antennes dont l'une n'est pas alimentée et de dimensions voisines de $\lambda/2$. L'équation dite de Brown met en évidence des angles qui représentent :

- l'écartement I des antennes donc la mutuelle Z_m avec : $\theta_m = \arctg \frac{X_m}{R_m}$ (voir figure 8.2) ;
- la longueur L_D du brin non alimenté avec : $\theta_{22} = \arctg \frac{X_{22}}{R_{22}}$ (voir figure 8.11).

Les résultats, interprétés dans ce cas particulier, sont représentés *figure 8.10*. Ils sont dus à G. H. Brown¹ et le calcul en a été effectué à la main ; la variable est l'écartement I et le paramètre, le déphasage θ_{22} .

Ce dernier angle est en fait une variable qui dépend de la longueur du brin parasite et de son diamètre ; la *figure 8.11* donne la définition de cet angle que l'on évalue en fait directement de -45° à $+45^\circ$ sans recourir au calcul de l'arctangente.

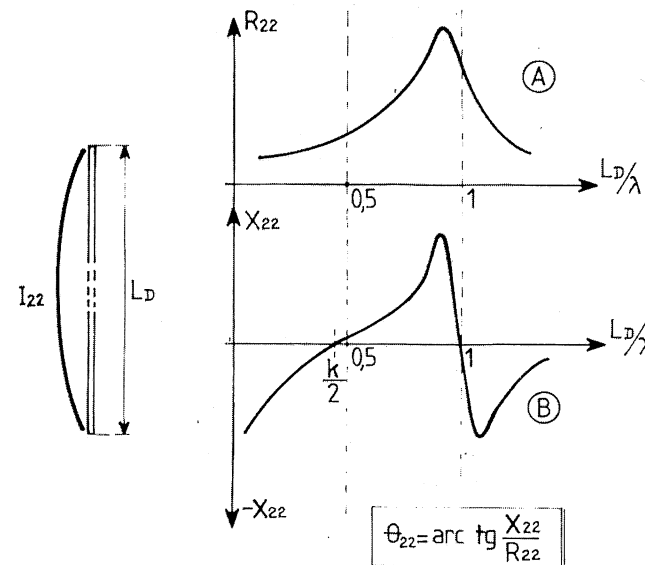


Figure 8.11 – Variation d'impédance d'un brin où prend naissance un courant I_{22} qui a la répartition de celui d'un doublet de longueur L_D voisine de $\lambda/2$. L'angle θ_{22} découle du rapport des composantes de cette impédance.

La valeur -45° correspond évidemment à une impédance capacitive donc à un brin parasite (directeur) plus petit que $\lambda/2$ (voir courbe B, *figure 8.11*). Par contre, pour $\theta_{22} = +45^\circ$, l'impédance est selfique et le brin parasite est plus long. Ce n'est plus alors un directeur mais un réflecteur.

Parmi toutes les solutions de diagramme de directivité, celles qui paraissent le mieux convenir pour la télévision correspondent à $l/\lambda = 0,1$: le cas $\theta_{22} = -22^\circ 5'$ donne un lobe bien orienté avec une bonne réjection inverse. Il s'agit d'un bon compromis de brin directeur, sans lobe secondaire.

1. Revue « Proceeding of IRE » Vol. 24 et 25, mois de janvier 1936 et 1937 puis : Léo Thourel « Les antennes » 1956 Éditions Dunod.

Les cas $\theta_{22} = +45^\circ$ s'adressent à un brin réflecteur mais la réjection arrière n'est pas suffisante et un cas intermédiaire doit satisfaire cette recommandation.

Les cas $\theta_{22} = 0$ réactance nulle, mêmes longueurs L_A et L_D correspondent aux conditions de gain maximum pour $l/\lambda \neq 0,25$ (réflecteur) et $l/\lambda \neq 0,1$ (directeur). Ces cas sont explicites dans les courbes des *figures 8.4* et *8.7* avec des chiffres très voisins.

Les autres cas de diagramme peuvent parfaitement satisfaire des conditions particulières de couverture de champ en émission TV. L'ordinateur aide beaucoup dans la prédétermination du diagramme intéressant.

8.1.8 Généralisation à plusieurs brins parasites

Si l'on associe plusieurs directeurs et un brin réflecteur au doublet rayonnant, le problème se complique sensiblement car les relations mathématiques deviennent trop complexes pour être exploitées efficacement, à moins de simplifier les relations à des cas très particuliers, mais pas, toujours intéressants pour la réception TV.

Les buts poursuivis pour les réseaux Yagi à 2, 3, ..., N directeurs sont, néanmoins, l'augmentation du gain « avant », l'amincissement du lobe et une bonne réjection des réceptions arrière et latérale. On n'y parvient pas toujours même en prenant des précautions très importantes comme c'est le cas dans le domaine professionnel. Nous évoquons, pour l'exemple, le cas de l'antenne à 4 directeurs type 116 Andrew (*figure 8.12*), prévue, dans le plan vertical, pour la bande de 450 à 470 MHz : le gain avant est très bon (10 dB) mais deux lobes latéraux subsistent. Par contre, on constate une bonne réjection arrière, meilleure que celle que l'on obtient avec une antenne corner déjà décrite dans le chapitre 7 (*figure 7.5*). Ce type d'antenne convient bien pour l'émission mais moins en réception « grand public ». Il faut noter que la présence des lobes latéraux est tout à fait normale en polarisation verticale : on ne saurait incriminer la marque Andrew de ne pas connaître son affaire ! En effet, la disposition verticale du réseau Yagi rend disponible au rayonnement les côtés du dipôle vertical ; les lobes constatés résultent donc de la convergence des champs émis sur les côtés par le dipôle et ses brins parasites les plus proches (1^{er} directeur et réflecteur). Les zéros constatés à $\pm 60^\circ$ proviennent d'une inversion de phase dans les actions réciproques du 1^{er} directeur et du réflecteur (courbe V, *figure 8.12B*). Si l'on tourne le réseau Yagi dans le plan horizontal et si l'on maintient l'analyse dans le même plan, cela devient tout à fait différent car, de côté, le dipôle est vu sur sa section et il ne peut y avoir de lobes latéraux (voir courbe H – *figure 8.12B*). Par contre, un ou plusieurs lobes apparaissent à l'arrière mais heureusement très atténués.

Une conclusion s'impose : une antenne disposée verticalement présente un diagramme de directivité moins pointu et affecté de lobes secondaires, impossible à supprimer avec un seul brin réflecteur. **La polarisation horizontale est donc préférable en télévision**, afin d'éviter les phénomènes d'échos sur les immeubles ou sur les collines ou les montagnes environnantes.

Toutefois, si cette polarisation verticale reste utilisée dans une liaison TV de même nature, c'est parce que localement, on se trouve gêné par des stations un peu plus lointaines – donc difficilement exploitables – et qui émettent précisément dans le plan horizontal. La mise en croix des champs réduit quelque peu les éventuels moirages sur l'écran des téléviseurs. Le défaut des lobes latéraux a d'ailleurs incité les constructeurs d'antennes à imaginer des perfectionnements afin :

- d'améliorer la directivité ;
- d'atténuer les réceptions latérales et celle venant de l'arrière.

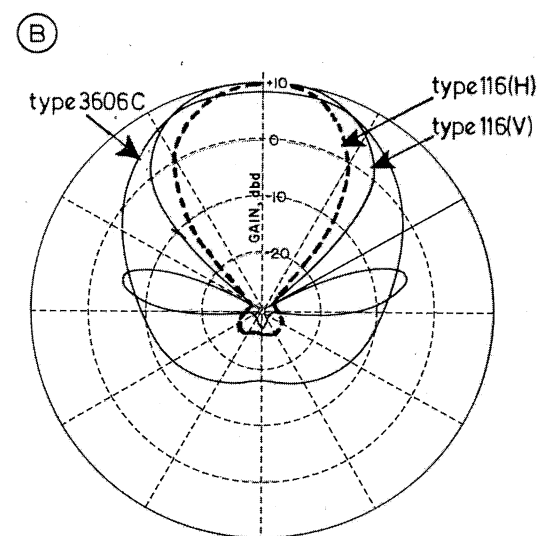
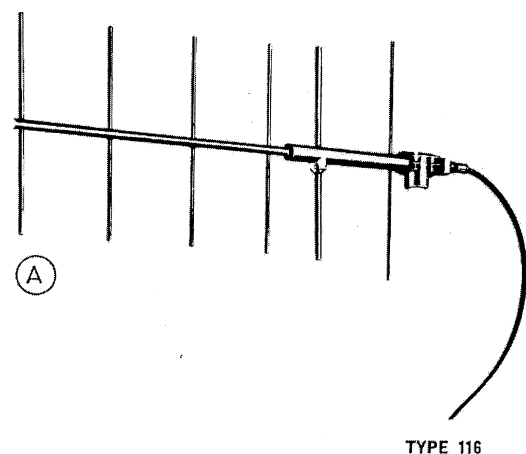


Figure 8.12 - Antenne Yagi composée de 6 éléments, type 116 Andrew, dont le diagramme de rayonnement présente des lobes latéraux dans le plan horizontal si l'antenne est disposée dans le plan vertical mais pas de lobe arrière et l'inverse lorsque l'antenne est tournée dans le plan horizontal. Le lobe « avant » est alors plus pointu. Une comparaison a été faite avec une antenne « corner » 3606C Andrew (figure 7.5).

La technique, utilisée dès les années 60, consiste en l'accroissement du nombre des directeurs et en l'emploi de réflecteurs multibrins (figure 8.13) ou de type « dièdre » à 120° (figure 8.14).

Ces réalisations sont toujours fabriquées et vendues, mais avec des aménagements qui visent à pousser de plus en plus les performances. Toutefois, le but poursuivi est maintenant l'élargissement de la bande passante de l'antenne, ce, pour couvrir tout ou partie de la gamme UHF, afin de capter toutes les stations régionales d'un lieu géographique privilégié (Région Parisienne : canaux 22 à 33, régions frontalières, etc.). C'est le cas de l'antenne **Kathrein** qui couvre la bande de 470 à 830 MHz.

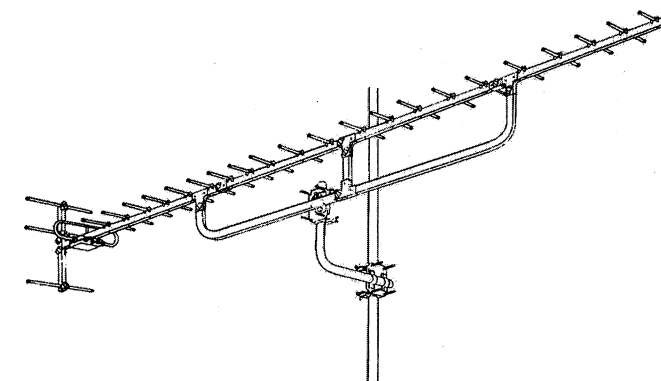


Figure 8.13 - Antenne à polarisation horizontale et à directivité très pointue, à cause des 21 directeurs et du réflecteur à 3 branches (type ES25 WISI - gain : 16 dB - rapport A_v/A_r : 27 dB). Chacune de ces branches possède une longueur égale à $\lambda/2$.

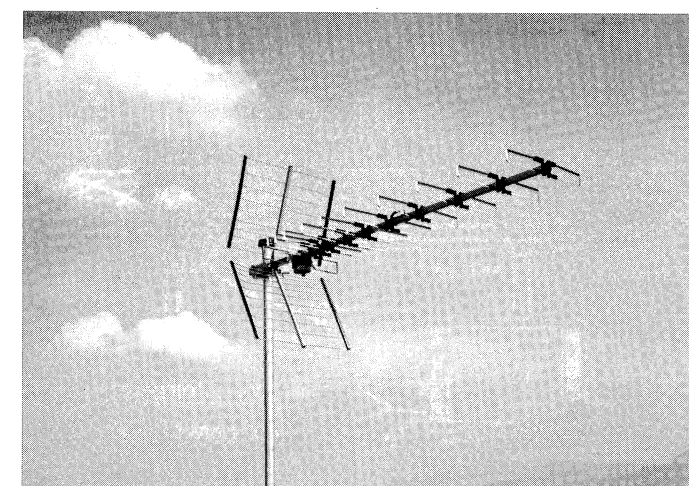


Figure 8.14 - Utilisation d'un dièdre à double inclinaison pour supprimer presque totalement l'onde arrière. Le réflecteur possède une largeur égale à λ et les brins parasites sont constitués par des trombones (antenne Kathrein type AOP32 à 65).

8.1.9 Réversibilité de l'antenne

Le dipôle « rayonnant » ou « capteur » est l'élément le plus important de l'antenne car il génère ou reçoit l'énergie électromagnétique. À ce propos, il convient de justifier la confusion que l'on fait habituellement entre les antennes d'émission et de réception : une antenne est en effet, parfaitement réversible.

Néanmoins, une différence subsiste au niveau de l'adaptation d'impédance : lorsque l'antenne termine un câble précédé d'un émetteur (figure 8.15A), toutes les impédances en présence doivent être identiques, si l'on ne veut pas créer des ondes stationnaires dans la ligne de transmission.

Du côté réception (figure 8.15B) au prix d'une légère perte au niveau de l'énergie induite par le champ, la résistance de l'antenne peut être sensiblement différente de l'impédance caractéristique du câble. Par contre, ce dernier doit « voir » une impédance de charge identique à l'impédance caractéristique, sinon des allers et retours successifs se produisent dans la ligne et créent sur l'écran du téléviseur des dédoublements d'image multiples parfaitement intolérables.

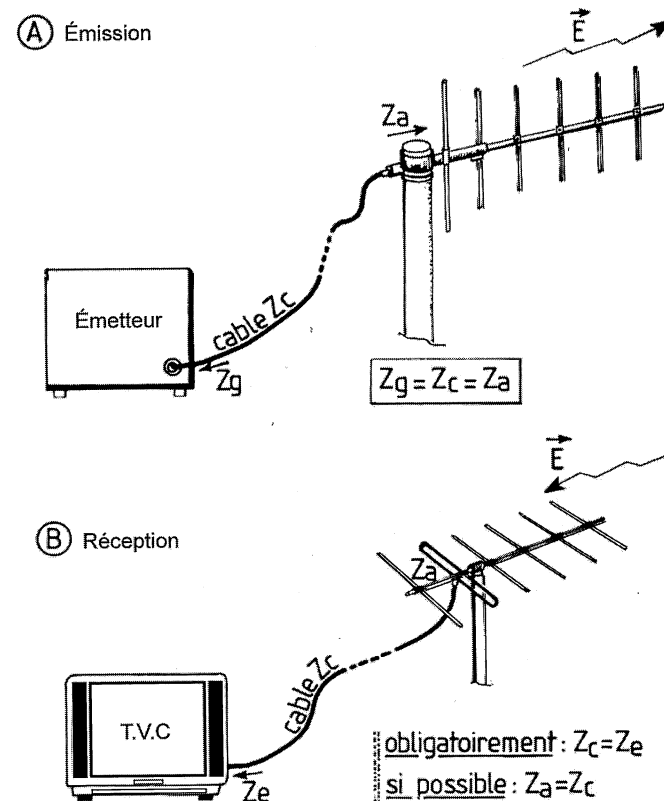


Figure 8.15 - Liaison adaptée d'une antenne à un émetteur (A) ou à un téléviseur (B).
Le plan de l'antenne peut être horizontal ou vertical selon la polarisation du champ EM.

Malheureusement, il n'est jamais certain que les téléviseurs possèdent la bonne impédance de charge (75Ω) et la conservent constante dans le canal UHF sur lequel ils se trouvent accordés et ce, notamment, au-delà de 700 MHz. Il y a donc intérêt à ce que toutes les impédances coïncident, y compris celle de l'antenne, afin que si jamais il se produit une désadaptation au téléviseur, le signal de retour ne « rebondisse » pas sur l'antenne et revienne, avec un retard dû à la propagation dans le câble, vers le téléviseur. Si l'antenne « consomme » l'onde de retour, il faut signaler qu'elle la rayonne dans la nature et qu'elle peut, de ce fait, gêner le voisinage (antennes proches).

8.2 Les dipôles de télévision

Nous avons dit, plus haut, que le dipôle sur lequel est branché le câble, constituait l'élément fondamental de l'antenne. Toutefois, ce n'est pas tout à fait lui qui impose le mode de fonctionnement de l'antenne mais il subit plutôt les influences des brins « parasites », notamment en ce qui concerne son impédance équivalente (voir tableau 8.1). Par ailleurs, la structure est généralement symétrique et un système désymétriseur doit être imaginé pour pouvoir y adapter un câble coaxial.

8.2.1 Le doublet dissymétrique

Cet artifice est employé surtout dans les antennes professionnelles de type vertical (figure 8.12A). En fait, on a affaire à un doublet classique mais fixé sur une structure coaxiale d'impédance caractéristique intermédiaire entre celle de l'antenne considérée avec ses brins parasites (10 à 20Ω) et celle du câble de descente : voir figure 8.16.

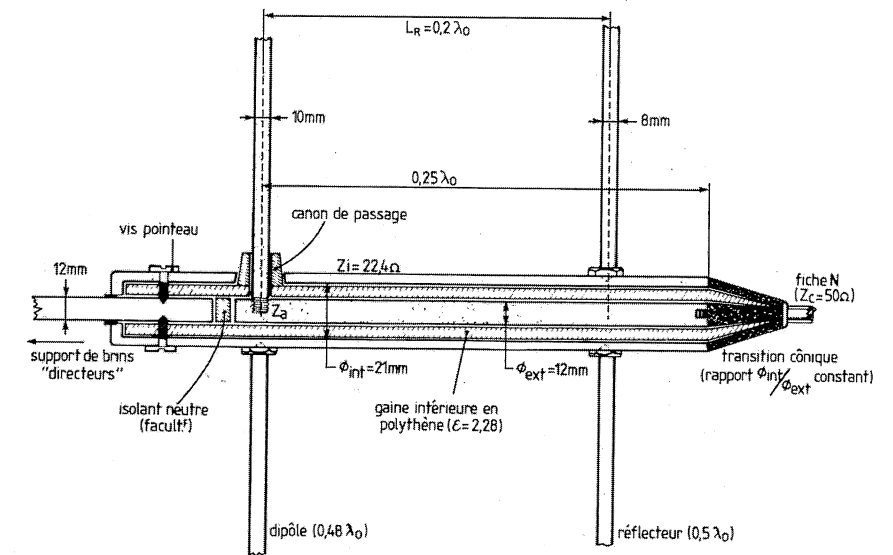


Figure 8.16 - Antenne à dipôle asymétrique ($Z_a = 10 \Omega$) et alimentation par canon adaptateur « quart d'onde » d'impédance intermédiaire $Z_i = 22,4 \Omega$. Le support de brins directeurs est ramené électriquement au tube extérieur mais ce n'est pas une obligation majeure.

Les brins du dipôle sont bien branchés en dissymétrie puisque la moitié inférieure du dipôle est fixée sur le tube extérieur, ramené lui-même à la masse de l'antenne. Il est raisonnable de penser que l'on reconstitue ainsi matériellement l'image virtuelle d'un quart d'onde (voir chapitre 4). On obtient d'ailleurs la moitié de l'impédance d'un dipôle normal. Soit Z_a cette impédance : si le câble de descente doit faire $Z_c = 50 \Omega$, le canon d'adaptation $\lambda/4$ aura une valeur telle que :

$$Z_i = \sqrt{Z_a Z_c}$$

$$\text{Exemple : } Z_a = 10 \Omega ; Z_c = 50 \Omega ; Z_i = \sqrt{10 \cdot 50} = 22,4 \Omega$$

Comme le diélectrique est du polythène, avec $\epsilon = 2,28$ à 470 MHz, les dimensions de la structure coaxiale répondent à la loi :

$$Z_i = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{D}{d}$$

Ce qui conduit à $D = 21$ mm si $d = 12$ mm.

La longueur fait $0,25 \lambda$ terminée par une transition conique et une fiche N.

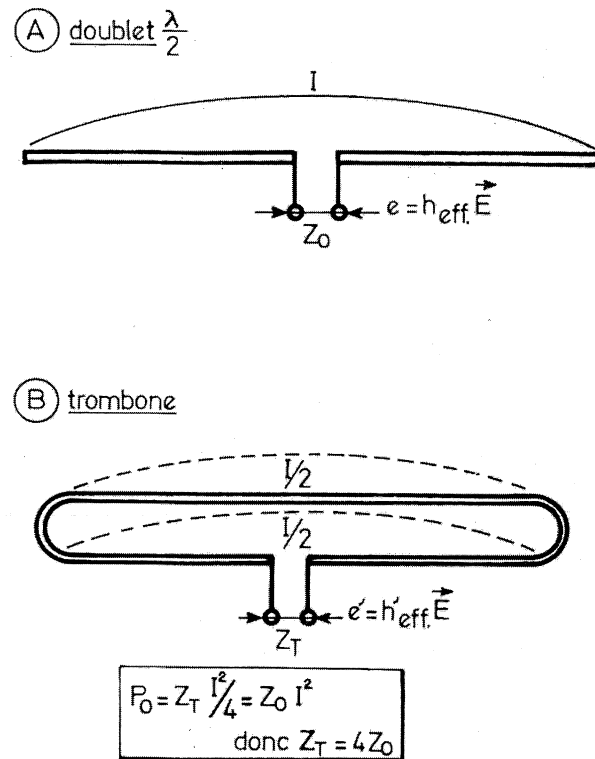
Il convient de remarquer que la tige centrale supportant les brins parasites revient au tube extérieur du canon d'adaptation ; en fait, cela ne changerait guère le fonctionnement de l'antenne si la tige entière constituait l'âme centrale de la structure coaxiale ; la tenue mécanique y gagnerait.

8.2.2 Le trombone

Il s'agit d'un dipôle λ retourné en $\lambda/2$ (figure 8.17). Pour le champ EM, l'écart e entre les tiges étant faible devant la longueur d'onde, tout se passe comme si les deux parties étaient confondues.

L'énergie induite est donc identique à celle qui prendrait naissance dans un doublet demi-onde classique.

Toutefois, les deux brins du trombone sont en parallèle du point de vue du courant et l'on ne recueille alors que la moitié du courant induit par le champ.



— Figure 8.17 — Comparaison entre un doublet $\lambda/2$ et un dipôle λ « replié », ou trombone. —

À cause de l'identité d'énergie, il faut bien qu'il passe quelque chose au niveau des impédances ? On peut constater, en effet, pour le trombone, une multiplication par 4 de l'impédance du doublet, dans l'état d'environnement où il se trouve :

$$W_i = Z_d I_a^2 = Z_T \left(\frac{I_a}{2} \right)^2$$

$$\text{d'où } Z_T = 4 Z_d$$

Par conséquent, les faibles résistances de rayonnement recensées par le tableau 8.1 doivent toutes être multipliées par 4, grâce à l'emploi d'un trombone, comme représenté dans les figures 8.13 et 8.14.

Les impédances trouvées parviennent alors facilement à atteindre les valeurs classiquement employées pour les câbles coaxiaux (50 à 75 Ω). En fait, grâce à d'autres aménagements, on s'arrange pour que l'antenne présente une impédance nettement plus élevée (200 à 300 Ω) et l'on intercale un désymétriseur qui ramène l'impédance de travail à 50 ou 75 Ω (voir figure 8.53).

Le trombone fut et est encore la solution la plus élégante, la plus simple et la plus répandue pour adapter une antenne Yagi aux téléviseurs du commerce (voir aussi le réseau Yagi à trombone de la figure 8.14).

Toutefois de nouvelles structures apparaissent afin de réduire le prix de revient de la fabrication, tout en ajoutant un léger « plus » en ce qui concerne la largeur de bande.

8.2.3 Le trombone à brins dissemblables

Si le brin soumis au câble possède un diamètre inférieur à celui du brin non alimenté, l'accroissement d'impédance dépasse largement 4 : voir figure 8.18. Il est donc facile, avec ce procédé, d'obtenir toutes les impédances d'antenne que l'on souhaite.

Il est évident que cette astuce demande des artifices mécaniques tels que tous les brins peuvent tenir solidement en l'air : le gros tube sert à fixation sur le bras support du réseau Yagi, les 2 demi-brins inférieurs sont fixés dans un boîtier plastique qui renferme en général le désymétriseur ou un circuit balun approprié (voir figures 8.51 et 8.52). L'utilisation de plaques en aluminium découpées et repliées en profilé afin de donner une certaine tenue mécanique au système a, pendant un certain temps, séduit les fabricants d'antennes : voir figure 8.19. Une théorie appliquée aux tubes de diamètres différents permet une approche assez valable du calcul de l'accroissement d'impédance. Au lieu de prendre le diamètre, on prend la largeur des bandes découpées, qu'elles soient telles quelles ou repliées. Le paramètre est le rapport des largeurs et la variable est l'écartement par rapport à la bande repliée.

Les bandes centrales, également nervurées par repoussage afin de donner une tenue plus rude reçoivent le câble ou le feeder bifilaire de descente. Un boîtier moulé maintient en ligne les trois bandes et peut recevoir éventuellement un désymétriseur ou un circuit balun (voir plus loin).

8.2.4 Le profil en Z

Il est dû à M. Yves Desmotreux, fondateur de la Sté Gammax, assez renommée vers 1965. Sa réalisation procédait d'un double souci : recherche de la plus large bande passante possible et adaptation directe d'une descente asymétrique c'est-à-dire coaxiale.

Pour suivre le raisonnement de son auteur il faut comprendre que le dipôle Gammax présente un profil en Z très particulier : il présente la plus grande surface apparente compatible avec le plus faible encombrement (figure 8.20).

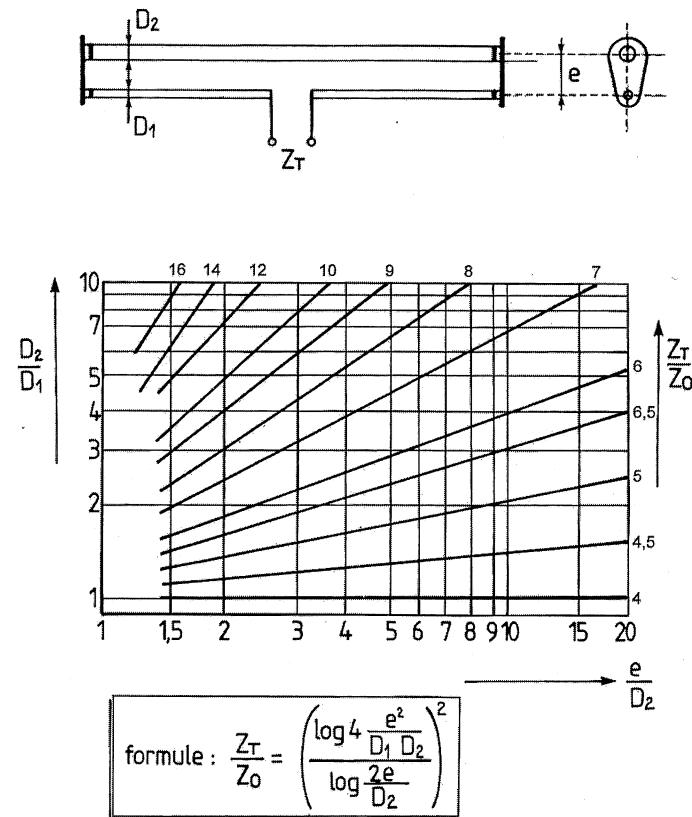


Figure 8.18 – Accroissement d'impédance
donné par l'emploi de brins aux diamètres différents dans la technique du trombone.

La sélectivité d'un doublet demi-onde dépend, comme tout circuit accordé, de ses composantes inductive et capacitive. En fait, la sélectivité – donc la largeur de bande – est d'autant plus étroite que le rapport l/c est grand. La conclusion qui en découle est évidente : plus c sera grand, plus large sera par conséquent la bande passante. Or, dans une antenne, la capacité répartie c est définie par la surface du brin rayonnant et l'inductance l par sa longueur. La longueur étant fixée par le fonctionnement en demi-onde, l ne change pas. Par contre, si le brin voit son diamètre accru, la capacité répartie croît et la bande est bien augmentée.

Toutefois, l'accroissement du diamètre va de pair avec le poids de l'antenne et cela est un handicap pour une réalisation grand public. Or, le profilé le plus simple à réaliser et qui présente le maximum de surface latérale tout en s'inscrivant dans un cercle de diamètre faible s'avère être celui du « Z » de la figure 8.20. Ainsi, si l'on considère la circonférence d'une tige de 7 mm de diamètre et la longueur du pourtour du profilé en « Z » de 7 mm de côté, on obtient un facteur d'accroissement de surface de 2 à 2,5.

Maintenant, si l'on observe la variation d'impédance (module) d'un doublet de diamètre D donné (figure 8.21), la bande obtenue à 200 MHz avoisine 15 MHz. Si nous prenons au contraire un dipôle muni d'une adaptation en Gamma – voir chapitre 3 – ce qui est facile à obtenir avec le profilé en repoussant un des flancs du « Z », on obtient une impédance composée d'une résistance intermé-

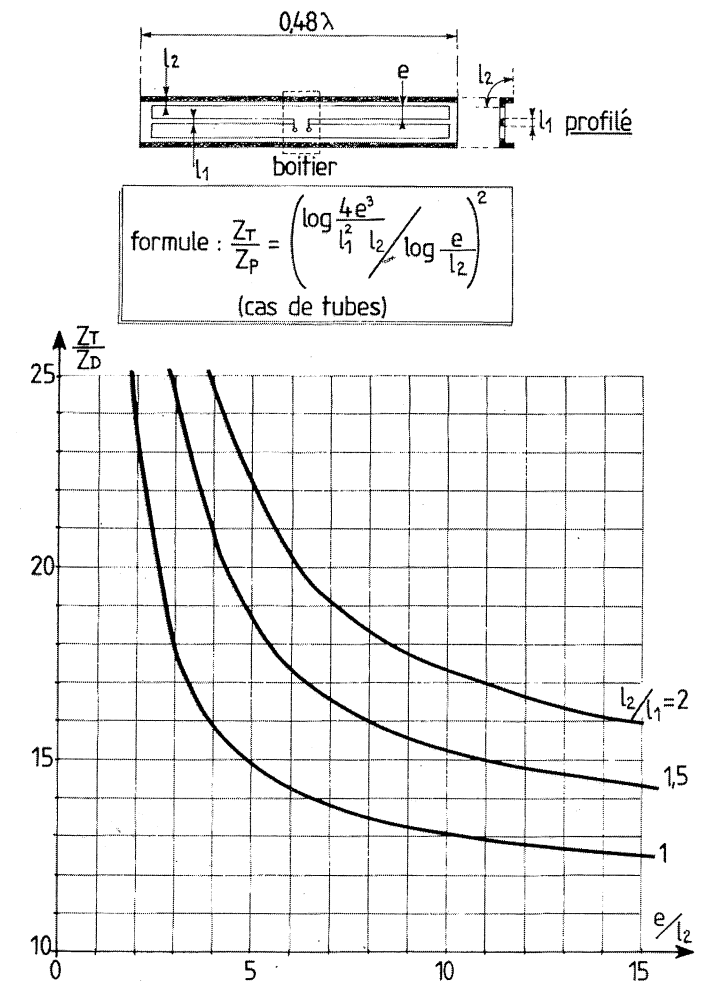


Figure 8.19 – Trombone à 3 branches obtenu avec une plaque
découpée et profilée pour améliorer la tenue mécanique, l_2 est la longueur du profilé replié.

diaire entre 0 et 150 Ω (la moitié de la résistance de rayonnement d'un trombone) et d'une réactance qu'entraîne la dissymétrie du collecteur d'ondes. C'est ce dernier aspect qui se révèle être un handicap à cette technique. Pour supprimer cette réactance, on a coutume de corriger en ajoutant un condensateur en série (voir chapitre 3 : cas des émetteurs MF) ou bien, en UHF, on agit sur la proximité des directeurs et du réflecteur dans une structure Yagi.

Si l'on compare un dipôle Gammax corrigé par une épingle capacitive adaptée sur 200 MHz (non représentée sur la figure 8.21), on constate que la bande passante est accrue notablement.

Il faut enfin signaler que l'apport de brins parasites améliore encore la bande passante de l'antenne, de telle sorte qu'un type de réseau Yagi couvre plusieurs canaux de télévision.

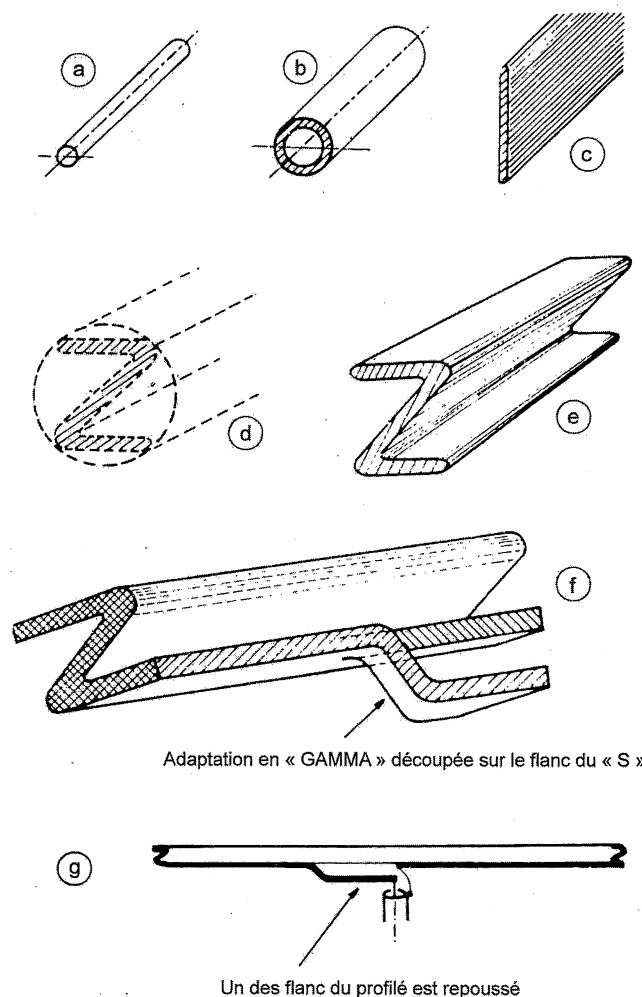


Figure 8.20 - Justification du profil Gammax ;

a : tige de faible diamètre ; b : tube proposant une surface externe plus grande ; c : bande de surface équivalente mais beaucoup plus encombrante ; d : un profil en Z de grande surface latérale s'inscrit dans un tube de diamètre plus faible que la largeur de la bande (c) de même surface ; e : profil en Z ; f : découpe d'une bande pour constituer une adaptation en gamma ; g : dipôle asymétrique Gammax.

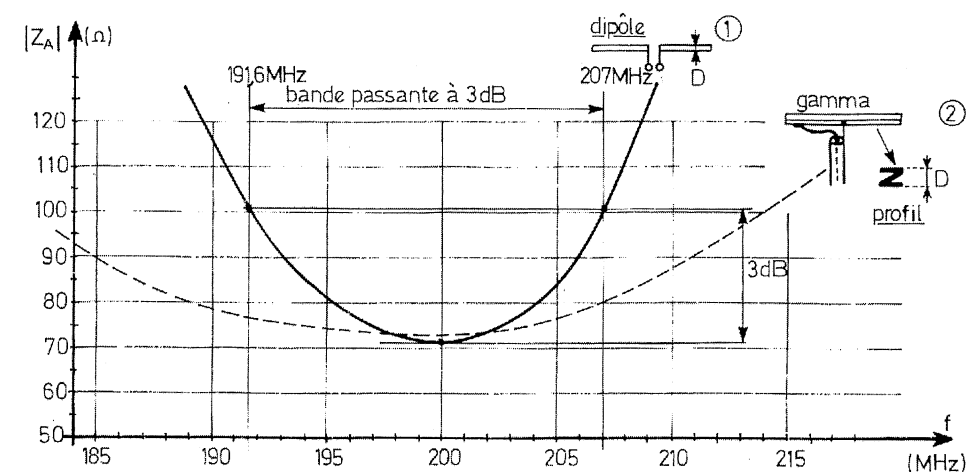


Figure 8.21 - Accroissement de bande passante obtenu par l'emploi d'un profilé en Z et d'une adaptation en gamma (d'après Gammax). (1) Cas du dipôle $\lambda/2$ de diamètre D ; (2) Cas du profilé de côté identique au diamètre.

8.2.5 Les dipôles « plats »

Puisqu'on constate qu'il faut obtenir un mauvais rapport l/c afin de bénéficier d'une large bande passante, on doit chercher à accroître c sans trop toucher à l .

On y parvient aisément en augmentant la surface du dipôle, ce qui peut s'imaginer au moyen d'une plaque usinée comme l'indique la figure 8.22A. Elle fut préconisée par Wisi¹. En adaptant quelque peu la longueur du doublet demi-onde et en utilisant une transition triangulaire, on parvient à améliorer le rendement sans trop accroître l'aspect inductif du dipôle. Des trous sont pratiqués pour réduire la prise au vent. Un repli de la tôle durcit la tenue mécanique du dipôle. C'est surtout sur le repli qu'une fixation double est pratiquée dans un boîtier plastique où se raccorde la descente d'antenne.

La découpe de la figure 8.22B est à la fois plus simple dans la comparaison évidente qu'on peut faire avec un trombone et plus complexe en ce qui concerne le calcul des dimensions et de l'impédance. Un ajustement de la lame d'air permet d'adapter l'impédance à la valeur souhaitée. Une telle antenne est facile à réaliser, par emboutissage, mais présente une prise au vent non négligeable.

Cette réalisation, imaginée par les établissements Portenseigne² autour des années 50, est à l'origine des antennes directement gravées sur des circuits imprimés à substrat neutre, notamment pour les antennes d'appartement ou de caravane (voir plus loin). Elle est aussi réalisée sous la forme d'antennes « panneaux » que l'on retrouve dans beaucoup d'antennes professionnelles fonctionnant en micro-ondes ou dans des versions d'antennes masquées dans les cloisons pour le comptage d'individus, de colis ou de valises, par exemple dans les couloirs d'aéroport ou encore en télésurveillance discrète.

1. Fabricant d'antennes.

2. Fabricant d'antennes français.

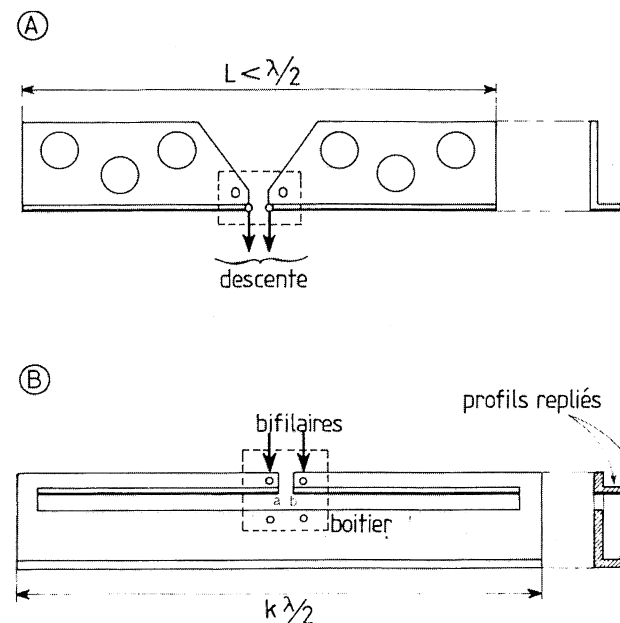


Figure 8.22 - A : Dipôle WISI et son profil. B : Dipôle-trombone plat (d'après Portenseigne).

8.3 L'antenne d'émission

Il faut faire appel au principe de **Babinet** pour appréhender le fonctionnement des antennes à « fentes ». Ce principe est défini en optique et régit la réversibilité des ombres projetées avec des écrans de lumière. La transposition de ce principe dans les ondes ultracourtes est due à **Booker**, lequel a avancé le postulat suivant : les dipôles **méplats** isolés dans le vide se comportent de la même manière qu'une « **lame de vide** » dans un milieu impropre à la propagation, le mode de branchement de la source étant à adapter au système.

8.3.1 Le dipôle à fente

Cette proposition apparaîtra absconse à beaucoup de gens, d'autant plus que le rapprochement avec l'optique semble plutôt hardi ! **Booker** l'explicita en justifiant le mode de branchement du générateur susceptible d'attaquer l'antenne. Reportons-nous à la figure 8.23. On a affaire à une plaque de métal de surface quasi infinie, dans laquelle on découpe une fente de même largeur que celle des lames plates utilisées pour doublet. Pour que la comparaison soit parfaite il faudrait découper en deux le vide de la fente et y intercaler le générateur ! C'est évidemment irréalisable ; aussi, on attaque la fente entre ses bords médians mais le champ créé ne peut avoir la même polarisation que pour le doublet : **la fente rayonne donc un champ en quadrature**.

Au niveau des impédances électriques, on constate également une inversion : à un dipôle inductif correspond une fente capacitive, et *vice versa*. Si nous prenons, en premier, le doublet demi-onde d'épaisseur faible mais de largeur d , nous aurons une impédance légèrement inductive ; par exemple :

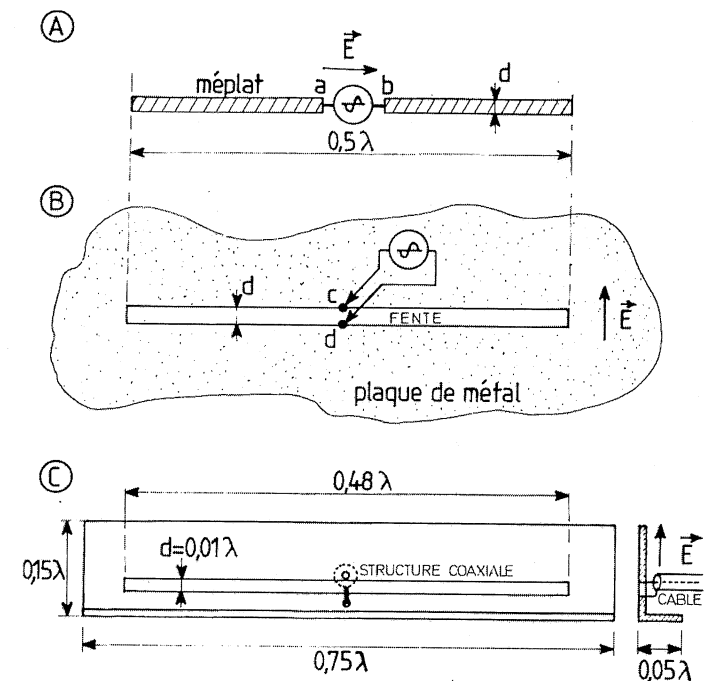


Figure 8.23 - Principe de l'antenne à fente.

Le doublet demi-onde (A) et la fente (B) de même largeur ont des comportements analogues sauf pour les champs EM qui sont perpendiculaires. La réalisation (C), attaquée au centre de la fente, est une version relativement approchée de la forme théorique et rayonne ainsi disposée dans le plan vertical.

$$Z_{ab} = (70 + j10)\Omega$$

(cas d'une mesure de méplat de 2 cm de large, à 200 MHz). L'impédance de l'antenne à fente est liée à celle-ci au moyen de l'impédance du vide élevée au carré (relation de **Booker**) :

$$Z_{ab}Z_{cd} = \left(\frac{Z_0}{2}\right)^2 \quad (1)$$

Avec $Z_0 = 120\pi \approx 377 \Omega$ nous pourrions dire que :

$$Z_{cd} = \frac{35530}{Z_{ab}} \quad (2)$$

Avec l'exemple traité ci-dessus nous recueillons une impédance élevée :

... et surtout, capacitive, alors que l'impédance $Z_{cd} = (505 - j72,14)\Omega$ du dipôle était selfique. Il est évident qu'on ne peut rendre infinie la plaque de métal et qu'il faut bien admettre, à la fois, une réduction de surface de cette plaque et une approximation des calculs. La réalisation de la

figure 8.23C constitue une version que l'on peut caractériser d'« amateur ». Une correction d'impédance se révèle très utile car la valeur absolue de la partie réelle n'est pas facile à appréhender ; toutefois pour des dimensions précises, on est à peu près sûr que la réactance est nulle.

Par ailleurs, il n'est pas si facile de comparer un doublet tubulaire avec un dipôle à fente : en effet, un tube présente une surface supérieure de $\pi/2$ fois environ la largeur d du méplat et, pour que la comparaison soit cohérente avec la formule (1) ci-dessus, il faut réduire le diamètre des brins du doublet demi-onde de 1,5 à 2. De même, on évoque l'impédance du vide, égale à 120π , comme, pivot de transition. Avec l'air ambiant et son humidité relative, la relation (2) doit être modifiée : le numérateur doit tomber à $3,4$ ou $3,5 \times 10^4$ pour faire déboucher les calculs vers une solution plus réelle.

Ainsi, un dipôle à fente de $0,475\lambda$ de longueur et de $0,01\lambda$ de largeur propose une impédance de 500Ω environ ¹(8). Un tube de $0,005\lambda$ de diamètre utilisé en doublet de même longueur offre une résistance de rayonnement de 68Ω . Les deux types d'antennes ont un comportement analogue à condition de les disposer en croix dans un espace libre de tous obstacles et dont l'impédance intrinsèque fait environ $Z_0 \# 370\Omega$.

8.3.2 Le panneau-cylindre à fente

Étudié dès 1960 par l'ex-ORTF et réalisé par LGT, après maints ajustements que la théorie explique mal, le panneau-cylindre à fente de la figure 8.24 fut constitué d'un cylindre fermé à chaque bout, fendu dans toute la longueur et placé à faible distance d'une plaque réflectrice de dimensions supérieures au cylindre mais néanmoins assez voisines de λ . Plusieurs remarques peuvent être faites :

- la longueur de la fente s'avère plus grande que la demi-onde puisqu'elle atteint ici $1,1\lambda$;
- le diamètre du cylindre dépend aussi de la longueur d'onde : $0,17\lambda$. Il s'agit sans doute d'un compromis favorable ;
- la distance de la fente au réflecteur réagit sur le diagramme de rayonnement et surtout, sur la résistance de l'antenne. La mise au point est faite en fonction de la demande de couverture de champ.

L'alimentation des points c et d s'effectue par un câble autosymétrisé qui entre dans le cylindre par les pattes de fixation latérales. Le câble trouverait ici une résistance de rayonnement de 120Ω ; un transformateur d'impédance est donc nécessaire. Enfin, comme la longueur de la fente s'avère supérieure à la demi-onde, une réactance selfique subsiste ; aussi, il est placé entre c et d des morceaux de clinquant de cuivre que l'on écarte plus ou moins pour ajuster la capacité apparente, donc pour adapter l'accord de l'antenne à la fréquence de travail. Malgré cette correction ou, plutôt ici, grâce à cette compensation, la bande passante du panneau est importante ; par exemple, elle couvre sans difficulté toute la gamme VHF : 162 à 220 MHz. Aussi, le gain - 8 à 9 dB p.r. au doublet demi-onde - ne change guère tout au long de la bande. Ce type d'antenne est généralisé dans tous domaines de fréquence VHF et UHF.

1. Pratiqué sur une plaque de cuivre de 3λ sur $0,5\lambda$.

8.3.3 Association pylône-panneau-cylindre à fente (cas des réémetteurs TV)

Le panneau est intéressant car il s'adapte bien au montage sur un pylône. En effet, on le place verticalement pour avoir un champ à polarisation horizontale ; ensuite, il est protégé contre les intempéries grâce au capot de polyester armé de fibre de verre qui recouvre le tout (figure 8.25). Toutefois, la présence d'un champ arrière non négligeable en horizontal fait que le pylône réagit quelque peu sur le diagramme de rayonnement.

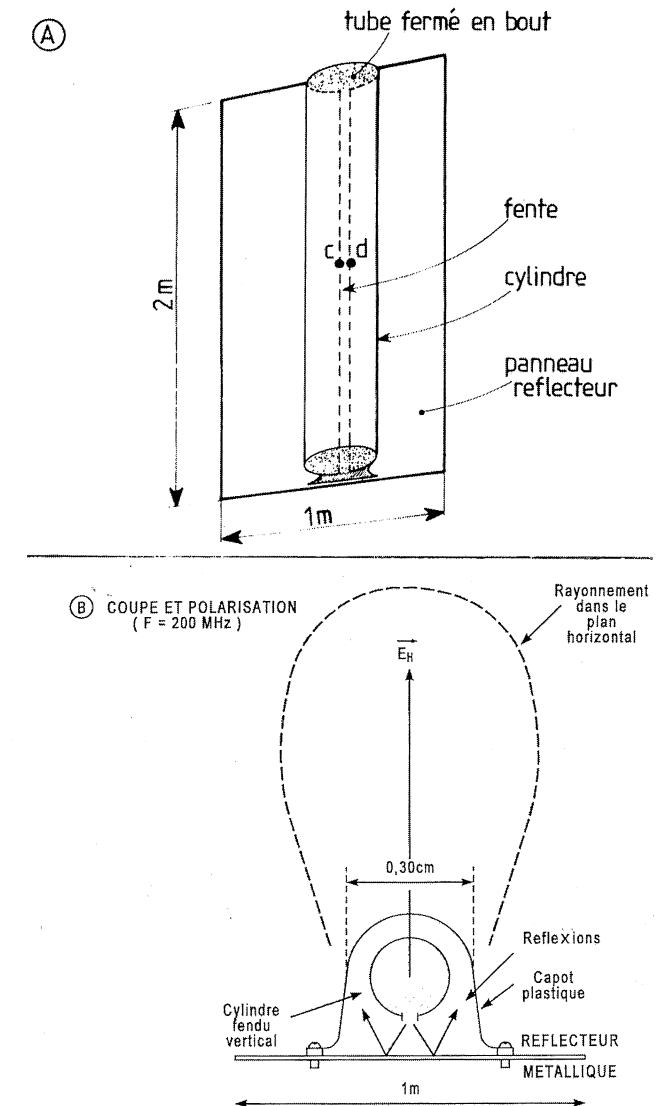


Figure 8.24 - A : Constitution d'un panneau-cylindre à fente pour la bande VHF. La distance du cylindre au plan réflecteur est déterminée expérimentalement. B : Coupe et polarisation ($F = 200$ MHz).

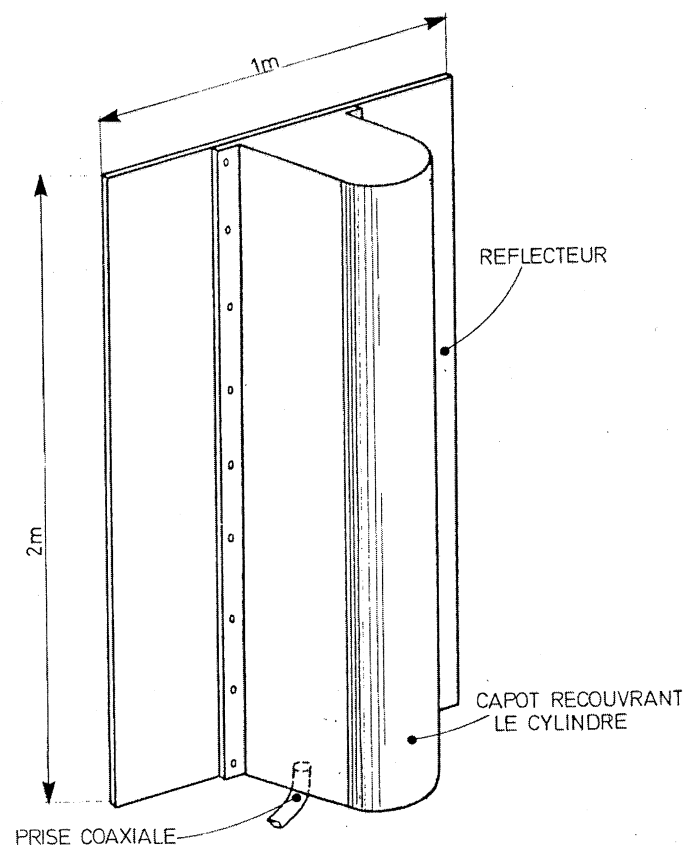


Figure 8.25 – Cotes mécaniques d'un panneau à fente bande VHF.

On procède en général par sommation point par point des efficacités de rayonnement avant de procéder au montage ; mais, malgré toutes les prévisions, une mise au point est nécessaire sur le terrain.

À titre d'exemple, nous reproduisons figure 8.26A à D, les diagrammes d'un panneau à fente LGT fonctionnant sur 200 MHz environ et dont les dimensions hors tout sont précisées figure 8.26. Nous les devons aux essais réalisés pour TDF par H. Chemin.

Le diagramme de polarisation horizontale (A) est bien ouvert : 70° à -3 dB. Par contre, celui vertical (B) se révèle assez pointu : 40° à -3 dB. La disposition verticale du panneau, celle-là même qui engendre une polarisation horizontale, est donc préférable dans le domaine de l'émission à faible et à moyenne puissance. Pour illustrer notre propos qui consiste à trouver la meilleure disposition des panneaux autour du pylône, nous proposons les diagrammes C et D de la figure 8.26. Ils illustrent bien les difficultés rencontrées pour associer plusieurs panneaux à un pylône de forme donnée. Il paraît encore prouvé dans l'expérience tentée en D que la forme triangulaire du mât-support autoporteur convient le mieux pour l'obtention d'une couverture omnidirectionnelle. La

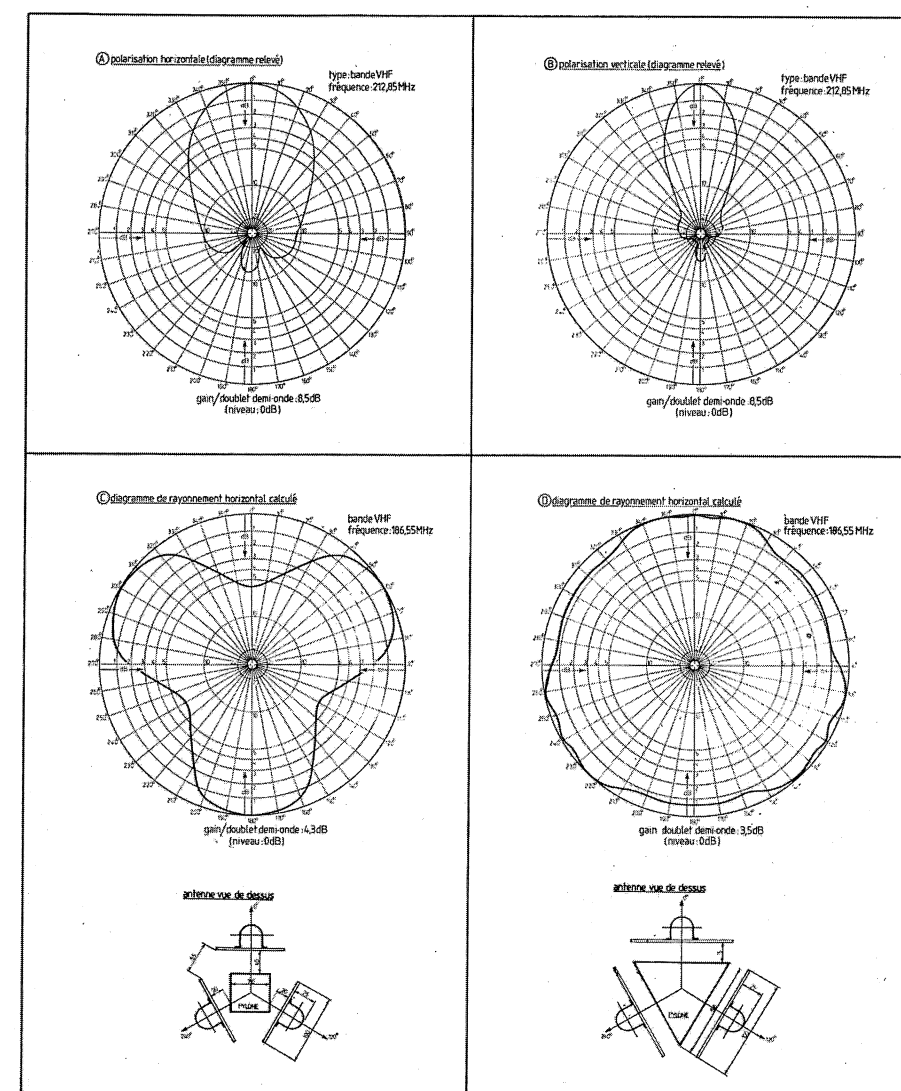


Figure 8.26 – Diagrammes de directivité horizontale d'un panneau à fente (en haut) et de trois panneaux montés sur un pylône à 3 ou 4 côtés.

distance des panneaux, vis-à-vis des côtés du pylône semble assez critique car celui-ci participe à l'homogénéité du diagramme. Notamment on pourrait constater une modification complète du contour en déplaçant de 40 à 20 cm le panneau placé dans la direction O.

8.3.4 Protection contre les brouillages TV

Technologiquement, rien ne s'oppose à construire des panneaux de grandes dimensions : le premier émetteur TV du site de Caen-Mont-Pinçon utilisait la section triangulaire en ce qui concerne le pylône et fonctionnait vers 50 MHz. Toutefois, en UHF, pour des raisons de limite en puissance, la fente de l'antenne étant moins large, l'emploi le plus justifié se situe dans le domaine des réémetteurs UHF de moyenne puissance.

Dans ce cas, la technologie se prête bien à la couverture localisée et à la protection contre les brouillages. Pour couvrir une direction précise sans chercher des protections particulières sur les

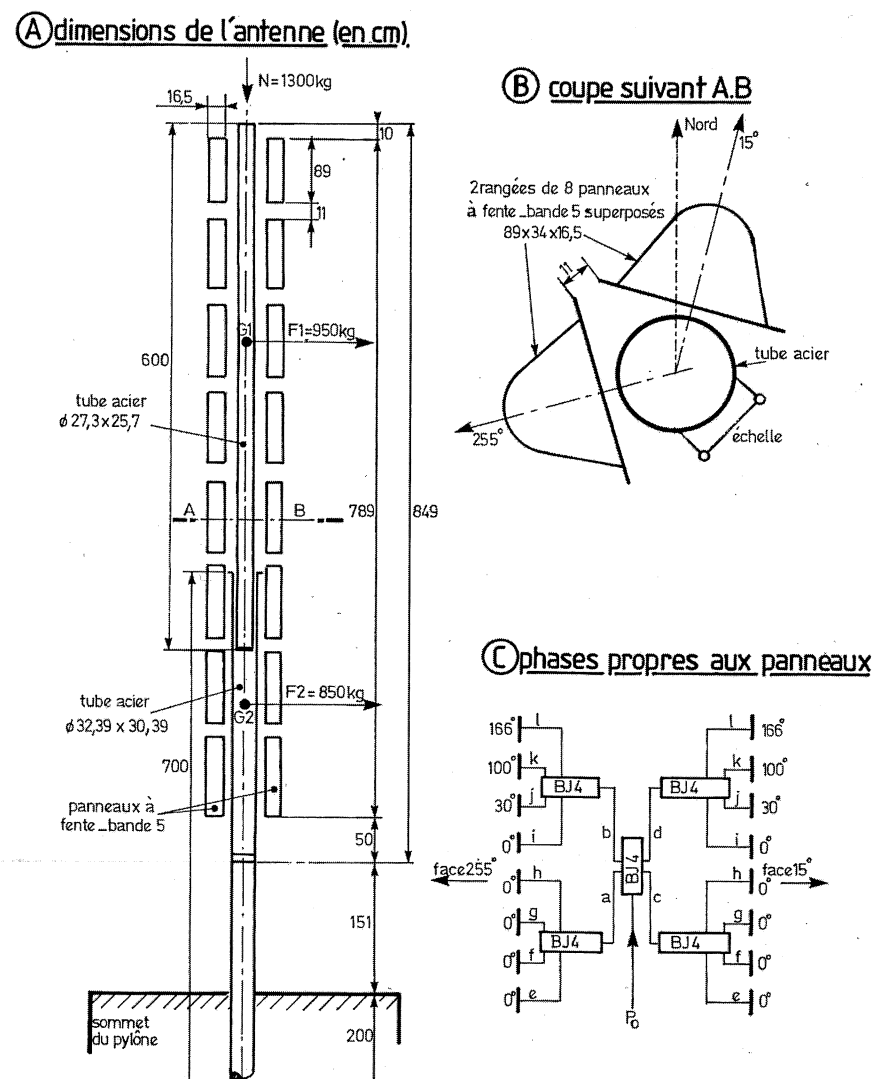
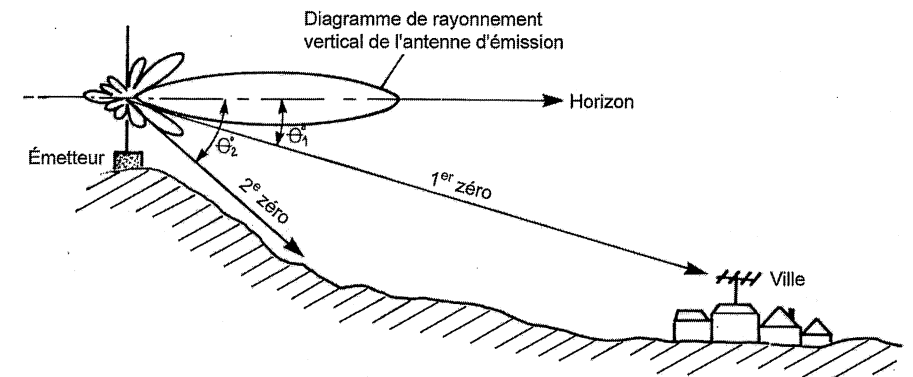


Figure 8.27 – Réémetteur de Pignans (Var).
Antenne d'émission bande V Canal 45 norme L (= 671 MHz).

côtés, on peut associer des panneaux en nombre suffisant pour atteindre, sans surcharge pour chacun des panneaux, la puissance requise : le réémetteur de Pignans (Var) de la *figure 8.27* illustre bien cette association. Les panneaux rayonnent dans le plan horizontal un secteur orienté vers le Nord-Ouest. En fait, on obtient un large lobe de $(360 - 255) + 15 = 120^\circ$ d'ouverture.

Les cotes s'avèrent très rigoureuses ; aussi, elles sont précisées par le fabricant (LGT - cf. H. Chemin) au centimètre près.



– Figure 8.28 – Antenne mal orientée puisque la localité qu'elle doit desservir – est placée dans la direction d'un « zéro » (annulation de champ).

Comme les panneaux sont superposés, le diagramme de directivité dans le plan vertical ne peut pas être homogène et des dispositions particulières doivent être prises pour alimenter chaque étage d'antenne. En fait, la puissance est distribuée selon un dosage et une phase qui permettent de diriger l'essentiel du lobe de rayonnement vers l'objectif. Si l'on pratique, en effet, une alimentation en phase des panneaux, on risque de voir le lobe principal passer au-dessus de la localité qu'elle doit desservir : voir *figure 8.28*. Plus grave, le rayonnement peut se partager en plusieurs lobes dont une multitude de petits lobes qui, en combinant avec le lobe principal créent des annulations de champ qu'on appelle des « zéros ». Si une agglomération se trouve dans l'axe d'un zéro, la réception TV devient par endroits, non seulement impossible mais, autour du lieu d'annulation du champ, on constate des brouillages car les échos deviennent gênants, ayant une amplitude voisine du champ résiduel. Pour faire pencher le lobe principal vers l'agglomération et réduire l'importance des lobes secondaires, on a recours à plusieurs expédients :

- pencher les panneaux les plus élevés de la colonne (*figure 8.29A*) ;
- les décaler ou les désaligner par rapport aux positions privilégiées (*figure 8.29B*) ;
- garder la même phase à chaque composante électrique mais en répartissant judicieusement les puissances (*figure 8.29C*) ;
- identifier les puissances mais en modifiant les phases en donnant des longueurs différentes aux câbles d'arrivée des composantes électriques (*figure 8.29D*).

Ceci suppose un bel équilibre et des essais judicieux sur le site car si le diagramme de rayonnement a été synthétisé par calcul sur ordinateur, la présence des accidents de terrain risque de fausser quelque peu les conclusions. Une telle analyse apporte des solutions intéressantes aux problèmes de brouillages TV. Considérons l'exemple suivant.

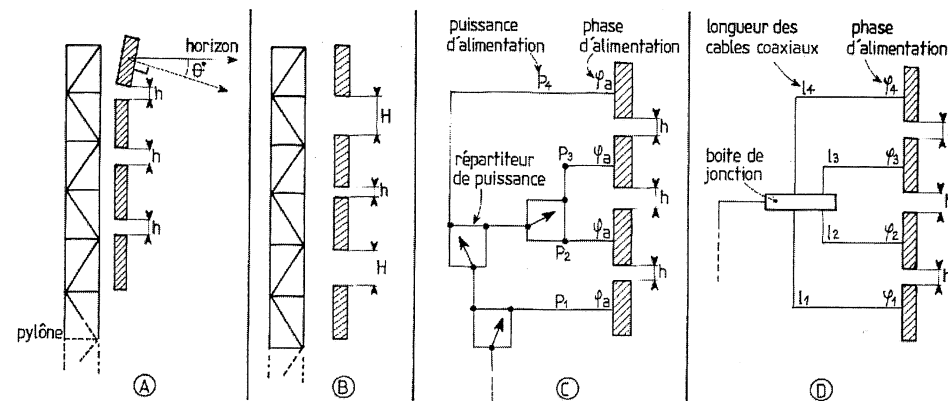


Figure 8.29 – Mode d'alimentation des panneaux
afin d'orienter le lobe de rayonnement dans l'espace environnant.

Nous savons que pour éviter ceux-ci, il faut les supprimer à la source. Or, aux frontières, des interférences fâcheuses peuvent se produire avec les émissions déjà existantes. Dans ce cas, c'est le dernier émetteur érigé qui doit faire les frais d'une protection efficace. C'est le cas, par exemple du réémetteur de Belfort (fort de Salbert), lequel risquait de perturber la région de Badenweiler en Forêt Noire (Allemagne), qui était arrosée par un émetteur local proche en fréquence.

Il faut donc associer le rayonnement de plusieurs panneaux (4) convergents vers Belfort avec celui d'un seul panneau dirigé vers Badenweiler. La combinaison des champs est telle qu'un zéro est obtenu précisément vers Badenweiler : voir figure 8.30. On obtient le tour de force en donnant des phases croissantes aux 4 panneaux superposés et en répartissant les puissances judicieusement au moyen de boîtiers de jonction : voir figure 8.31. Le 5^e panneau dirigé vers Badenweiler possède une phase très en avance sur celles des autres panneaux et la puissance est extraite du premier répartiteur. L'infrastructure de l'antenne d'émission utilise un pylône à section carrée. Les distances des panneaux au pylône sont imposées ; elles permettent en partie le diagramme très particulier de la figure 8.30.

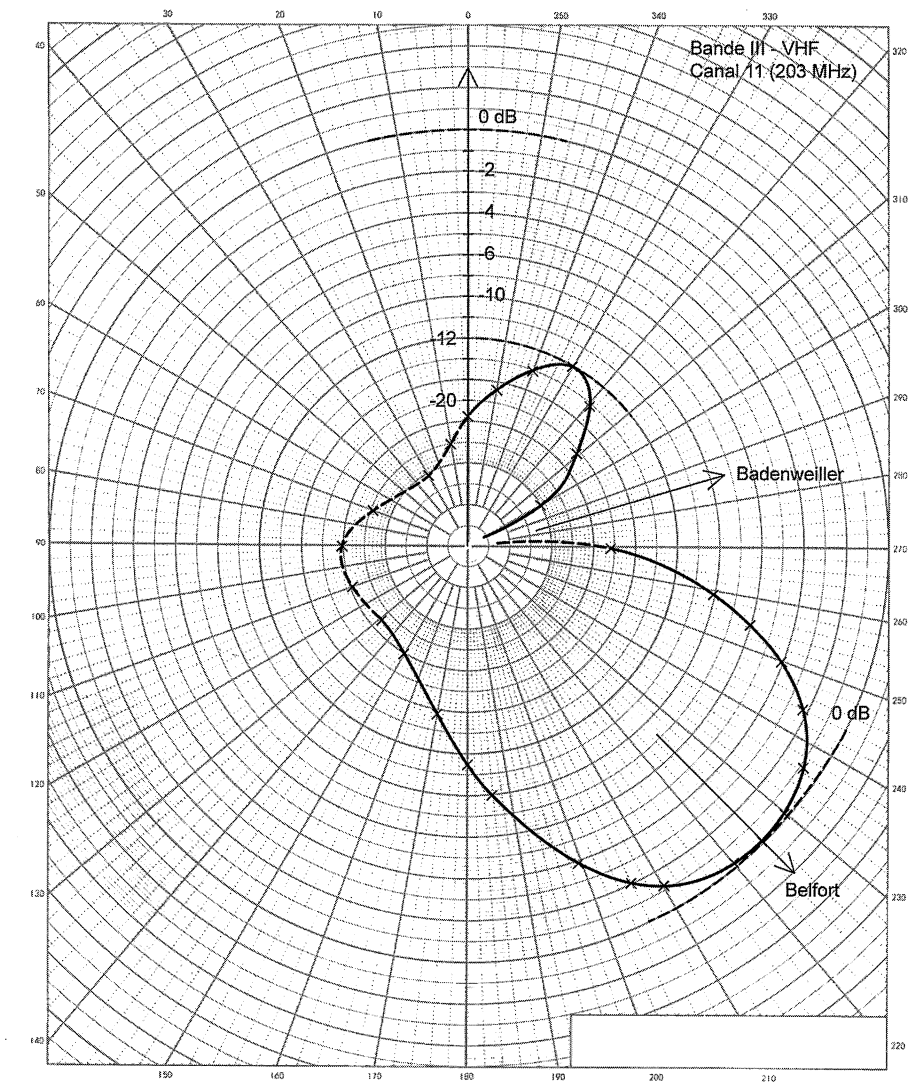
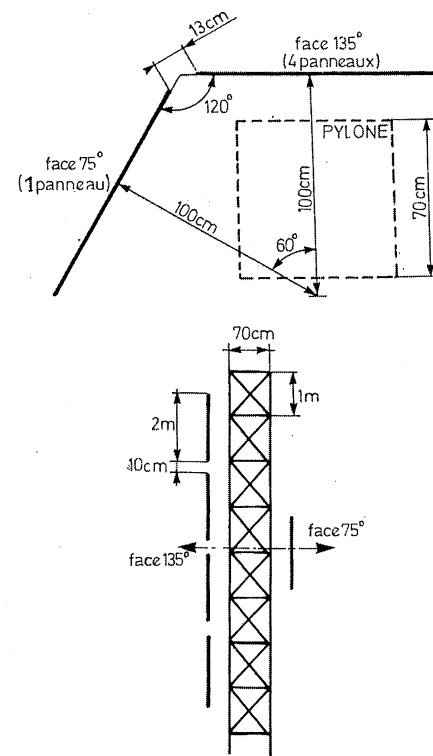
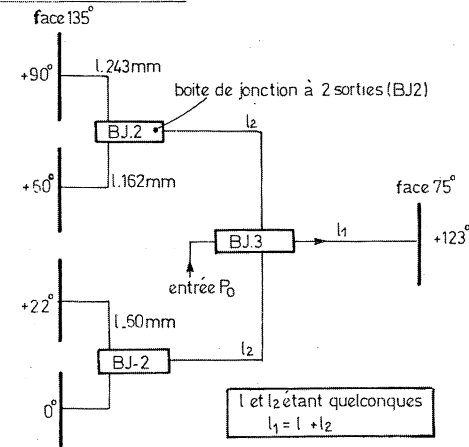


Figure 8.30 – Réémetteur de Belfort-Fort de Salbert.
Diagramme horizontal relevé par mesureur de champs.

(A) STRUCTURE DE L'ANTENNE D'ÉMISSION



(B) CÂBLAGE DE L'ALIMENTATION EN PUISSANCE DE CHAQUE PANNEAU

Figure 8.31 – Réémetteur de Belfort-Fort de Salbert.
Bande VHF, Canal 11, norme E ($f = 203 \text{ MHz}$).

8.3.5 Antenne « papillon »

Dans la catégorie des antennes à fente, entre la structure « papillon » de la figure 8.32. Les spécialistes s'accordent pour dire que cette antenne n'a d'intérêt que dans sa forme – originale – et dans sa large bande passante. Toutefois, on n'en maîtrise ni la théorie ni le diagramme de rayonnement lequel se situe dans le plan essentiellement horizontal. Les dimensions ont été obtenues par approximations successives, les barres étant autant de dipôles qui s'associent avec la fente constituée par les deux tiges centrales. Celles-ci, verticales, sont terminées par l'encadrement ; le tout est donc très mécanique et tient bien en l'air. Toutefois la fixation en X et Y autour d'un mât pose des problèmes car celui-ci doit être mince et électriquement neutre. Le branchement électrique s'effectue entre les points A et B et l'impédance qu'on y trouve est inférieure à celle d'une antenne « super tourniquet » (voir chapitre 3). Elle se place évidemment au sommet d'un pylône.

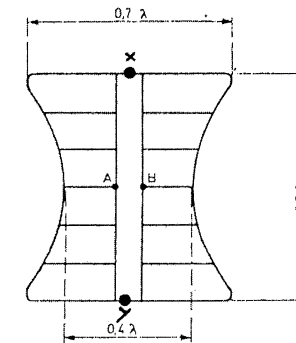
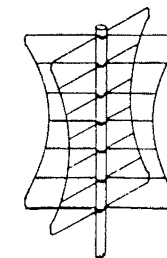


Figure 8.32 – Antenne à fente du type « papillon ».

Ce type d'antenne est en général monté en double par la disposition en croix de la figure 8.33. L'alimentation électrique est réalisée en quadrature de phase ce qui donne un rayonnement quasi-omnidirectionnel, dans le plan horizontal, comme c'est le cas pour une antenne « super tourniquet » (voir chapitre 3).

Figure 8.33 – Antenne « super tourniquet »
utilisant deux dipôles à fente du type « papillon » pour rayonnement horizontal omnidirectionnel.

8.4 Les antennes TV en X

Depuis 1970, les antennes de télévision à longue distance utilisent des structures plus complexes que celles du réseau Yagi à brin tubulaire. Une solution très intéressante, reprise par tous les fabricants d'antennes, consiste dans la généralisation d'emploi d'un dipôle en X plus long que la longueur d'onde définie au moyen de la règle :

$$\lambda_{\text{moy}} = \sqrt{\lambda_{\text{min}} \cdot \lambda_{\text{max}}}$$

Or les buts poursuivis sont le gain élevé dans la bande la plus large possible et une adaptation d'impédance aussi convenable que permise dans le compromis usuel :

$$\text{ROS} \leq 1,5$$

On ne peut ainsi couvrir toute la bande de fréquence des UHF (470 à 870 MHz environ, soit 400 MHz de bande !), avec un réseau Yagi ordinaire.

8.4.1 Différents dipôles en X

Mais est-ce possible avec un dipôle en X ? Nous pouvons effectivement l'affirmer : imaginée la première fois en 1966 par FUBA, dans des conditions où il fallait, à tout prix, améliorer le rendement des antennes, afin de respecter la télévision en couleur, cette structure s'explique par un passage progressif d'un doublet demi-onde en dipôle « onde entière » : voir figure 8.34. Considérons ce dernier cas : nous sommes en haut de gamme en fréquence c'est-à-dire vers 850 MHz. La longueur d'onde est la plus faible. Au point de vue longueur électrique et hauteur effective, le dipôle onde entière (b) est sensiblement analogue à deux doublets demi-onde placés côte à côte (a). Si nous

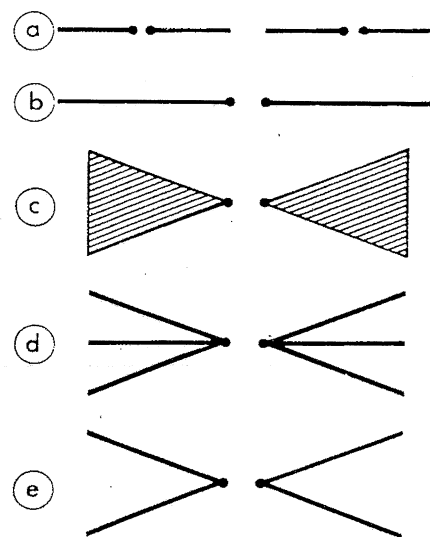


Figure 8.34 - Passage progressif entre deux doublets $\lambda/2$ (a) et un dipôle en X (e). Au point de vue longueur électrique, un dipôle onde entière (b) est assez sensiblement équivalent à deux dipôles demi-ondes ou à un dipôle éventail (c) de longueur plus petite. Une étape supplémentaire est le passage à une ossature plus stylisée (d) jusqu'au dipôle en X (e).

faisons appel à un dipôle en « éventail » (voir chapitre 3), on peut réduire un peu la longueur en conservant la même efficacité. Seule l'impédance offerte au feeder est différente.

On peut alléger la structure très capacitive du dipôle en « éventail » en utilisant un faisceau de tiges qui occupent le même encombrement (d).

Enfin, on ne peut conserver que les dipôles extérieurs reproduisant ainsi la structure en X de FUBA. Cette marque spécifie dans son commentaire que chaque tronçon fait $\lambda/2$ en haut de la bande V UHF : voir figure 8.35A. La silhouette en X est bien accusée et la technologie de cette structure en des « U » évasés retenus écartés par une fixation mn en plastique ; le matériau employé est un alliage d'aluminium embouti et nervuré pour conférer une plus grande solidité mécanique.

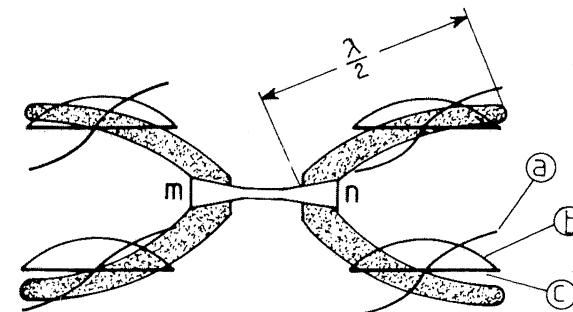


Figure 8.35A - Situation des répartitions en tension (a) et en courant (b) sur les brins (c) du dipôle en X (cas du haut de gamme UHF).

La structure en X est alors utilisée pour tous les brins parasites du réseau Yagi : voir figure 8.36 le cas de l'antenne XC-91 D FUBA datant déjà de quelques années. Cette splendide réalisation n'a pas vieilli et se trouve reproduite sous différentes marques avec des variantes plus ou moins stylisées et des caractéristiques voisines : voir le dipôle Axitronic de la figure 8.35B avec son symétriseur.

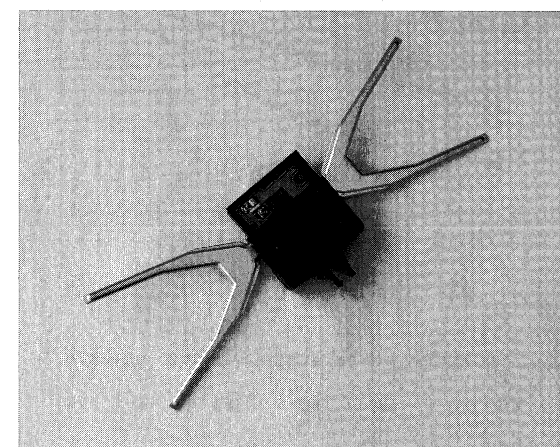


Figure 8.35B - Dipôle en X de l'antenne AL2 d'Axitronic sur lequel vient se fixer un symétriseur imprimé.

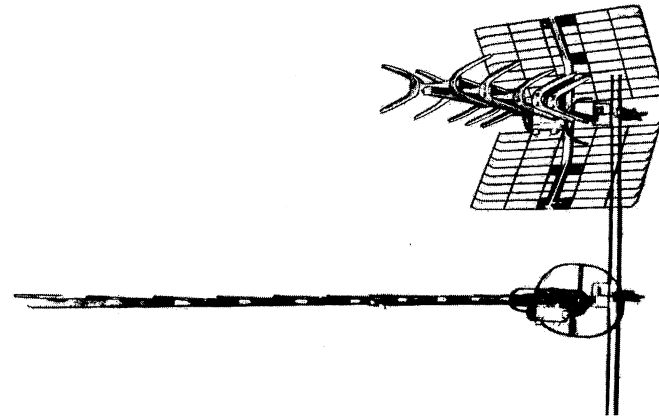


Figure 8.36 - Comparaison d'une antenne Yagi avec une version en X de même gain.

8.4.2 Gain « avant »

Le gain de place, à gain « avant » et à bande passante sensiblement identiques est considérable ; la comparaison de la figure 8.37 paraît suffisamment éloquent : la longueur du réseau Yagi choisi fait 1,75 m de long et son gain évolue de 7 à 12 dB, entre 470 et 800 MHz. On le compare à une antenne X-system XC23D FUBA de 73,1 cm de long et on constate que le gain va plus régulièrement de 8 à 12,5 dB et qu'il passe bien par un maximum quand les dipôles font à peu près λ de longueur.

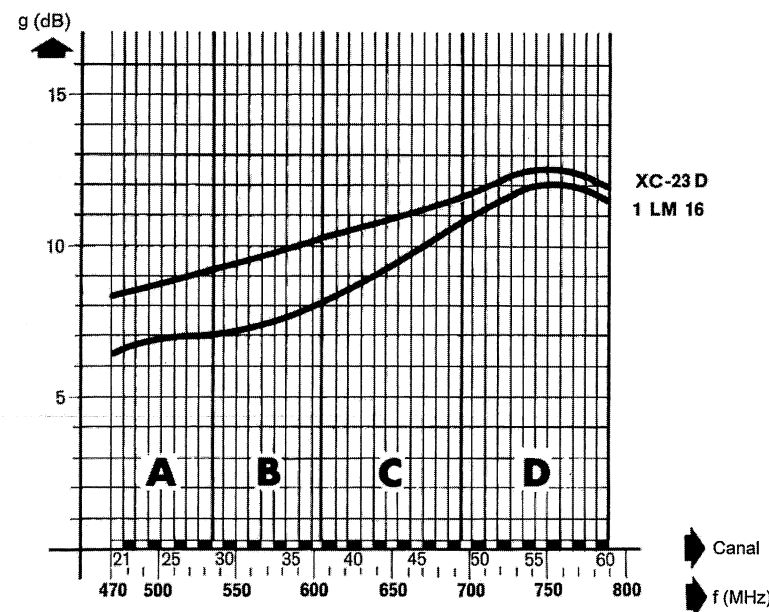


Figure 8.37 - Comparaison de gain « avant » entre un réseau Yagi 12 éléments de 1,75 m (1LM16) et une antenne « X System » FUBA de 0,731 m de long. Le résultat est très favorable pour l'antenne courte XC-23D.

L'évolution comparée des gains obtenus par une antenne X-color FUBA et par un réseau Yagi ordinaire de même longueur, montre, figure 8.38, un accroissement de gain de 2 à 3 dB, à mesure qu'on allonge les antennes de façon identique (même gabarit).

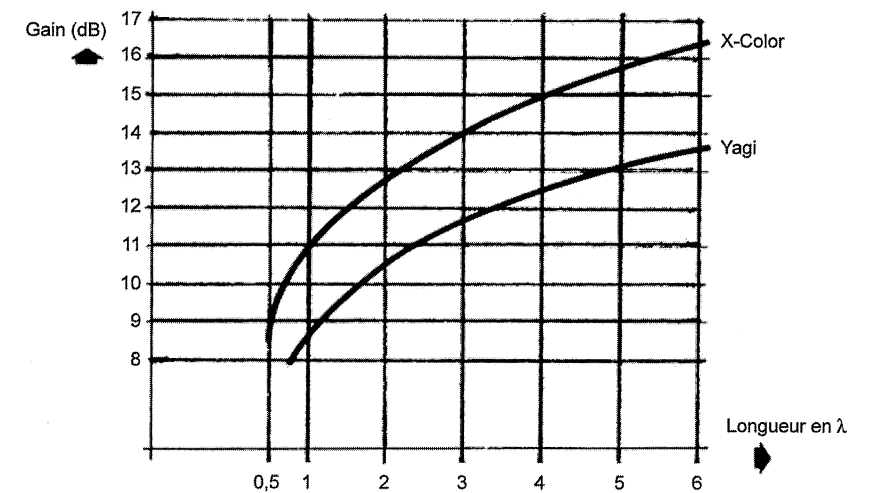


Figure 8.38 - Accroissement de gain avec la longueur du dipôle en X.

8.4.3 Adaptation d'impédance

On pourrait craindre une détérioration du ROS au long d'une bande de fréquence aussi large ? Il n'en est rien, car le facteur qualifiant la désadaptation varie peu entre 470 et 800 MHz : voir figure 8.39.

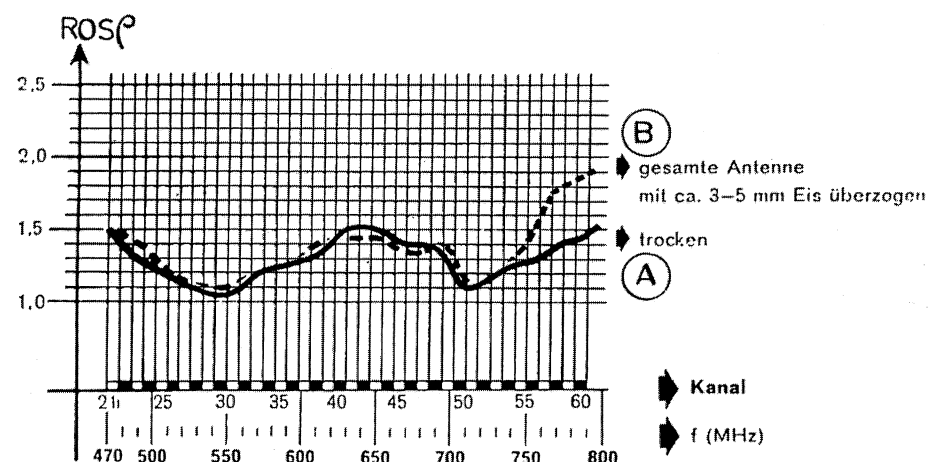
$$\text{Ce facteur est } \rho = \frac{1+r}{1-r}$$

$$\dots \text{ formule connue dans laquelle : } r = \frac{Z_a - Z_c}{Z_a + Z_c}$$

$$\text{si } Z_a = Z_{\text{antenne}} > Z_c = Z_{\text{câble}}$$

$$\text{Ou : } r = \frac{Z_c - Z_a}{Z_a + Z_c}$$

... si $Z_c > Z_a$ et si les composantes réactives sont faibles.



8.4.4 Dilatation mécanique

Une telle antenne, de par sa longueur, peut subir des dilatations importantes en fonction de la température : voir figure 8.39. Ainsi, dans le cas d'un climat sec et torride on a la courbe A ; mais si, par exemple, l'antenne est recouverte de givre, une rétraction de 3 à 5 mm peut arriver et l'équilibre dimensionnel est perturbé, ce qui peut modifier l'impédance de Z_a . Un tel cas a été bien étudié par FUBA et la courbe B ne montre une altération que pour le très haut de gamme ($f > 740$ MHz). Ce n'est pas très gênant puisqu'on ne dépasse pas le chiffre limite de $\rho = 2$ toléré dans le domaine « grand public ».

8.4.5 Directivité orientée

Une telle structure Yagi avec dipôles en X procure par ailleurs une directivité remarquable dans les deux plans : voir figure 8.40. L'ouverture à -3 dB du lobe dans le plan horizontal est meilleure que $\pm 20^\circ$ à 470 MHz ; puis elle croît à mesure que la fréquence s'élève. À 790 MHz, elle est inférieure à $\pm 10^\circ$ (diagrammes A).

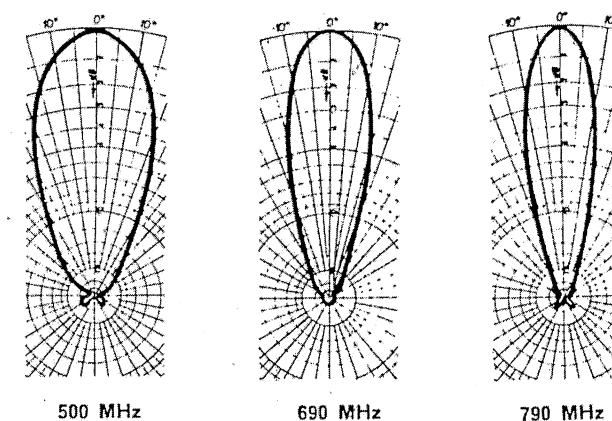
Les lobes secondaires sont faibles et la réjection arrière est meilleure que 30 dB.

Une particularité doit être signalée dans le plan vertical (diagrammes B), il n'y a pratiquement pas de lobes secondaires dirigés vers le bas – c'est-à-dire vers le sol –, ce qui élimine donc une grande partie des échos venant du sol ou des toits environnants.

Ceci est obtenu en **décalant vers le bas le dipôle excitateur par rapport aux éléments de la structure directrice alignée vers l'avant**.

Un mot à propos du réflecteur : il est constitué d'un dièdre à 120° de grandes dimensions. Ceci vient compléter le bon équilibre de la directivité et justifie le fait que le rayonnement arrière s'avère pratiquement sans effet sur la réception à longue distance.

(A) PLAN HORIZONTAL



(B) PLAN VERTICAL

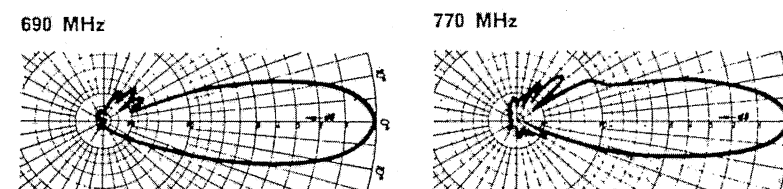


Figure 8.40A – Exemples de diagrammes de rayonnement dans les deux plans d'un réseau en X de 22 éléments directeurs (voir figure 8.40B).

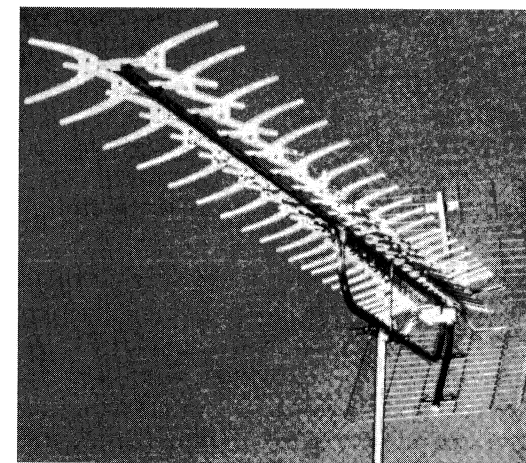


Figure 8.40B – Antenne Fuba en X de 22 éléments.

8.4.6 Alignement de doublets en X

Une autre technique consiste à associer ou à superposer des dipôles sous forme d'un alignement analogue au réseau Yagi. Il faut bien souligner, ici, la différence de principe avec le réseau Yagi, lequel utilise un alignement de tiges ou de tubes, alors que, dans cette technique, la structure en dipôle à 2 brins séparés demeure, même pour les éléments directeurs : voir figure 8.41.

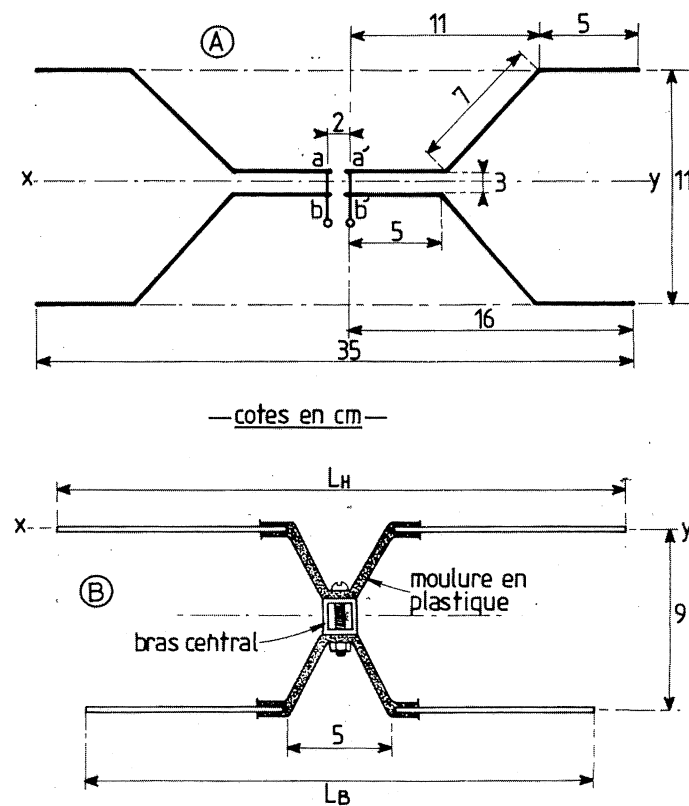


Figure 8.41 – Constitution d'une antenne à dipôles superposés (d'après OPTEX).
A : doublets collecteurs reliés en ab et $a'b'$; B : dipôles directeurs. L'axe XY du doublet est aligné dans le plan de tous les brins supérieurs des dipôles directeurs.

Le dipôle récepteur en X présente une allure similaire : voir l'assemblage (A).

En fait, il s'agit d'une structure, en X, un peu stylisée, certes, mais qui fonctionne comme telle : au bas de la gamme UHF, le doublet se comporte en demi-onde ; par contre, en haut de gamme on s'approche de l'onde entière. Les tiges rapprochées (écart 3 cm) augmentent le couplage capacitif entre les deux moitiés de l'antenne. On a donc finalement un circuit assez complexe : deux doublets ramenés en parallèle en ab et en $a'b'$ et partiellement couplés. La mise au point de cette antenne est astucieuse car l'impédance offerte par les jonctions ab et $a'b'$ reste voisine de 75Ω dans la bande IV et V.

8.4.7 Exemple de dimensions

Les directeurs superposés ont des longueurs différentes, ce qui décale les actions dans le domaine des fréquences et élargit la bande passante.

Les dimensions des dipôles sont précisées dans la figure 8.42, ainsi que les écarts entre brins.

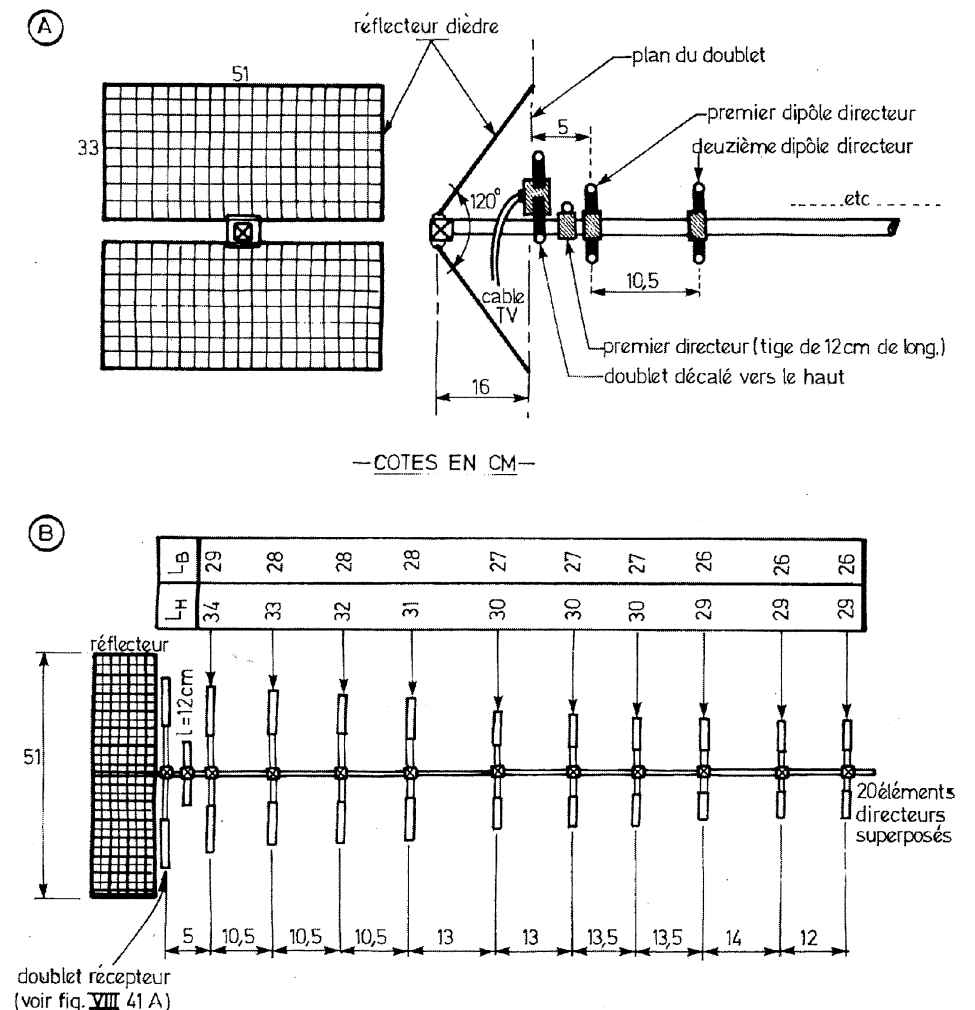


Figure 8.42 – Montage des dipôles directeurs superposés dans la version 8820 OPTEX.

Le collecteur est décalé par rapport à l'alignement des dipôles directeurs (A). Ceci relève le diagramme de rayonnement vers le haut et évite les lobes secondaires du plan inférieur.

Le diagramme de rayonnement déjà très pointu avec 10 directeurs est encore amélioré par un réflecteur dièdre ouvert, à 120° ; sur le doublet collecteur. Pour ramener l'impédance d'antenne à 75Ω tout au long de la gamme UHF, un mini-directeur à tige de 12 cm de long est placé à mi-che-

min entre le doublet collecteur et le premier dipôle directeur. Après ces ajustements, le gain « avant » moyen atteint 16 à 18 dB et la réjection arrière 30 dB (cf. OPTTEX).

8.4.8 Cas de la TNT

La Télévision Numérique Terrestre ou TNT n'exige pas *a priori* une antenne UHF différente de celle utilisée pour la télévision analogique classique, **tant que le matériel n'est pas trop ancien et tant que le champ reste convenable, c'est-à-dire exempt de réflexions parasites.**

En situation dégagée, la portée apparaît plus grande à émission de puissance égale. Néanmoins, il peut se produire des phénomènes bizarres en limite de portée dans au moins deux cas bien précis :

- lorsque le collecteur d'onde devient vraiment obsolète, auquel cas des « trous » ou irrégularités peuvent apparaître dans la bande passante. Il faut aussi se méfier des installations collectives et des connexions fantaisistes dans les colonnes montantes. Cela arrive journellement, selon les installateurs : des interruptions de réception se produisent de manière intempestive, entraînant parfois des conflits de voisinage insoupçonnés, la TNT pouvant s'arrêter entre deux étages ou d'un côté de la rue à l'autre ! En général, les usagers non prévenus de cette éventualité ne comprennent rien à cette anomalie propre au numérique, et cela suscite des réclamations parfois véhémentes auprès des installateurs, lesquels n'y peuvent pas grand-chose...
- si le bruit n'a pas trop d'incidence sur la transmission numérique, car les signaux bruités sont reformés sur les transitions intermédiaires (figure 8.43A), les gros parasites industriels risquent d'être fort gênants si, par malheur, ils vont jusqu'à hacher le signal : ils peuvent induire l'équivalent d'un top binaire surnuméraire dans une salve de données (figure 8.43B) !

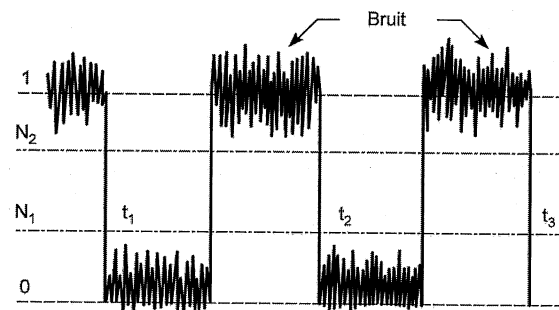


Figure 8.43A – Impulsions bruitées récupérables entre les niveaux N_1 et N_2 par circuit de « reformage ».

Ces parasites violents risquent donc d'estomper tout ou partie de la salve non conforme au protocole de décodage, et toute l'image est déstabilisée tant que le parasite dure.

Mais il y a bien d'autres cas où l'image numérique peut disparaître, et l'on classe tout cela globalement sous la forme d'une « erreur de transmission », le taux d'erreur binaire ou *TBER*.

Pour expliquer cela, il faut recourir à la théorie de l'échantillonnage séquentiel des lignes de l'image TV et expliquer comment se pratiquent la conversion analogique-numérique et la modulation de phase : la transmission s'effectue à l'aide d'une suite d'impulsions binaires qui représentent l'équivalent en niveau d'une toute petite partie du signal analogique (l'échantillon), lequel

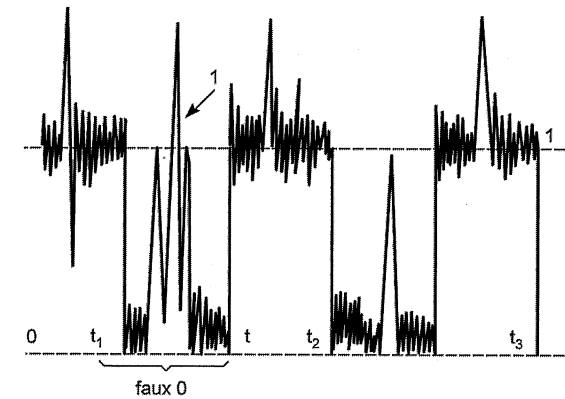


Figure 8.43B – Signal « haché » par des parasites trop violents faisant apparaître un 1 au lieu d'un 0 au décodage.

change peu dans le temps par rapport à la fréquence de l'échantillonnage. De fait, le signal analogique n'est retransmis que de temps à autre sous la forme de « tops » qui épousent périodiquement son contour. Quand un top ne varie pas ou trop peu d'amplitude par rapport au précédent, il n'est pas transmis mais retenu en mémoire. L'échantillon « oublié » est recombinaison à la réception en le « moyennant » par rapport aux signaux transmis qui l'entourent. Cela exige un calcul des emplacements où l'économie de transmission est réalisée ainsi que l'établissement des coordonnées des portions de l'écran qui ne sont pas transmises puisqu'elles ne changent pas du tout.

C'est, en gros, le principe du système MPEG 1 à 4 en télévision couleur, et son décodage n'est pas simple : l'ordonnancement des salves reçues et leur décodage à la réception ne souffrent aucune erreur, ni mauvaise interprétation de la position des bits dans les salves proprement dites, malgré un savant embrouillage dans le mappage des données participant à la constellation des vecteurs de modulation de phase. Si un bit a été oublié ou si une confusion s'opère entre un 0 et un 1, on assiste à une détérioration très rapide de l'image et elle risque de s'interrompre d'un seul coup car il existe, dans le système décodeur, une occultation de l'image si elle devient impropre à la vision.

Sur le plan des mesures qualitatives, on contrôle cela en exprimant le phénomène « d'erreur de transmission binaire » ou *TBER*, en pourcentage : une erreur sur 10 000 bits suffit à créer des petits carreaux dans l'image qui baisse alors rapidement de définition jusqu'à disparaître brusquement.

Évidemment, ces erreurs ont une incidence directe sur le nécessaire respect de l'information : la chaîne de transmission doit rester irréprochable, depuis la caméra de prise de vue jusqu'au téléviseur ; il n'est pas concevable d'imaginer une détérioration progressive de l'image comme dans la télévision analogique, soit parce que l'on est mal situé géographiquement, soit que l'installation est bricolée ou que le collecteur d'ondes et sa descente d'antenne s'avèrent trop vieux : avec le numérique, cela marche très bien ou cela ne marche pas du tout, il n'y a pratiquement pas de transition intermédiaire.

En ce qui concerne les limites de portée de réception, elles peuvent être finalement représentées par deux courbes donnant les variations des rapports Signal/Bruit, hors distorsion résiduelle, des réceptions analogique et numérique à puissance d'émission comparables : voir figure 8.43C. Logiquement, sur ces courbes, on devrait faire figurer le *TBER* mais cela n'a pas de signification correspondante en analogique et la comparaison des deux façons de qualifier les anomalies n'est pas aisée. On obtient, après dépouillement et un certain « lissage » des résultats, des valeurs moyennes

qui montrent une détérioration progressive en TV analogique et, pour la transmission numérique, une constance de la qualité de réception dépassant largement la portée analogique mais qui s'interrompt brusquement quand le $TBER$ s'accroît trop. Cela peut expliquer les anomalies précitées ainsi que les conflits entre les téléspectateurs comblés et ceux qui, frustrés, découvrent un écran blanc sur le palier d'à côté !

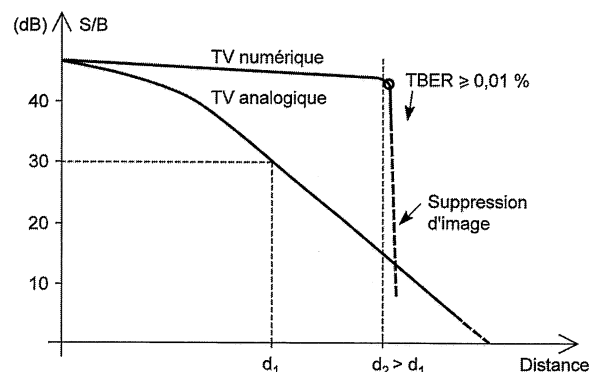


Figure 8.43C – Portées comparées des télévisions analogique et numérique obtenues avec des puissances d'émission procurant des rapports Signal/Bruit semblables.

Il y a fort heureusement de la marge entre les deux cas extrêmes, et le numérique reste toujours supérieur à l'analogique, en performances et en qualité d'image, car il suffit d'un rapport Signal/Bruit de 24 dB pour dépasser le chiffre de $TBER$ fatidique de 0,01 %. En effet, le système TV MPEG, comme les procédés DRM et DAB, en radio numérique, nécessitent une modulation Amplitude/Phase OFDM¹ que l'on désigne aussi souvent par « QAM-16 ou 64 bits » ou MSC. Les appareils de mesure numériques qui testent les erreurs en fonction du rapport Signal/Bruit que l'on dose au départ par mélange avec du bruit blanc montrent figure 8.43D que le $TBER$ plonge très vite vers des valeurs négligeables sitôt que S/B dépasse 26 dB.

C'est une performance indéniable, mais il faut quand même maîtriser les incidents aux limites de portée et on ne peut l'obtenir qu'en poussant les caractéristiques de l'antenne et en surveillant particulièrement l'installation collective, pour dédouaner l'installateur, évidemment...

Ainsi, pour le domaine qui nous préoccupe, la conclusion sera qu'il faut éviter de provoquer des irrégularités dans la bande passante de l'antenne et qu'il faut affirmer la nécessité d'améliorer l'adaptation des liaisons au téléviseur. On exige alors un rapport d'ondes stationnaires (ROS ou TOS) inférieur à 2 dans les liaisons, et il doit être constant dans la bande passante UHF. Pour ceux qui raisonnent en analogique, cela revient à améliorer aussi le rapport Signal/Bruit de l'installation collective et à soigner surtout la protection contre les parasites.

Autrement dit, les fabricants d'antennes ont été amenés à améliorer la technologie de fabrication des antennes et des installations collectives. Cela entraîne évidemment un léger surcoût de prix.

Enfin, pour ceux qui ne sont pas sûrs de leur antenne, nous conseillons, s'ils le peuvent, de changer toute l'installation avec du matériel neuf, surtout s'ils se trouvent implantés en limite de portée de l'émetteur (voir les cartes qui sont régulièrement mises à jour dans les revues spécialisées).

1. OFDM : Orthogonal Frequency Division Multiplexing.

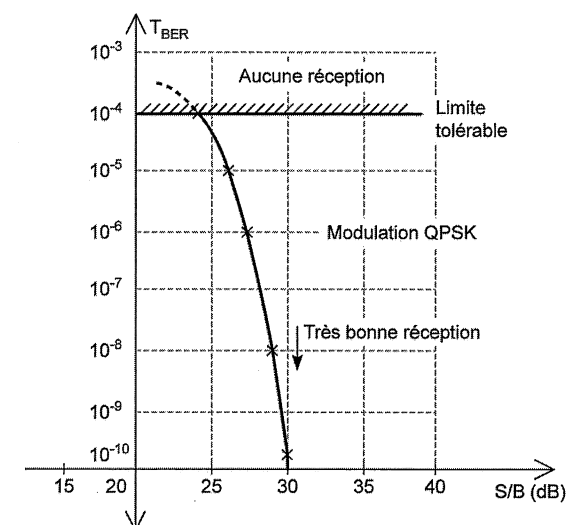


Figure 8.43D – Correspondance entre le rapport Signal/Bruit global et le $TBER$ dans le cas d'une transmission numérique équipée d'une modulation amplitude/phase QPSK de type MSC 64 bits.

Pour terminer, soulignons que le matériel grand public proposé depuis la sortie de la TNT permet sa réception sans problème.

8.5 Les antennes « cadres »

Lorsque la télévision se développa, dans les années 50, on se souvint de l'antenne « Cubical Quad » (voir plus loin) mais, à cause de la fréquence, on réduisit les dimensions et on ajouta une ligne de Lécher pour assurer l'accord. Cette ligne fut appréciée notamment pour supprimer le bruit thermique et les interférences dans les liaisons à longue distance.

Ronde, l'antenne – ou le cadre – fonctionnait dans les deux axes, selon la polarisation du champ, avec une prédominance de la tension reçue en plaçant verticalement la ligne de Lécher pour le plan horizontal.

8.5.1 Antenne Dutour

Cette antenne, inventée et brevetée par **Eugène Dutour**, grand amateur de liaisons radioamateurs, a donc la forme d'un cadre mais, en fait, s'adresse bien au champ électrostatique, comme un doublet ordinaire : voir figure 8.44. Ce type d'antenne fut commercialisé sous la marque MAXIM puis, avec des variantes, sous celle de NOVA. Son avantage réside dans la possibilité d'un accord grâce à la barrette ajustable placée sur la ligne de Lécher centrale. Non seulement, on peut favoriser une zone de fréquence précise mais on peut également en éliminer une autre puisque l'antenne est sélective. Autre aspect intéressant : ce dipôle fonctionne en fondamental dans la bande VHF puis sur harmonique en UHF. Grâce à l'accord, on peut adapter la réception à la fréquence émise sans altération du canal TV désiré. Même, si une fréquence parasite gêne la réception précédente, par un accord judicieux on peut l'atténuer et empêcher le montage inhérent à l'interférence. Pour prouver ces dires, nous reproduisons nos propres essais figure 8.45 : la fréquence émise par une station

TV locale fait tout d'abord 190 MHz, en VHF et on ajuste le décalage de la barrette, défini par rapport au sommet de la boucle. Le champ capté passe bien par un maximum pour $\Delta h = 22$ cm.

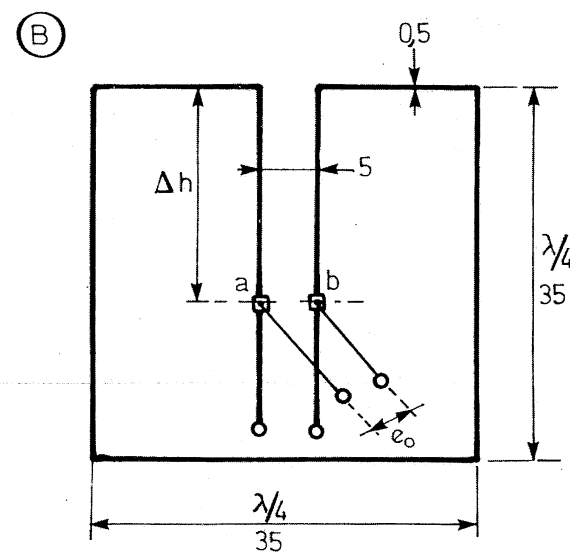
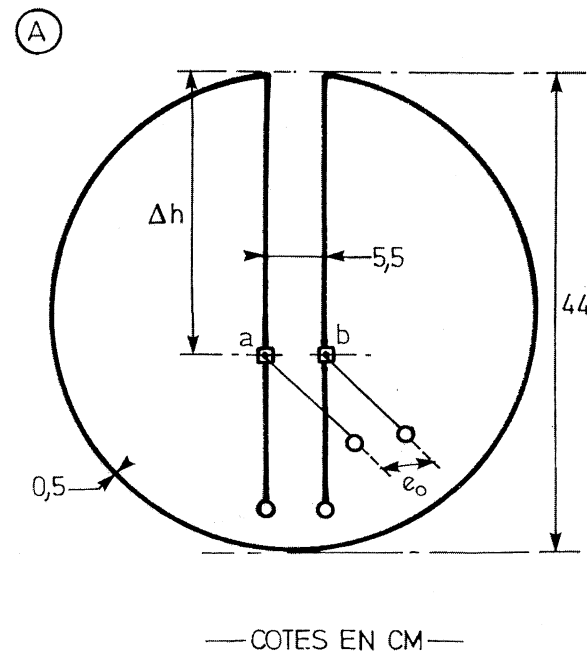


Figure 8.44 – Versions ronde et carrée du dipôle accordable Dutour (dimensions pour 150/200 MHz).

On change maintenant de porteuse et l'on passe en UHF, sur 520 MHz. Là, le phénomène est intéressant car la faible longueur d'onde permet de mettre en évidence le phénomène de réjection. Le bon accord sur 520 MHz se fait sur $\Delta h = 31$ cm mais il semblerait qu'on puisse aussi recevoir pour Δh très faible sinon nul : entre ces deux positions extrêmes, on constate un affaiblissement très important de la porteuse sur $\Delta h = 20$ cm. C'est bien la preuve qu'une réjection (supérieure à 20 dB) est possible. Ce système se justifie donc quand on veut supprimer une fréquence gênante, issue par exemple d'un émetteur voisin trop puissant.

Cette antenne fait apparemment 270Ω d'impédance ainsi que le montre l'essai de la figure 8.45B ; toutefois, les câbles interviennent dans la mesure et il ne paraît pas possible d'affirmer la même chose en UHF. Une adaptation semble donc utile et l'on peut dire qu'en fondamental l'antenne se comporte comme un trombone. La bande passante d'un tel collecteur d'onde reste assez faible en VHF ; ce qui, vu le but poursuivi pour sélectionner une station parmi d'autres, constitue une évidente qualité : voir figure 8.45C. En UHF, la même sélectivité relative est obtenue ce qui englobe plusieurs canaux TV de 8 MHz de largeur.

La mise au point continue suggérée par les remarques précédentes fait que le dipôle-cadre constitue une très bonne antenne intérieure.

Toutefois, afin de concilier l'impédance d'antenne avec celle des câbles, il est très bon d'associer deux antennes Dutour l'une servant de directeur ou de réflecteur à l'autre. On a ainsi la faculté d'avoir deux descentes d'antenne à 75Ω , car les cadres s'amortissent mutuellement.

Ceci fait d'ailleurs l'objet du brevet N° 19016 de l'inventeur : voir figure 8.46. Dans ce cas, l'antenne bien équilibrée se monte sur un mât central que l'on peut orienter très facilement : elle constitue une bonne antenne de DX-TV pour amateurs de liaisons lointaines. Il faut néanmoins signaler que

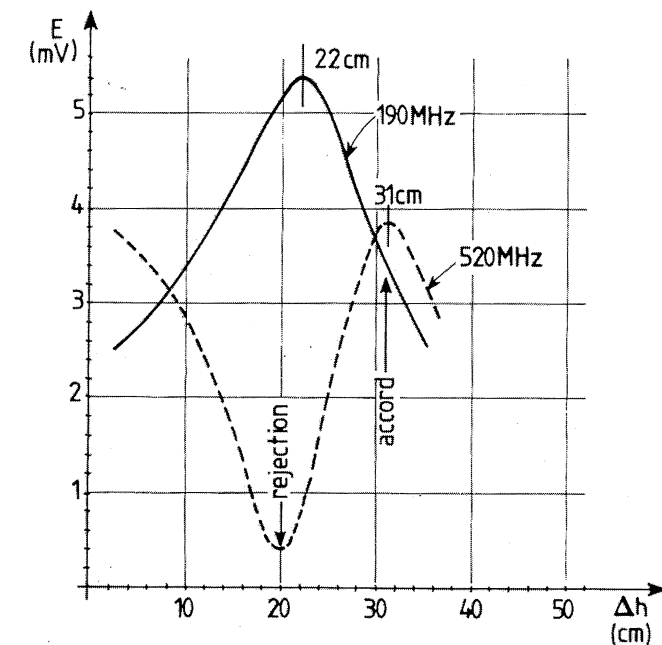


Figure 8.45A – Variation de tension induite sur le dipôle accordable en fonction de la longueur de la ligne de Lécher.

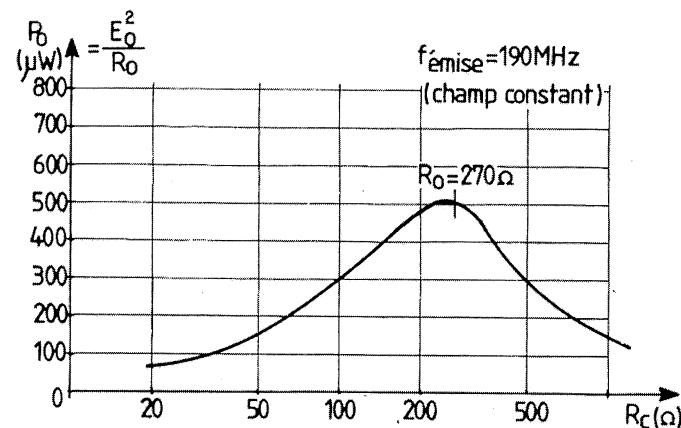


Figure 8.45B – Variation de puissance recueillie sur le dipôle Dutour accordée sur 190 Hz en fonction de la charge résistante disposée directement sur les bornes de prélèvement ab.

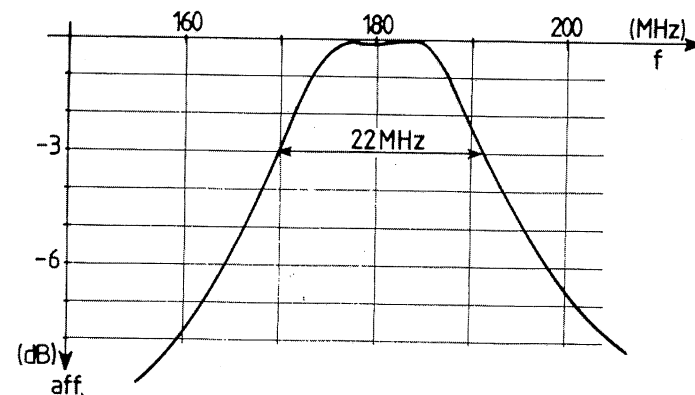


Figure 8.45C – Bande passante de l'antenne Dutour dans la bande VHF.

si les réjections de côté sont importantes, la directivité n'est pas très pointue. On peut l'améliorer en ajoutant des réflecteurs et des directeurs mais leur action se trouve très amoindrie par la différence de géométrie des brins parasites.

L'antenne Dutour peut évidemment s'appliquer à des liaisons autres que la télévision notamment en radiogoniométrie. Les amateurs s'intéressent aussi à cette antenne-cadre sur des fréquences très élevées (p. ex. 27 MHz). Pour la petite histoire, signalons qu'elle fut parfois installée sur une porte, ce qui assurait une orientation facile vers la station émettrice.

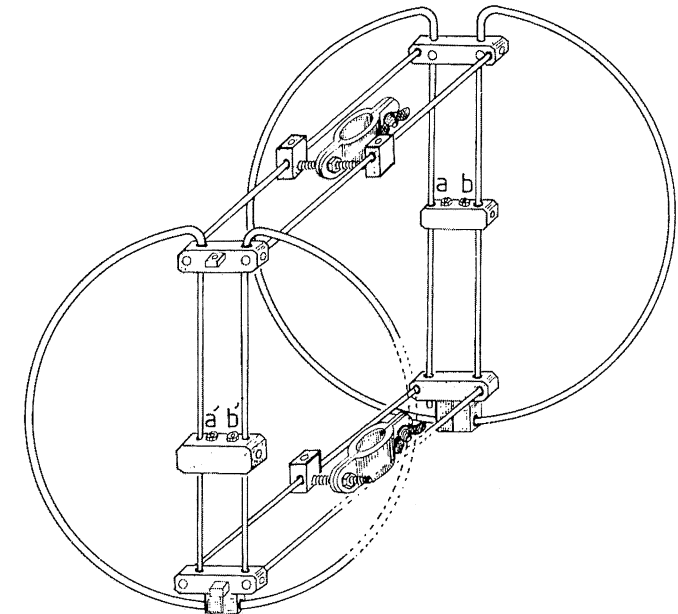


Figure 8.46 – Association de deux dipôles accordables écartés de $\lambda/4$ donnant, ainsi, deux descentes d'antennes entre a et b' ou entre a' et b' (application brevetée).

8.5.2 Antenne « Cubical Quad »

Cette antenne est très utilisée en radioémission d'amateur dans la bande des 27 et des 144 MHz. Elle peut encore fonctionner dans la bande d'amateur des 435 MHz et, donc, dans celle des VHF et des proches UHF. Soulignons toutefois qu'elles sont sélectives.

Nous donnons, figure 8.47, une extrapolation dimensionnelle des expériences tentées dans le cadre des transmissions à bande étroite. Pour cette raison, cette antenne ne convient pas à la télévision : on n'en réservera l'emploi qu'à des cas difficiles de brouillage où une sélectivité accrue s'avère indispensable.

Signalons que le gain de l'ensemble de la figure 8.47 est très important (9 à 12 dB). Par contre, la fixation mécanique de ces cadres pose quelques problèmes d'isolation aux fréquences considérées, on imaginera une carcasse en plastique réalisée avec des tubes collés. Cette antenne peut toutefois être installée à demeure sous un toit à condition que les tuiles n'absorbent pas trop le champ (ardoises interdites).

8.5.3 Le cadre-antenne

Nous allons aborder dans ce paragraphe un sujet fort controversé car on n'a jamais su de façon précise si les promoteurs de ce type de collecteur d'onde avaient volonté de créer un cadre ou une antenne en proposant leur invention.

Il est certain que la réalisation n'est pas très récente puisque les premières tentatives furent expérimentées dès l'exploitation des ondes courtes, vers 1920... En effet, le cadre était monté sur une porte en bois au moyen d'un gros fil de cuivre tendu sur des bobines de bois de couturière clouées sur chaque coin de la porte ; en tournant, celle-ci assurait donc l'orientation sur le champ reçu.

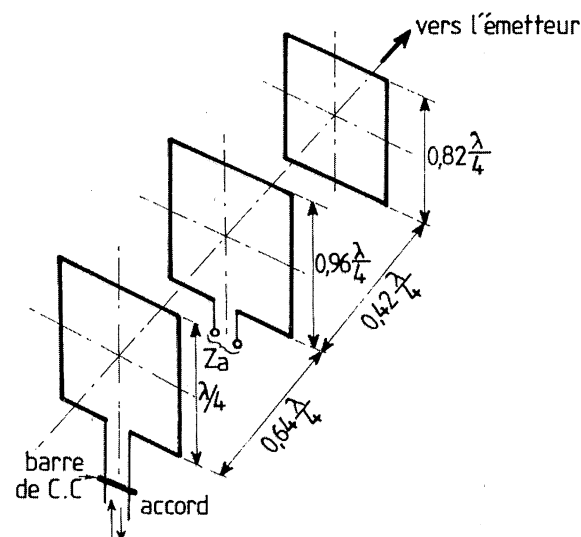


Figure 8.47 – Antenne Cubical Quad pour VHF et proche UHF.
Les cadres sont de forme carrée et restent centrés dans l'axe de l'émetteur au moyen d'un système d'entretoises isolantes (tubes de plastique).

En bobinant plusieurs tours, on avait affaire à un cadre que l'on accordait directement au moyen d'un condensateur variable. C'était employé en Grandes Ondes.

Avec un seul tour, on constatait que cela marchait avec les sorties sur un côté ou sur un bas de porte, ce qui variait en fait avec le type d'émetteur et le sens de rotation de la porte. On n'y comprenait rien mais ça fonctionnait...

Pour la télévision en bande UHF, nous préconisons plutôt le « cadre-antenne » de la figure 8.48. Il s'agit ici d'un accessoire fonctionnant bien sur les téléviseurs portatifs à condition de disposer une fiche coaxiale femelle sur le dessus du coffret ; ainsi, la rotation se fait très facilement pour l'obtention de la meilleure image possible. Le système n'est toutefois valable que pour une polarisation horizontale du champ.

Une certaine dissymétrie subsiste naturellement puisque les extrémités du cadre-antenne sont raccordées sur une structure coaxiale, par essence asymétrique.

Néanmoins, ce collecteur fonctionne très correctement tel quel ; mais il peut être amélioré en intercalant un adaptateur d'impédance ou un symétriseur analogue à celui de la figure 8.51 (voir plus loin).

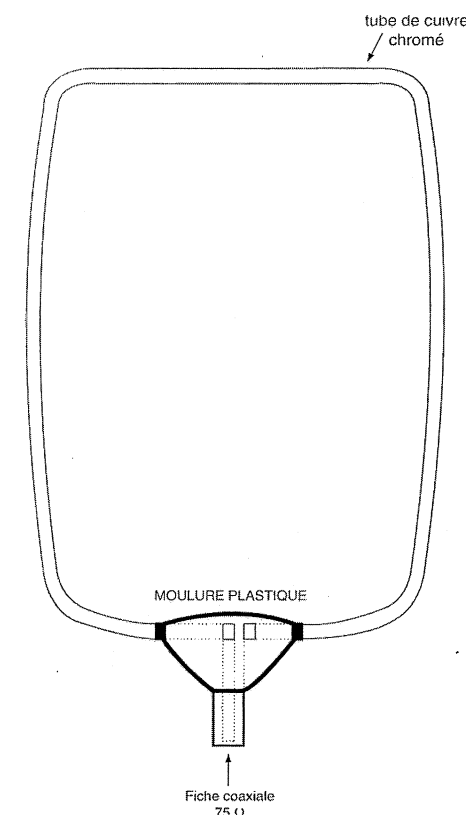


Figure 8.48 – Cadre-antenne de 12 sur 17 cm prévu pour les UHF dans le plan horizontal.

8.6 Adaptateurs d'impédance et symétriseurs

Quel que soit le type d'antenne TV actuel : en X, en trombone, en dipôles superposés, etc., hormis la version basée sur l'adaptation en gamma ou en dipôle tubulaire asymétrique (figure 8.16), les branchements sont toujours symétriques. Il n'y a pas de « point froid » comme dans la distribution électrique monophasée. Nous insistons sur cet aspect pourtant évident car beaucoup d'installateurs ont une formation d'électricien et, sans le savoir, ils commettent souvent l'erreur de brancher directement un câble coaxial sur les sorties d'antenne symétriques. Cela fonctionne, certes, mais la descente d'antenne est alors soumise aux inductions parasites et l'on ne doit pas admettre ce phénomène dans un site industriel perturbé. Autrefois, et encore dans beaucoup de pays, on utilisait des feeders à ruban à 150 ou 300 ohms (Twin-lead), mais cette structure n'est pas mécaniquement défendable car on ne peut la passer facilement dans les tubes de distribution TV des installations collectives. Les symétriseurs et les adaptateurs d'impédance constituent donc bien des circuits intermédiaires indispensables entre les antennes et les câbles de descente.

8.6.1 Boîtier de raccordement d'antenne

Il renferme le branchement du fil de descente d'antenne sur des bornes généralement symétriques : voir, *figure 8.49A*, le cas d'un trombone. Ce boîtier (B) permet l'introduction d'une plaquette imprimée qui sert :

- soit à transposer une structure de liaison symétrique en une structure coaxiale dissymétrique ;
- soit à intercaler un coupleur de bande VHF/UHF (donc à coupler deux antennes) ;
- soit à amplifier la bande reçue au moyen d'un petit étage à transistors ou à circuit intégré alimenté par le fil d'antenne.

Des passages en plastique moulé et des pastilles tubulaires assurent la fermeture de la coquille supérieure du boîtier plastique et une certaine étanchéité.

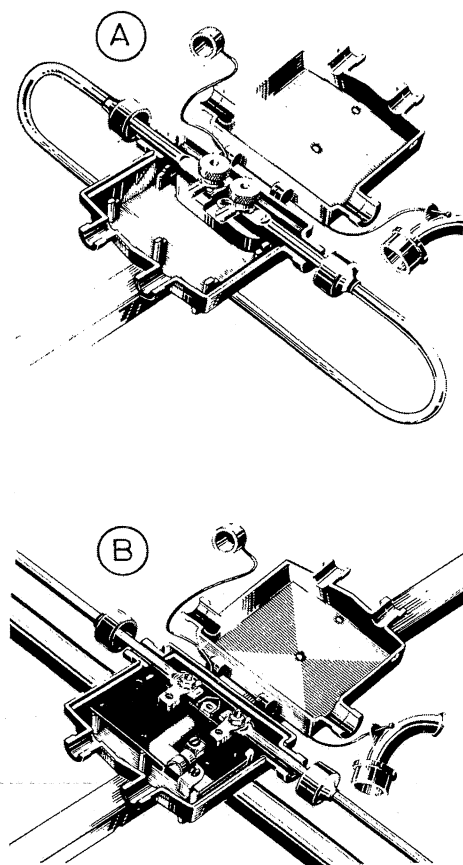


Figure 8.49 – A : Détail du boîtier vide d'antenne montrant les deux bornes de branchement du trombone. B : Disposition d'un circuit imprimé devant un passage de câble coaxial (d'après Portenseigne).

8.6.2 Ligne de descente d'antenne

Certains pays préconisent l'emploi d'un méplat 150 ou 300 Ω pour assurer la descente bifilaire de l'antenne TV : voir *figure 8.50A*. Dans ce cas, les deux fils sont directement pincés dans les vis ou poussoirs de fixation du collecteur d'ondes (trombone ou doublet). Le bifilaire passe à l'extérieur par une pastille tubulaire et rentre de préférence dans le mât métallique qui supporte l'antenne.

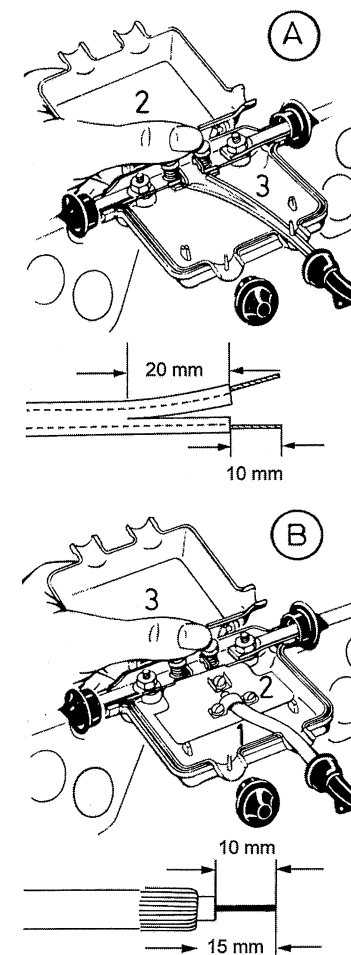


Figure 8.50 – A : Utilisation d'un méplat bifilaire (3) que l'on fixe sur le collecteur d'ondes (2) au moyen de poussoirs à contacts et qui passe dans le guide (1) qui referme la coquille supérieure du boîtier plastique. B : Le câble (1) est fixé sur le symétriseur (2), lui-même pincé dans les poussoirs à ressort.

Il est plus courant d'utiliser un câble coaxial (B) mais on intercale un désymétriseur ; dans ce cas, le câble doit être préparé comme l'indique la figure et le fil central est enroulé autour de la vis de fixation (2) ; la tresse extérieure du câble est en contact avec le cavalier qui est relié au plan « masse » du circuit imprimé (voir page précédente).

8.6.3 Le désymétriseur

Il a pour fonction de faire passer la liaison du type bifilaire au type coaxial. Diverses solutions sont imaginables selon les impédances en présence. Lorsque la liaison ne change pas d'impédance, on fait appel à des artifices à ferrite décrits figure 8.51. Le principe repose sur l'insertion d'un transformateur à spires imbriquées (c'est-à-dire à selfs bobinées « deux fils en main ») entre les bornes symétriques et le coaxial. Si ce dernier est branché directement sur l'antenne, le blindage extérieur est soumis à une induction parasite alors que l'âme centrale du câble ne l'est pas. L'induction fait le tour de l'antenne et repasse dans le fil blindé. Le sens des enroulements doit être choisi de telle sorte que ce courant parasite oppose ses effets dans le transformateur, ce qui se fait effectivement avec un bobinage « 2 fils en main » et en adoptant le branchement de la figure 8.51A. Les systèmes B et C de la même figure ont les mêmes propriétés ; l'usage de ferrite permet de réduire le nombre de spires ce qui réduit les pertes en ligne et permet un transfert quasi-direct de l'impédance proposée.

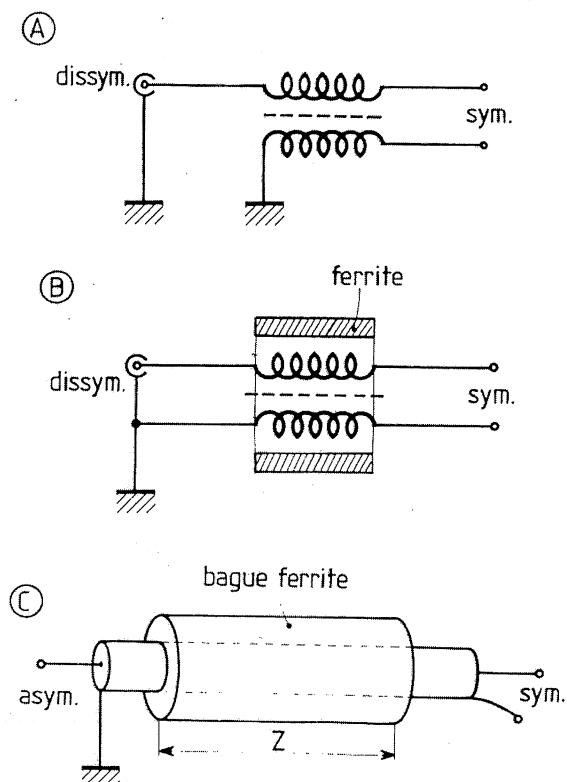


Figure 8.51 – Artifices de symétrisation sans changement d'impédance (75 Ω/75 Ω).

Lorsque le transfert d'impédance doit présenter un rapport 1/4 on utilise deux transformateurs : voir figure 8.52.

La version (A) est le « balun »¹ très utilisé en VHF. Il utilise, en fait, des bobines montées sur des perles de ferrite ou bien de petits tores.

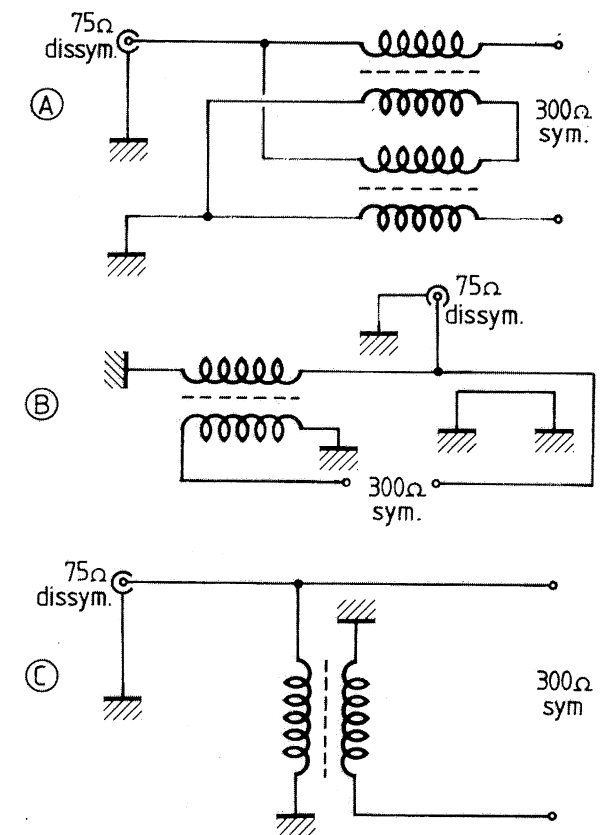


Figure 8.52 – Désymétriseurs 300/75 Ω (balun).

La version (B) s'adresse à une antenne qui reçoit à la fois la VHF et les UHF. La dérivation linéaire est constituée par une boucle couplée avec un plan de masse. La version (C) utilise des enroulements de nombre de spires différents.

En UHF, il n'est pas possible d'utiliser des bobines ; aussi, on confie la symétrisation à une boucle imprimée, couplée avec un plan de masse relativement important : voir figure 8.53. C'est dans cette surface que s'induisent des lignes de fuite de courant (spires en court-circuit comme le préconise le désymétriseur (B) de la figure 8.52) et que se reconstituent les secondaires actifs correspondants. Il va sans dire que les dimensions sont pointues et que chaque marque, voire chaque antenne, possède sa plaquette adaptatrice pour une bande de fréquence donnée.

1. De BALanced UNbalanced.

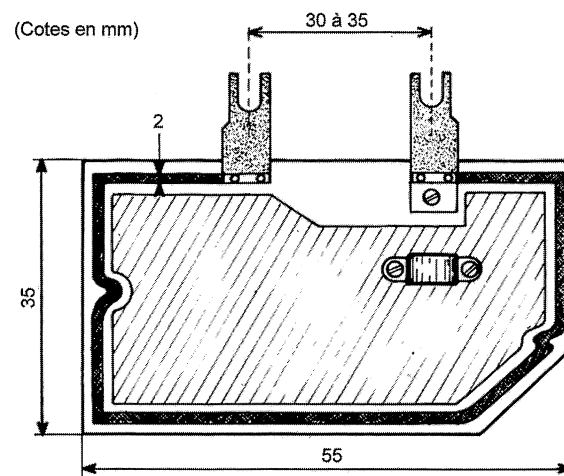


Figure 8.53 – Désymétriseur à boucle imprimée pour gamme UHF.
Les dimensions et la forme de la piste peuvent varier sensiblement d'une marque à l'autre. Notamment les ruptures de direction de piste sont souvent utilisées pour réduire l'inductance linéique de celle-ci.

8.6.4 Le coupleur de bande VHF/UHF

Ce dispositif permet de ramener sur un seul câble les tensions fournies par deux antennes, l'une pour recevoir une ou deux stations VHF, l'autre pour la gamme UHF. On utilise des filtres en T passe-haut (L1-C1-C2) et passe-bas (L3-L4-C3) : voir figure 8.54A. Une dérivation L4-C4 permet de fournir la tension continue que l'on superpose éventuellement au câble pour alimenter un préamplificateur d'antenne. Les bobinages sont désormais constitués par des spires de Bryan dont nous donnons l'inductance sur la figure 8.55A, montée sur un support en bakélite ordinaire. Des corrections devraient être entreprises pour un circuit imprimé en verre époxy. Un exemple simplifié de coupleur imprimé est donné en (B) ; son schéma équivalent est donné en (C).

Les valeurs des capacités dépendent de la fréquence charnière située entre les gammes VHF et UHF ; ces condensateurs ont des valeurs comprises entre 1,5 et 4,7 pF et ont une technologie céramique très élaborée pour le cas des fréquences élevées jusqu'à 900 MHz. Pour disposer un préamplificateur dans le boîtier monté en haut du mât d'antenne, il faut l'alimenter en 12 V par le câble. On place donc près du téléviseur un bloc d'alimentation qui interrompt le câble d'arrivée d'antenne et injecte une tension continue issue d'un redresseur secteur (figure 8.56). Le montage fait état d'un redressement en pont suivi d'une diode zéner 12 V. Les selfs de choc injectent la tension mais bloquent les composantes VHF et UHF qui sont dérivées au travers de la 47 pF vers le découpleur de voies (souvent inclus dans le téléviseur).

Dans la version de la figure 8.56, le bloc d'alimentation se branche sur une prise secteur. En fait, il paraît souhaitable que le branchement s'opère plutôt sur une sortie 220 V commutée par le téléviseur, de telle sorte que lorsque celui-ci est éteint toute l'installation s'arrête également.

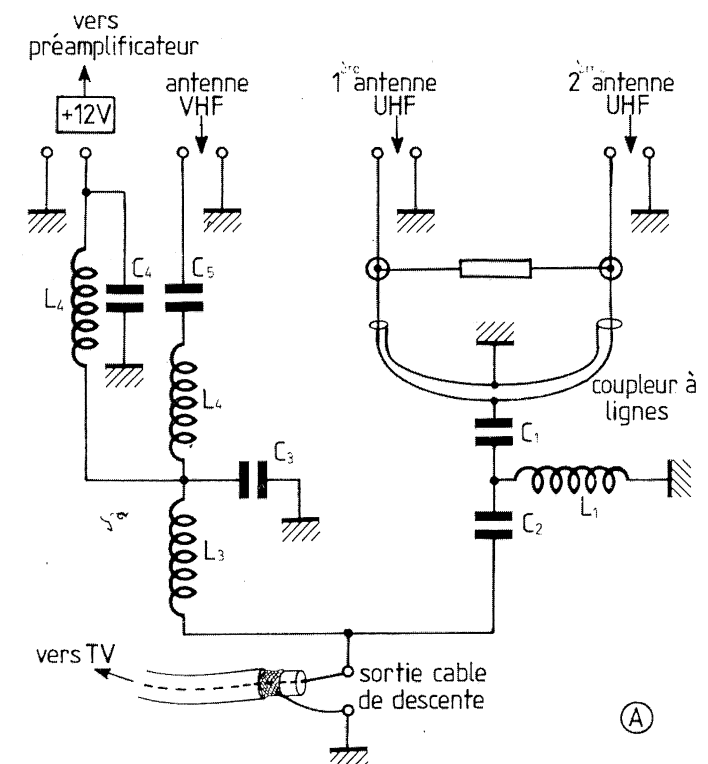


Figure 8.54A – Schéma de base d'un coupleur WISI réunissant 2 antennes UHF ; 1 antenne VHF et séparant de la partie HF l'alimentation 12 V prévue pour un éventuel préamplificateur d'antenne.

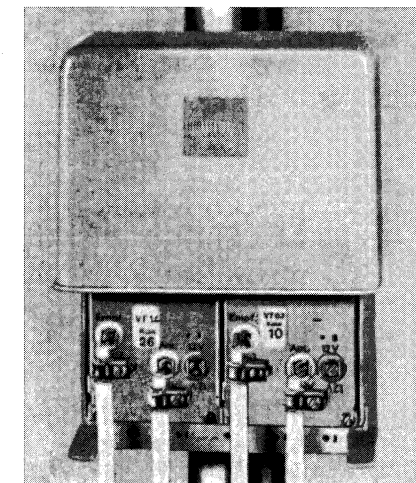
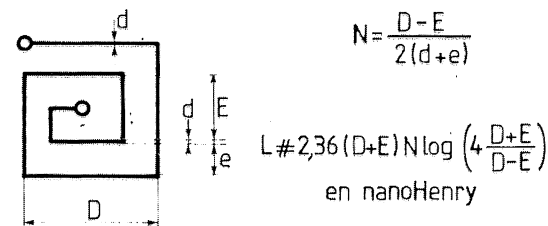
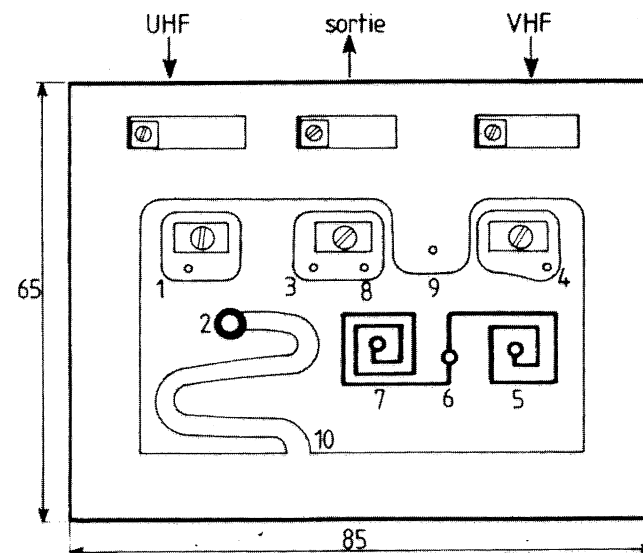


Figure 8.54B – Boîtier WISI VT 14/VT 03 correspondant.

(A) self de Bryan



(B) circuit imprimé



(C) schéma équivalent

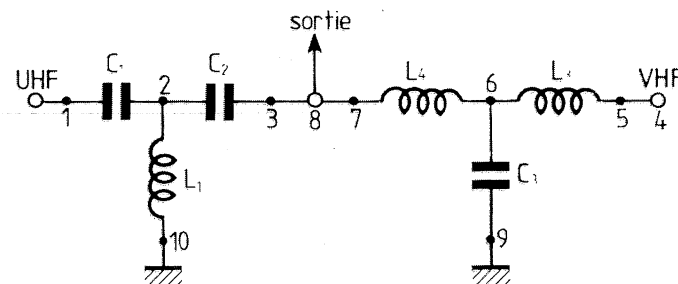


Figure 8.55 - Exemple de coupleur à selfs de Bryan sur circuit imprimé (d'après Portenseigne).

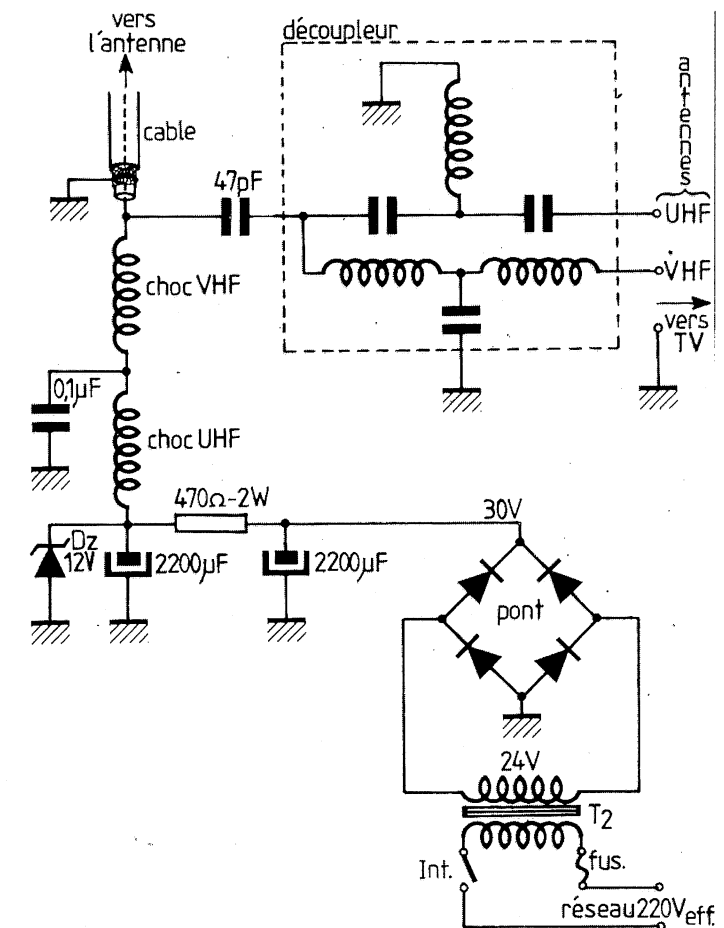


Figure 8.56 - Système d'alimentation du câble d'antenne.

8.7 Antennes d'appartement

C'est l'antenne « intérieure » par excellence, celle que l'on place sur le téléviseur et que l'on oriente afin d'obtenir le champ le plus exploitable c'est-à-dire l'image la moins mauvaise ! Elle ne se justifie que dans un périmètre rapproché de l'émetteur.

8.7.1 La version Yagi

Les antennes d'appartement doivent toujours être de dimensions réduites. La petite surface de réception limite le gain et donc également l'utilisation au champ fort.

L'antenne WISI, FW 70 de la figure 8.57 est améliorée grâce à un amplificateur toutes bandes à très faible souffle. L'amélioration du rapport signal/bruit augmente la sensibilité de l'antenne, ce qui permet même de recevoir assez correctement des émetteurs faibles.

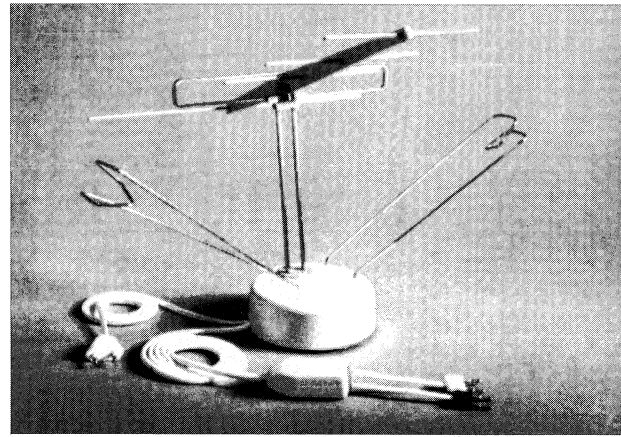


Figure 8.57 – L'antenne d'intérieur VHF-UHF FW70 WISI (ancienne version).

Les parties VHF et UHF sont orientables l'une par rapport à l'autre de 180°, et peuvent donc l'être séparément. L'amplification de l'amplificateur à l'étage VHF et 2 étages UHF est d'environ 12 dB. Un étage de sortie à un taux d'intermodulation très faible protège l'ensemble contre la saturation d'une réception très puissante. La tension de sortie maximum est de 94 dBμV (50 mV). L'antenne est équipée d'un séparateur VHF-UHF qui peut être coupé si le téléviseur utilisé en est déjà équipé.

Dans le socle est incorporée l'alimentation avec un cordon secteur de 1,50 m. Toutes les parties sous tension sont protégées du réseau secteur. Évidemment, cette antenne d'appartement électronique est gênée dans son emploi par les difficultés provenant de l'environnement. Elle ne sera jamais supérieure à une antenne extérieure. Malgré tout, elle sera, dans bien des cas, la solution économique pour la réception d'appoint.

L'antenne de la figure 8.57 utilise manifestement un réseau Yagi en UHF et un dipôle recourbé en VHF car cette réalisation est d'une technologie un peu ancienne.

8.7.2 La version cadre

On n'hésite plus désormais à employer des configurations plus professionnelles telles que l'antenne « panneau » ; les versions récentes comportent généralement un dosage continu de gain et ce gain atteint désormais des chiffres très élevés (34 dB), ce qui résout pas mal de problèmes de réceptions, y compris dans des conditions de longue distance. L'antenne extérieure peut d'ailleurs s'y raccorder et bénéficier de l'amplification interne.

La version d'antenne intérieure **Polaris** que nous présentons figure 8.58A est un compromis entre diverses structures qui tiennent à la fois de l'antenne-cadre, à cause des branches de dipôle très arrondies, et de la forme parabolique, par suite du réflecteur placé à l'arrière. On a ajouté des brins télescopiques pour permettre de capter les bandes VHF I, II et III.

Le dipôle quasi circulaire est orientable axialement, ce qui permet de recevoir des champs de polarisation horizontale ou verticale. Cette originalité assure la meilleure captation d'un champ qui, à l'intérieur d'une maison, peut avoir subi une rotation à cause de réflexions intempestives sur les murs. En effet, on n'est jamais sûr de ce qui « entre » dans les pièces d'un appartement par les ouvertures ou de ce qui traverse les cloisons. Ceci nous suggère le protocole de mise au point suivant :



Figure 8.58A – Antenne de salon « Polaris » à dipôle circulaire orientable axialement et à gain variable.

- Le gain de l'amplificateur incorporé est tout d'abord disposé sur une position intermédiaire.
- Le socle de l'antenne est tourné dans la direction supposée de l'émetteur TV. Au besoin, s'aider d'une carte routière et d'une boussole, mais dans certains cas, on peut l'orienter vers une ouverture, par exemple une fenêtre placée dans cette direction privilégiée.
- Lorsqu'une image apparaît sur le téléviseur, tourner le dipôle autour de son axe jusqu'à obtenir la meilleure image possible.
- Ajuster enfin au mieux le gain du préamplificateur.

Il n'est pas dit que le résultat soit parfait car certains murs sont impénétrables aux ondes UHF. C'est le cas pour le béton armé. Dans ce cas, il faut rapprocher l'antenne d'une fenêtre bien orientée vers l'émetteur. La disposition sous un toit est parfois préférable mais il faut alors solutionner le problème de l'alimentation secteur.

Les préamplificateurs utilisés dans ce type d'antenne intérieure tiennent plus du gadget que de la technique professionnelle employée dans les installations collectives : bien qu'il existe des modules intégrés à large bande, les constructeurs préfèrent dans l'ensemble utiliser des transistors moins coûteux et présentant un bruit propre plus faible. Le gain ajustable est aussi plus facilement obtenu grâce aux semi-conducteurs à gain en courant ou à pente variable.

La figure 8.58B donne un exemple d'étage à un transistor NPN. On en dispose souvent deux de suite mais le premier n'a pas de potentiomètre de gain sur la base.

Le signal d'entrée se fait directement et la sortie aussi car l'amplification apériodique doit couvrir la bande de 40 à 900 MHz. Il ne peut y avoir de circuit sélectif, ni à l'entrée, ni à la sortie du système.

Cette façon de faire est une véritable gageure et il faut s'attendre à des irrégularités dans la bande si le câblage n'est pas bien étudié. En revanche, les pattes d'accès au boîtier SOT92 du transistor BFR90 ou d'un modèle équivalent ne doivent pas être coupées car elles participent au filtrage de la

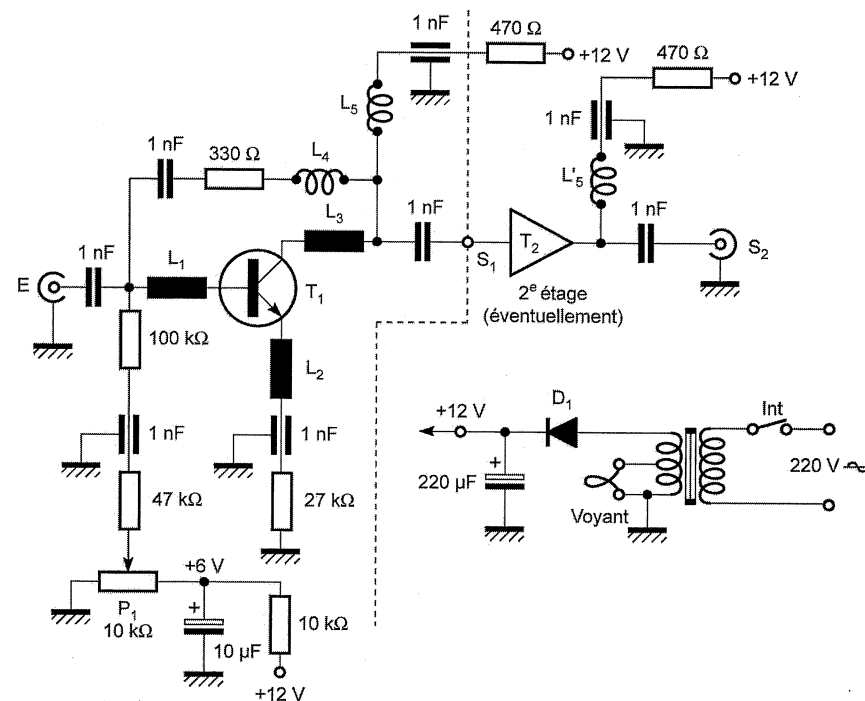


Figure 8.58B – Exemple d'étage préamplificateur VHF/UHF pour antenne d'appartement.
 $L_1 - L_2 - L_3$: lignes d'accès du transistor à boîtier SOT92 (T1 genre BFR90).
 L_4 : 2 spires sur $D = 4$ mm. L_5 : 4 spires sur $D = 6$ mm.

bande passante, au même type que le circuit d'unilatéralisation R, C et L_4 placé en série entre le collecteur et la base du transistor.

La charge semi-apériodique est assurée par une self L_5 constituée par 4 spires de fil de cuivre émaillé enroulées sur 5 mm de diamètre. Cette charge est très amortie par l'impédance d'entrée du câble, mais cela assure toutefois une amplification de 6 à 10 dB.

Le choix des composants est délicat car leur valeur doit rester constante au-delà de 900 MHz ; les résistances sont des modèles sélectionnés de 1/8^e de watt, et les condensateurs sont des traversées ou des céramiques de type « perle » soudées au plus près sur un circuit imprimé bien adapté à l'insertion du boîtier SOT92.

8.7.3 L'antenne « panneau » d'appartement

Beaucoup de téléspectateurs considèrent trop encombrante l'antenne d'appartement qui, en principe, doit être disposée sur le téléviseur. D'ailleurs, le dessus du coffret présente souvent une forme inclinée vers l'arrière qui interdit cette disposition. Aussi, sont apparues, dès 2002, des versions « panneaux » compatibles TNT, qui, peu épaisses, peuvent par exemple se glisser dans une bibliothèque, derrière des livres ou derrière une armoire, si le mur contre lequel l'antenne va être placée est bien orienté vers l'émetteur et, bien entendu, s'il n'est pas trop absorbant pour les ondes à recevoir. Citons par exemple le système ELAP ou le panneau « One for All » de Universal Electronics B.V. (figure 8.59). Ce dernier, qui fait 33×33 cm est tout indiqué pour être caché derrière un meuble.

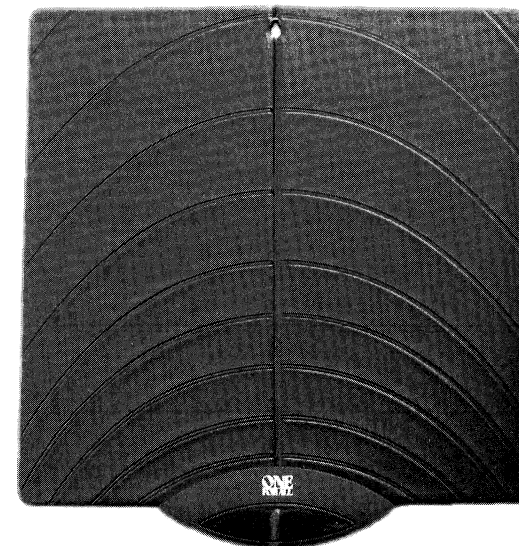


Figure 8.59 – Antenne « panneaux » extra-plate SV9210 « One for all » de UEBV.

Ces collecteurs d'ondes récents, dont ceux évoqués ci-dessus, font appel à des solutions techniques brevetées qu'il ne nous est pas permis de divulguer mais nous pouvons donner le principe des modèles expérimentaux qui découlent des systèmes utilisés dans le domaine professionnel pour des gammes d'ondes différentes. Une des solutions consiste à superposer des dipôles de longueurs inférieures à la demi-longueur d'onde ($k < 0,5$, voir figure 8.60) et même, parfois, décroissantes pour élargir la bande.

Le dipôle est donc capacitif, et l'on corrige cette réactance par une petite inductance L_1, L_2 , etc. en série sur chaque tige du dipôle. Les sorties sont croisées et connectées sur le dipôle inférieur, afin de respecter la rotation de phase du parcours du signal de a à b (voir chapitre 6, figure 6.7B) et ainsi de suite sur tout l'alignement, jusqu'à l'amplificateur A.

Comme tous les dipôles sont sur le même plan et que l'émetteur est par principe très loin, il n'y a pas de « différence de marche » dans l'induction captée par chaque dipôle, et les tensions reçues sont toutes à peu près identiques. Néanmoins, les brins subissent un couplage latéral, faible, certes, mais qui subsiste et peut être formulé de la façon suivante, par exemple pour le dipôle b :

$$E_{22} = Z_m I_{11} + Z_{22} I_{22} + Z_m I_{33}$$

Déjà faible, ici, puisque les brins sont dans le même plan vertical, on peut négliger ensuite l'influence de la mutuelle Z_m des brins situés au-delà du brin c ; les dipôles inférieur et supérieur de l'empilage ne sont sensibles qu'à un seul de ses voisins.

Baignant dans un champ supposé uniforme, et les N dipôles étant tous identiques, nous supposons avoir le même courant induit partout, la même mutuelle Z_m et la même impédance de brins. On en déduit, après regroupement des matrices :

$$E_t = N E_{11} = N Z_{11} I_{11} + 2(N-1) Z_m I_{11}$$

car la tension totale doit apparaître N fois plus forte. L'impédance équivalente peut alors s'écrire :

$$Z_a = E_t / N I_{11} = Z_{11} + Z_m 2(N-1)/N$$

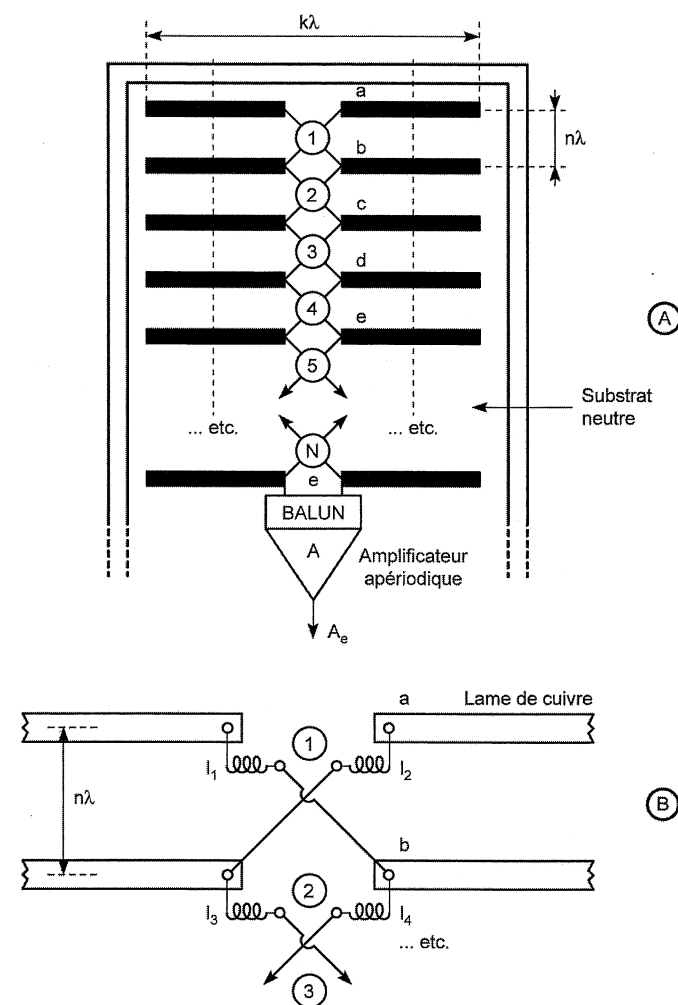


Figure 8.60 – Principe de l'antenne « panneau » intérieure.

(A) Superposition de N dipôles raccordés entre eux en croix. (B) Corrections selfiques si le dipôle est beaucoup plus court que $\lambda/2$. Les bobines peuvent être remplacées par des spires de Bryan ou par des microlignes, et les antennes sont constituées par des lames de cuivre imprimées sur un substrat neutre.

On agit sur l'écartement $n\lambda$ pour obtenir l'impédance désirée, compte tenu des courbes de la mutuelle Z_m de la figure 8.2. Toutefois, l'expérience montre que cette distance avoisine généralement les $0,2\lambda$ afin de maîtriser mieux les réactances.

Néanmoins, afin d'écartier un certain empirisme consécutif à la longueur des lignes de raccordement et à la problématique de l'addition réelle des tensions partielles, on peut choisir un nombre impair de dipôles et envisager un raccordement de sortie **sur le dipôle du milieu**. Dans ces conditions, les réactances se compensent et la résistance obtenue est celle des deux parties de dipôles mises en parallèle, soit : $0,5Z_a$ calculé pour $N' = N/2$.

Sur le plan technologique, les dipôles peuvent être constitués de lames de cuivre imprimées sur un substrat neutre. Les selfs pourront être des microlignes, ou bien des spires de Bryan.

L'amplificateur A doit être aussi extra-plat ; aussi, on préconise l'usage d'un microcircuit intégré du genre OM 350 ou ses suivants, plus performants : voir figure 8.61. Son attaque étant asymétrique, il faut le précéder d'un balun désymétriseur analogue à celui de la figure 8.51B, car l'impédance proposée par le panneau peut se révéler assez faible dans le cas où l'on a $0,5Z_a$.

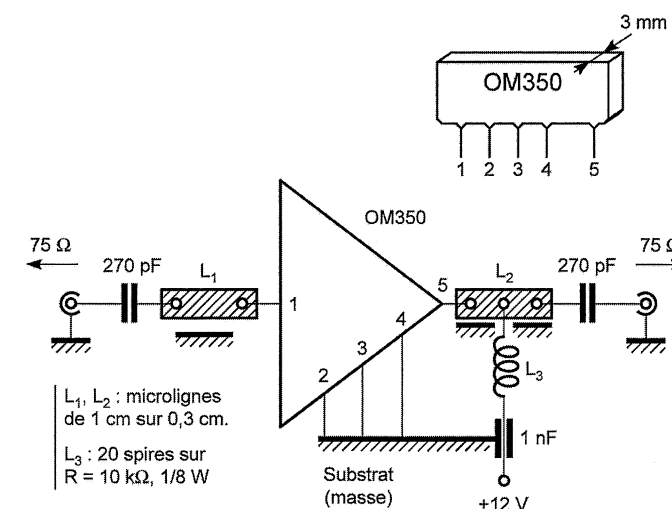


Figure 8.61 – Exemple de préamplificateur à microcircuit et à microlignes imprimées sur un substrat métallisé et couvrant la bande de 40 à 900 MHz.

Ce microcircuit étant encadré par des microlignes, leurs dimensions doivent être calculées pour obtenir une impédance caractéristique de câble de liaison.

L'alimentation en 12 volts se fait par le câble à l'aide d'un « té » de raccordement branché sur un module d'alimentation secteur : voir figure 8.62A. Le schéma de la figure 8.62B donne sa constitution qui est évidente : le signal UHF et le continu ne se mélangent qu'en sortie de câble.

Dans le cas où l'on ne peut pas alimenter en tension l'antenne d'appartement, on peut faire appel à une structure dipôle-cadre analogue à celle de la figure 8.63. On assimile sa surface de captation à $H\lambda/2$. L'épingle E_p permet de limiter l'aspect très selfique du cadre pour les fréquences élevées de la bande à couvrir ; dans ce cas, k est en gros égal à 0,32. Le signal est généralement prélevé aux bornes de l'épingle, lui-même placé au milieu des montants verticaux situés au milieu.

Ajoutons que cette antenne n'est pas très facile à maîtriser théoriquement et l'on se trouve, ici, jusqu'à plus ample informations, dans l'empirisme le plus total.

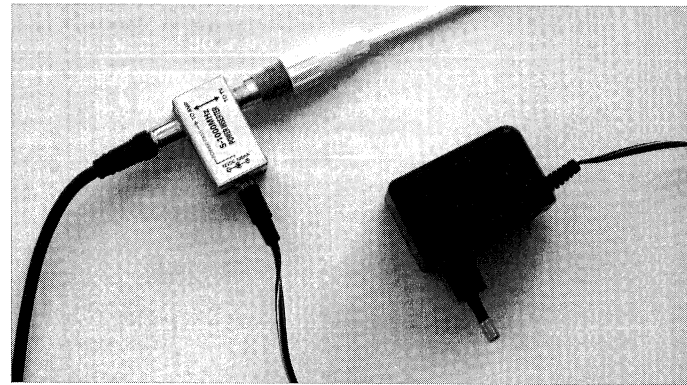


Figure 8.62A – « Té » de raccordement à l'antenne plate « One for all » permettant de l'alimenter en 12 V.

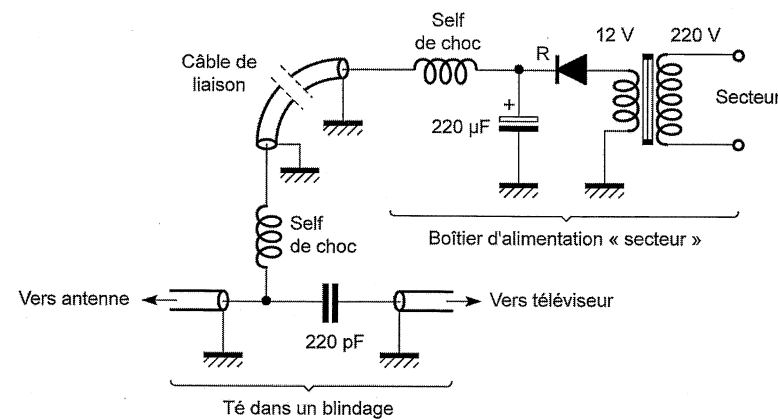


Figure 8.62B – Exemple de schéma de « té ».

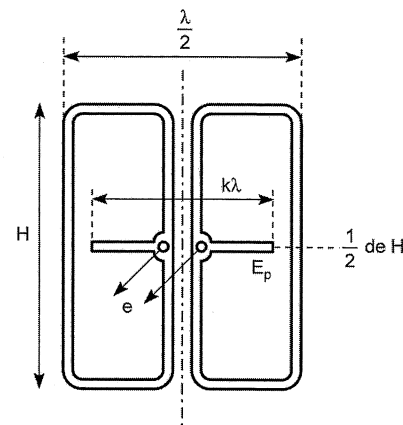


Figure 8.63 – Dipôle-cadre avec correction par épingle E_p .

8.8 Antennes de caravane

Les antennes de caravane ne diffèrent pas des antennes Yagi de toit, les seules différences se situent dans le nombre peu élevé de brins directeurs et dans le carénage quasi hermétique des brins et de l'amplificateur qui a pour mission de relever le niveau du signal aussi fortement que possible. Il s'agit d'une antenne « électronique » en coffret plastifié neutre, qui nécessite une alimentation en + 12 volts effectuée par le câble et provenant éventuellement des batteries de voiture.

Les antennes de caravane jouissent depuis quelques années d'un engouement prononcé du public, et pas seulement des caravaniers car on les voit désormais souvent sur les toits des maisons, leur gain dépassant désormais celui d'une antenne Yagi de 20 éléments. C'est moins volumineux et beaucoup plus facile à installer sur une petite cheminée ou contre un mur avec un mât approprié : voir figure 8.64.

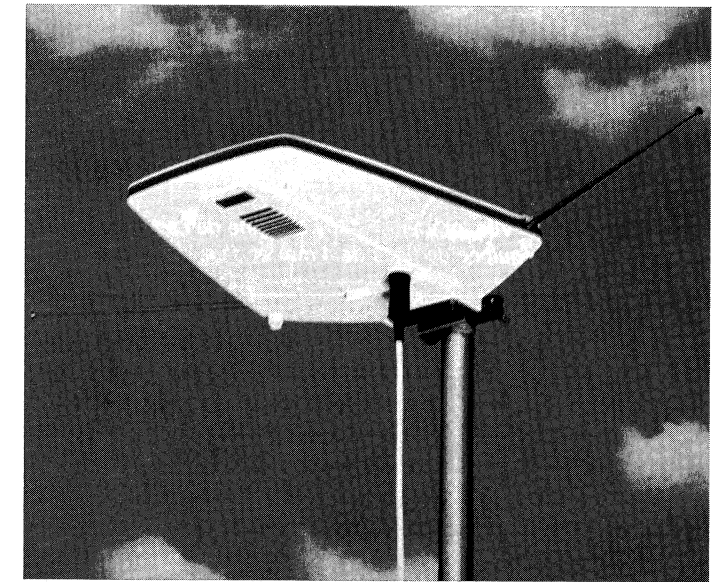


Figure 8.64 – Antenne de caravane type AC87 OMENEX (gain : 22 à 26 dB et rapport S/B = 2 dB).

En général, les éléments sont constitués de lames de cuivre serties ou, mêmes, noyées dans des structures plastifiées. Nous avons préféré décrire ici un modèle plus traditionnel mais aussi plus visible sur une photographie et plus performant car constitué de tiges de 4 mm de diamètre : voir figure 8.65.

Les longueurs des brins sont conventionnelles : voir figure 8.66. Le trombone est classique, si ce n'est qu'il reste couché à plat afin de réduire son encombrement. Les sorties inférieures sont réservées au branchement de l'antenne télescopique pour bandes I, II et III.

Il est possible d'apercevoir en bas de la photographie un circuit imprimé sur lequel est câblé le montage de la figure 8.67. Il comporte deux étages dont le gain global est voisin de 28 dB, moins la perte d'insertion dans les « tés » séparateurs VHF/UHF et les circuits « balun » permettant l'adaptation symétrique/asymétrique.

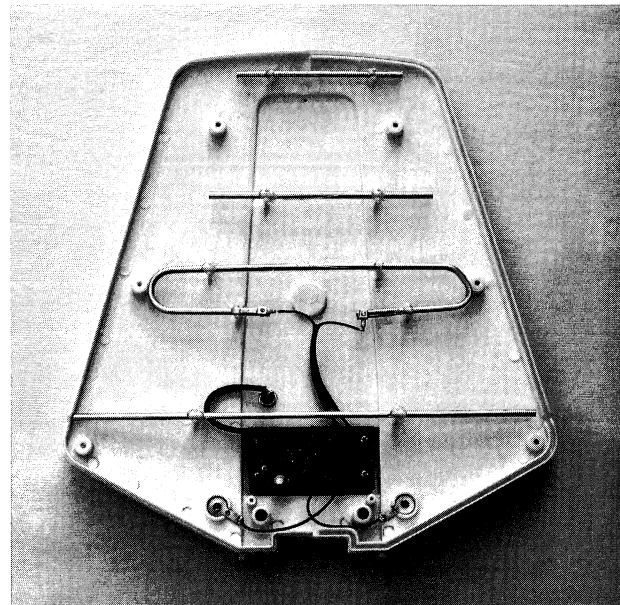


Figure 8.65 – Vue intérieure d'une antenne de caravane « active color » équipée de tiges de 4 mm et d'un amplificateur.

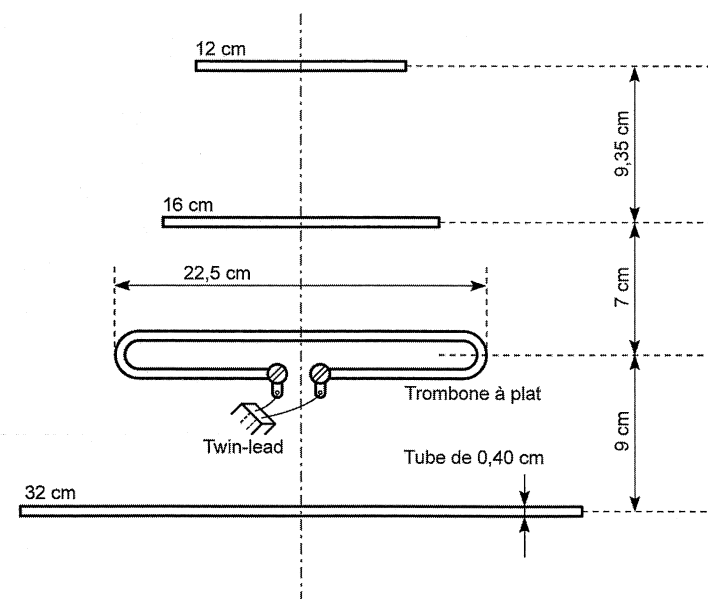


Figure 8.66 – Dimensions des brins d'une antenne de caravane « active color ».

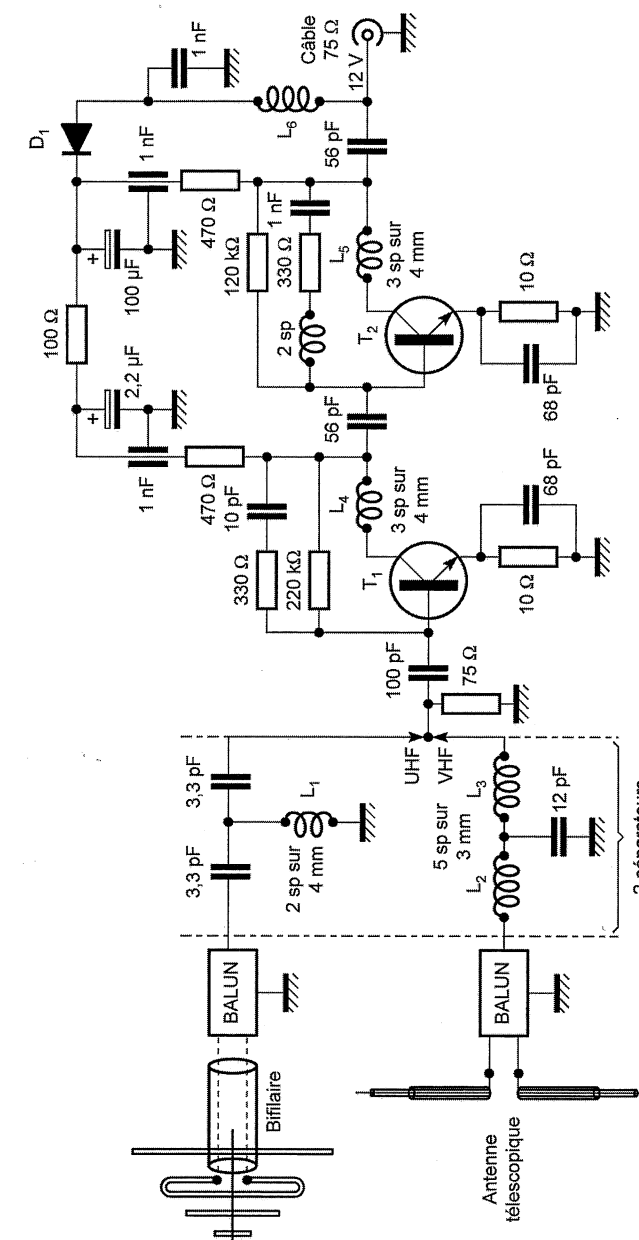


Figure 8.67 – Exemple de préamplificateur d'antenne de caravane (T_1, T_2 : genre BFR36).

On rapprochera ce schéma du montage déjà commenté de la figure 8.58B, les microlignes et le réglage de gain en moins. Les diverses bobines sont réalisées en fil de cuivre émaillé de 8/10^e enroulé « en l'air » sur un diamètre de 3 mm, sauf L₆ qui comporte 26 tours de 30/100^e bobinés en jointif sur une résistance de 1 000 Ω - 1/2 watt.

Vient après cette bobine L₆, prélevant la tension continue appliquée sur le câble de descente par l'alimentation de la figure 8.68, un redresseur à diode qui a pour seule fonction d'éviter un branchement inverse des polarités de la batterie de voiture.

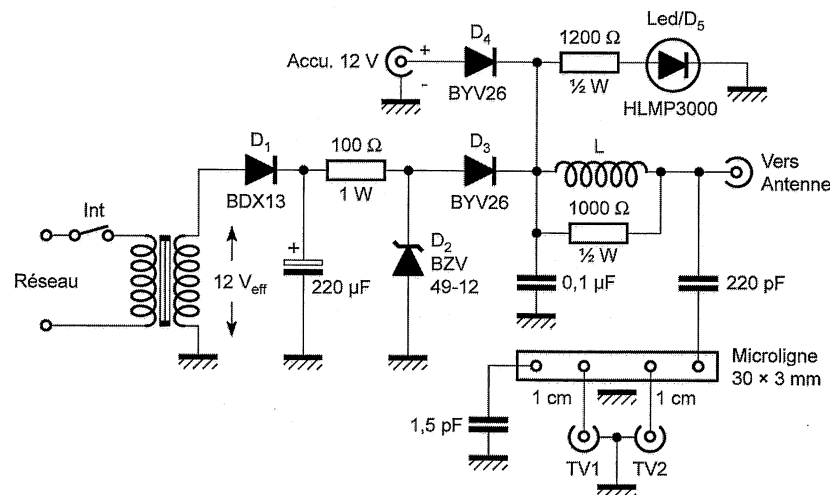


Figure 8.68 – Exemple d'alimentation 12 V pour antenne de caravane.
Les semi-conducteurs sont référencés à titre indicatif.

Le montage préconisé est classique : un transformateur abaisse la tension du réseau alternatif à 12/14 V_{eff}, qu'une diode D₁ redresse pour charger un condensateur de 220 µF à 17/20 V. Une diode zéner D₂ régule la tension d'alimentation à 12 V au travers de 100 Ω. Les diodes D₃ et D₄ permettent de brancher au besoin une batterie de 12 V sans qu'elle vienne se mélanger avec la source redressée. Une diode électroluminescente D₅ sert de voyant. La tension bifurque vers le câble au travers de la self L ; elle est constituée de 28 tours de fil émaillé de 30/100^e bobinés en jointif – deux couches sur une résistance de 1 000 Ω - 1/2 W.

Pour un raccordement à l'alimentation ci-dessus, il n'y a pas d'ambiguïté et l'on y trouve les circuits de séparation UHF/+ 12 V, une entrée « antenne » et deux sorties coaxiales pour brancher éventuellement deux téléviseurs. Les séparations des sorties TV1 et TV2 sont réalisées à l'aide d'une microligne de 3 cm sur 3 mm.

L'ensemble est regroupé généralement dans un coffret plastique (figure 8.69).

Pour l'installation sur une caravane, le mât support doit pouvoir tourner afin d'orienter facilement l'antenne vers l'émetteur de télévision local. Ce n'est pas toujours aisé car il peut y avoir plusieurs directions possibles et un moteur rotatif télécommandé peut être avantageusement adapté au pied du mât. Autrement, il conviendra de défaire la fixation inférieure du mât sur l'équerre qui le supporte et, après ajustement, la visserie correspondante devra être correctement bloquée car ce type d'antenne est assez sensible au vent, surtout si la polarisation du champ électromagnétique TV est



Figure 8.69 – Boîtier d'alimentation « 12 V »
qui se branche soit sur le secteur soit sur les batteries du véhicule.

verticale. Ce conseil n'est pas gratuit puisque, par principe, un camping-car ou une caravane peut s'arrêter n'importe où...

8.9 Parabole « grand public »

Il ne saurait être question de terminer un chapitre sur les antennes de télévision en occultant la parabole destinée à capter les émissions des satellites géostationnaires : c'est le collecteur d'ondes le plus prisé par les téléspectateurs désireux de « zapper » sur les programmes étrangers et par ceux de bouquets « satellites » qui regorgent de programmes spécialisés dans l'information, le cinéma, le sport, la nature, les voyages, la mécanique, la cuisine, l'histoire, la météorologie, etc.

Les radioamateurs ne sont pas non plus indifférents à ce mode de transmission, mais les initiés, dans ce domaine, basculent rapidement dans le professionnel, tant les paraboles utilisées sont alors volumineuses. Ceux-là se reporteront au tome 2 de cet ouvrage où le sujet sera amplement développé.

Sans approfondir tous les aspects d'une antenne extrêmement usitée dans le domaine professionnel, car elle est à la base des télécommunications modernes comme les faisceaux hertziens ou les liaisons d'Internet et du téléphone à longue distance, nous allons, dans ce paragraphe, résumer les avantages mais aussi vulgariser les contraintes afférentes à cette technique de réception que le grand public bricole souvent à grand-peine sur son toit, sur son balcon...

8.9.1 Principe de la réception parabolique

La parabole de réception satellitaire répond à deux principes fondamentaux qu'il convient de commenter sans pousser la théorie trop loin dans une introduction destinée au grand public averti.

Le premier principe est mathématique : la courbure de cette coupole réfléchissante répond à une loi du second degré que l'on appelle une « conique ».

Dans un système d'axes orthonormés xyz, l'équation de la conique est : $y^2 + x^2 = 4fz$, f étant le foyer, distance fixe vis-à-vis de la parabole.

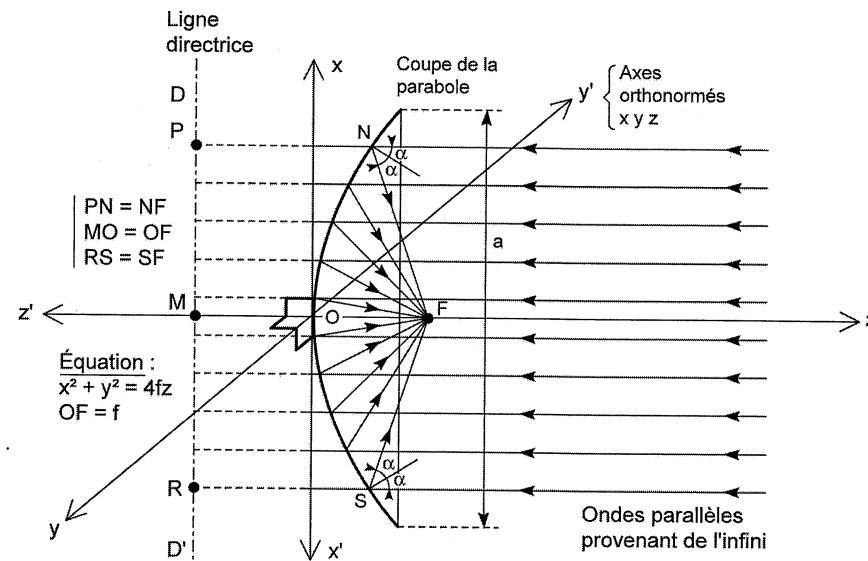


Figure 8.70 – Utilisation d'une coupole à courbure parabolique pour concentrer des ondes en un point F qui est appelé le « foyer ».

Brassant un champ provenant d'un émetteur situé très loin, puisque provenant d'un satellite géostationnaire calé à environ 36 000 km de la Terre, la parabole reçoit un faisceau d'ondes parallèles qui, réfléchies par la surface interne, convergent en un point qu'on appelle précisément le « foyer ». Il est situé à une distance f du fond de la coupole : voir figure 8.70.

On remarquera, dans ce dessin, que la particularité de cette convergence réside dans l'égalité des rayons réfléchis convergents avec les distances des points d'impact à une droite verticale DD' appelée « directrice ».

Le second principe est celui de la convergence quasi optique d'un train d'ondes en un point précis F : si l'on imagine en cet endroit un système récepteur qui « avale » en quelque sorte cette concentration de champ électromagnétique, il va se produire une induction quasi ponctuelle que l'on peut recueillir sous la forme d'une énergie dans un détecteur quelconque, une antenne, par exemple, mais dont la surface permet de recueillir tout le champ épanoui. C'est le principe de la loupe avec les rayons du soleil ou de la focalisation du faisceau de lumière en avant des phares d'automobile.

Cette évidence, connue depuis fort longtemps, n'a pu être mis en application que lorsque l'on a découvert la technologie de ce fameux récepteur d'ondes, c'est-à-dire un peu après 1935, quand le radar a été expérimenté pour la première fois par Sir Robert Watson-Watt, en Écosse.

Au tout début, donc, la solution s'est révélée viable avec les guides d'ondes, sortes de tuyaux circulaires ou rectangulaires dans lesquels les ondes concentrées par la parabole pénétraient par l'intermédiaire d'un « cornet » à transition évasée pour qu'il récupère aussi les ondes divergentes et qu'il adapte un peu entre elles les impédances des milieux :

$$Z_{\text{guide}} \text{ en TE01} \rightarrow 377 \Omega$$

(377Ω = impédance du vide ou, à peu de choses près, celle de l'air sec).

Les ondes entrant là-dedans se propagent par réflexions successives entre les parois internes et, au bout de ce canal, on place en un endroit où les ondes réfléchies se concentrent le mieux, une petite antenne de hauteur voisine de $\lambda/4$ qui traduit le champ en une d.d.p. que l'on va proposer à un câble : voir figure 8.71. Ensuite, et si possible immédiatement après l'antenne, on dispose un amplificateur de tension qui relève le niveau car le champ reçu est généralement très faible et le passage de l'onde guidée au niveau du câble coaxial se fait avec un rendement peu satisfaisant, à cause de la faible dimension de la petite antenne et de la divergence certaine des ondes dont la fréquence n'est pas unique : toute la bande des hyperfréquences TV doit être correctement transmise, et il n'est pas possible de respecter de manière homogène la réflexion sur les parois internes du guide d'ondes quand la fréquence varie aussi notablement. Ainsi, la réponse d'un cornet « ouvert » sur guide d'ondes s'avère particulièrement sélective en fréquence.

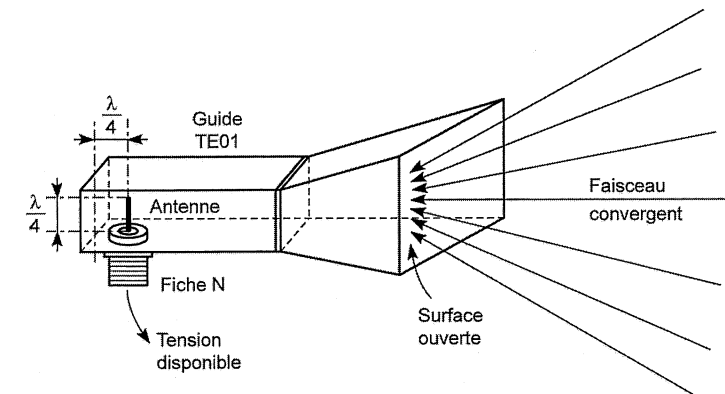


Figure 8.71 – Utilisation de la vieille technique du cornet de guide d'ondes hyperfréquences.

8.9.2 Le convertisseur ou LNC

Si le cornet à guide d'ondes reste toujours utilisé dans le domaine professionnel, notamment dans les faisceaux hertziens, on ne peut donc conserver ce type de capteur dans le domaine « grand public » à cause de la bande qui doit aller, par exemple, de 3,6 à 4,2 GHz en bande S et de 11,7 à 12,5 GHz en bande X, et, aussi et surtout, à cause du poids du guide d'ondes métallique que l'on doit suspendre en avant de la parabole. Cela était d'autant plus vrai, naguère, que la fréquence choisie au début était nettement inférieure à 3 000 MHz ! Les cornets étaient énormes et nécessitaient une superstructure de soutien incompatible avec la catégorie du matériel et la bourse du client !

Plusieurs solutions de capteurs légers sont maintenant préconisées, solutions qu'on appelle « convertisseurs » ou LNC (*Low Noise Converter* : convertisseur à faible bruit) ou encore LNB (*Low Noise Box* : boîte à faible bruit). Il n'est pas utile de tous les référencer, car les technologies sont très variées¹. Résumons en disant que l'ouverture du cornet présenté ici est circulaire, très souvent constituée de « pièges annulaires » qui facilitent l'introduction du champ concentré dans l'orifice.

1. Ce sujet, très vaste, fait l'objet du tome 2 des *Antennes*.

Ceux-ci précèdent un polariseur de champ vertical ou horizontal commuté à partir du syntoniseur (commande par tension continue sur le câble de 13 à 18 V, régulé ensuite pour l'alimentation du LNC). Après cela, dans le guide lui-même, une surface appropriée joue le rôle d'une antenne qui induit le signal immédiatement à l'entrée d'un amplificateur à semi-conducteurs « hyper » couvrant la bande autorisée : voir figure 8.72. Enfin, l'entrée du convertisseur est occultée par un capot en plastique translucide aux hyperfréquences : voir figure 8.73.

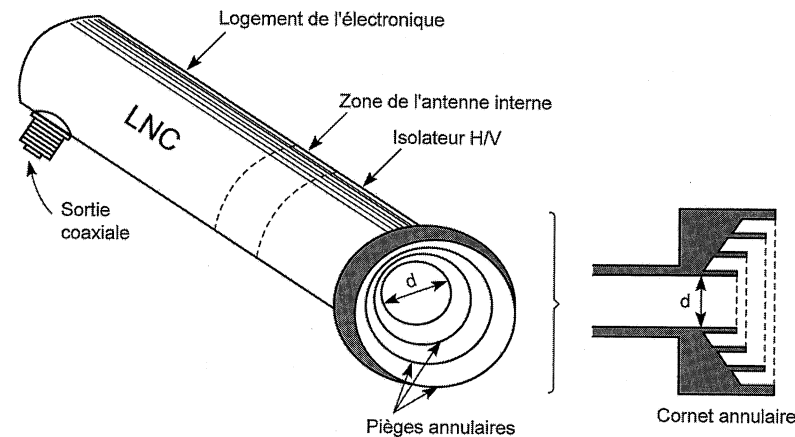


Figure 8.72 – Silhouette d'un convertisseur (LNC) de parabole.
La tête réceptrice est constituée de pièges annulaires évasés vers un conduit circulaire où l'on place un isolateur de polarisation H/V commuté par le syntoniseur.

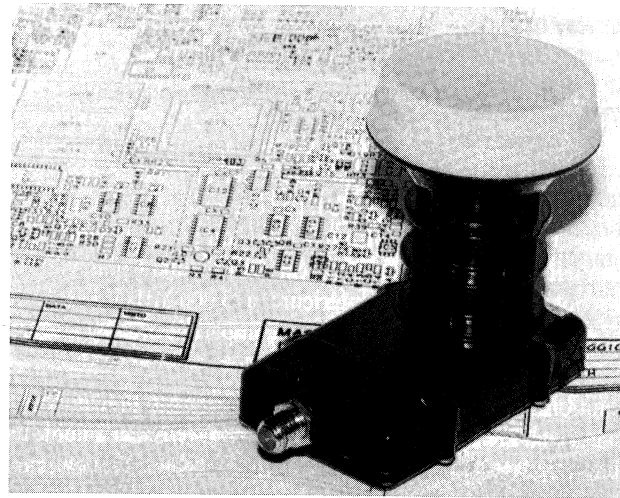


Figure 8.73 – Convertisseur circulaire Malcom Brown
muni d'un capot protecteur en plastique translucide aux ondes hyperfréquences.
L'électronique est logée ici dans la partie rectangulaire inférieure.

La forme du LNC diffère selon la marque : il peut ainsi se présenter sous forme d'un petit coffret rectangulaire ou d'un tube de faibles poids et dimensions que l'on peut facilement disposer au foyer par l'intermédiaire d'un bras déport solide de la parabole. Celle-ci est montée sur un mât fixé sur une cheminée ou sur un tube planté (très solidement !) dans son jardin : voir figure 8.74. La seule précaution est alors de ne pas gêner la parabole par des branches d'arbre, donc de dégager son horizon, ce qui n'est pas tout à fait le cas dans la photographie représentée ici. Attention également aux murs environnants : des réflexions ou des affaiblissements sont à craindre s'ils entament le faisceau du champ venant du ciel.



Figure 8.74.

Ajoutons un commentaire relatif à la disposition du LNC dans cette photographie : on constate qu'il est décalé vers le bas et, qu'au contraire, la parabole est ainsi moins relevée vers le ciel. L'explication est que toutes les paraboles « grand public » actuelles sont de type *off set*, ou foyer décalé, c'est-à-dire que les ondes arrivent en biais du ciel et se réfléchissent également en biais vers le bas : voir figure 8.75. La théorie ne change pas si ce n'est que la courbure de la parabole est légèrement elliptique (ici, la parabole fait 70 sur 80 cm). Elle a par ailleurs l'avantage de ne pas devenir un réservoir d'eau de pluie si l'on n'occulte pas par un capot son ouverture.

8.9.3 Nature du signal délivré

Il ne faudrait pas croire que le LNC transmet directement le signal reçu au téléviseur : un câble de télévision normal possède de trop grandes pertes aux fréquences considérées (Bande X totale : 10,95 à 12,75 GHz). On utilise un changement de fréquence de telle sorte que la bande « hyper » est transférée, en deux sous-gammes, dans le domaine de fréquences intermédiaires de 0,95 à 1,75 GHz sur lequel le syntoniseur vient s'accorder selon le choix de programme du téléspectateur : voir figure 8.76.

Dans ce schéma synoptique, qui fait appel à une réception par « bulbe » à rayonnement arrière, autre type de cornet utilisé surtout dans le professionnel, on remarquera tout d'abord un préamplificateur RF suivant l'antenne et le polariseur de champ H/V. Ensuite, vient un filtre réjecteur de

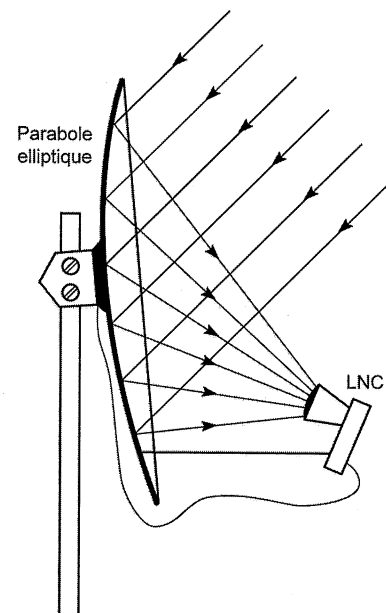


Figure 8.75 – Dans une parabole de type off set, le LNC est décalé vers le bas de telle sorte que les faisceaux de l'onde incidente arrivent en biais sur la surface elliptique du réflecteur.

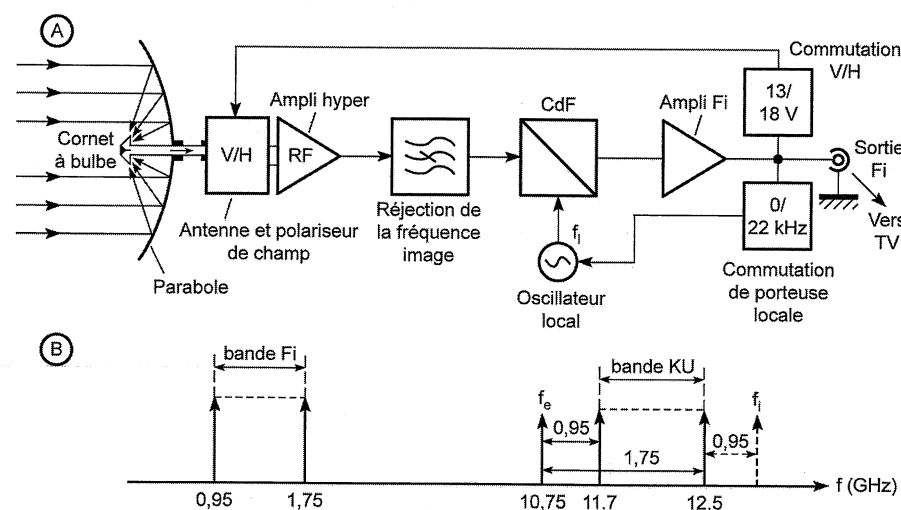


Figure 8.76 – Schéma synoptique (A) d'un LNC changeur de fréquence et exemple d'implantation (B) de la bande KU et de sa transposition dans une gamme FI de fréquence plus faible.

fréquence « image » égale à la fréquence reçue la plus forte **plus** la FI correspondante (voir, dans la figure 8.76, l'implantation des fréquences pour la demi-gamme KU de 11,7 à 12,5 GHz). Cette fréquence « image », si elle est reçue, risquant de créer une FI intempestive, elle doit donc être supprimée si l'on ne veut pas observer du moirage sur l'écran TV ou même sa disparition, dans le cas de la télévision numérique.

Le système changeur de fréquence possède donc un oscillateur fixe mais dont on peut changer par la télécommande du syntoniseur la fréquence locale afin de modifier la sous-gamme (commande par sous-porteuse de 22 kHz). Cette fréquence locale est donc bien fixe pour une sous-gamme donnée, et c'est la fréquence intermédiaire FI qui va changer dans le syntoniseur, exactement comme s'il s'agissait d'une fréquence incidente plus faible. Ainsi, à 1 GHz, les pertes dans le câble sont beaucoup plus faibles et le décodeur se comporte comme un poste récepteur dont on mémorise les accords sur les programmes désirés. Signalons que ceux-ci sont automatiquement pré-réglés lorsque l'on fait appel à un bouquet « satellite » tel que Canal Satellite ou TPS, pour ne citer que les plus répandus en France.

8.9.4 Gain d'une parabole

Ce type d'antenne, de par sa forme, joue le rôle d'un « entonnoir » de champ EM, et il est évident que sa surface y est pour quelque chose. Il semble donc évident de rapprocher celle-ci qui est calculée comme suit :

$$S_p = \pi a^2/4$$

avec la surface effective d'une source élémentaire isotrope dont la théorie nous enseigne son estimation :

$$S_i = \lambda^2/4\pi$$

Le gain devrait donc découler du rapport des deux surfaces, au rendement près K , car les effets de bord, dit de **Bercowitz**, ainsi que la faculté de réfléchir du revêtement de métal, pénalisent la réception. Ce gain s'exprime en décibels :

$$G \text{ (dB)} = 10 \log(S_p/S_i) = 10 \log[K(\pi a/\lambda)^2]$$

K dépend en grande partie de la finition de la coupole ainsi que de la manière dont la surface parabolique est « illuminée » par le champ EM. Notamment, l'angle avec lequel cette illumination est réalisée a son importance ; il ne doit pas être trop grand et, par voie de conséquence, la parabole ne doit pas être trop « fermée », comme l'est par exemple en optique un phare d'automobile.

Silver a démontré que, dans les paraboles de bonne qualité, le coefficient K pouvait être compris entre 48 et 64 %. En général, pour le domaine grand public, on retient une valeur moyenne de 50 %. Avec ce rendement, on obtient des courbes de gain qui croissent avec le diamètre et avec la fréquence : voir figure 8.77.

8.9.5 Rapport « Signal sur Bruit »

Pour une parabole de 90 cm, le gain à 12 GHz avoisine les 38 dB. Ce résultat paraît très intéressant car il faut pouvoir compenser l'énorme affaiblissement de transmission dans la liaison satellite-Terre. Celle-ci se calcule d'ailleurs de la façon suivante :

$$\text{Densité énergétique au niveau du sol (en dBW)} = 10 \log p = \text{PIRE} - 10 \log[4\pi D^2]$$

Le PIRE est la Puissance Incidente Rayonnée Équivalente, elle s'exprime en dBW, c'est-à-dire en décibels au-dessus du watt. Cela dépend donc de la puissance de l'émetteur embarqué. En général, les satellites possèdent un PIRE de 45 à 60 dBW selon la zone de réception. En effet, le « spot » du

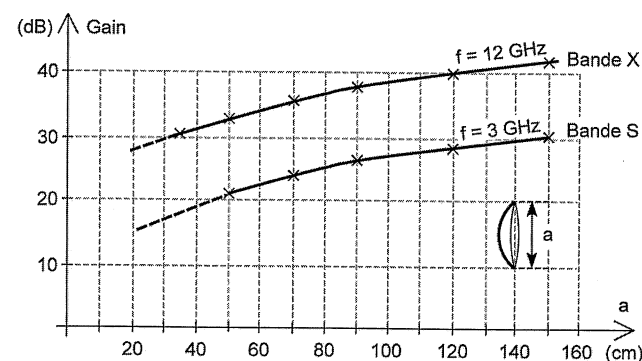


Figure 8.77 – Variation de gain d'une parabole **seule** en fonction de son diamètre.

satellite qui illumine un territoire voit son efficacité qui décroît à mesure que l'on s'éloigne de son centre. Signalons, en passant, qu'en dessous de 40 dBW, il faut choisir une parabole ayant un diamètre de 1,20 à 1,50 m. Sinon, on observe du bruit et des parasites dans l'image TV analogique. En revanche, pour cette efficacité, l'image TV numérique s'avère encore très valable. Toutefois, si ce chiffre descend encore, elle disparaît d'un seul coup.

L'affaiblissement qualifié par la seconde partie de l'équation ci-dessus résulte de la distance **réelle** du satellite au lieu de réception. Le satellite, s'il est bien géostationnaire dans le plan équatorial de la Terre, n'est pas forcément au-dessus de nos têtes : on le regarde souvent de biais ! Avec une distance moyenne de 38 400 km, l'« **équivalent de transmission** » est évalué par ce calcul à -162 dB/m^2 . En ajoutant le PIRE moyen de 54 dBW et un gain de parabole de 38 dB qui tient lieu de sa surface, la densité énergétique se monte à -70 dBW , chiffre très acceptable pour une transmission TV analogique et excellent pour une transmission TV numérique.

Pour s'en persuader, rapprochons ce résultat du bruit thermique transmis dans un canal standard rectangulaire de $B_p = 36 \text{ MHz}$ (moyenne des normes CARM/CCIR) grâce à une formule physique connue :

$$10 \log P_b \text{ (en dBW)} = 10 \log(K T B_p \pi/2)$$

Avec : K , la constante de Boltzmann $= 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ et T , la température absolue, soit 293 K à 20 °C. Le facteur $\pi/2$ résulte du passage de la bande rectangulaire en une bande gaussienne propre à la définition du bruit.

Appliquant cette relation, il vient : $10 \log P_b = -126,4 \text{ dBW}$. Compte tenu de la définition du rapport S/B, le bruit précédent apparaît au dénominateur, ce qui revient à changer de signe ($10 \log P_b$), soit : $S/B = -(-126,4) - 70 = +56,4 \text{ dB}$, ce qui est très bon puisque supérieur à 40 dB, limite inférieure en télévision analogique commerciale, cas de réception beaucoup plus délicat qu'en numérique.

Soulignons enfin que le mode de calcul exposé est plutôt favorable car il est parfois proposé un autre calcul donnant des résultats moins spectaculaires. Mais la limite inférieure est alors différente : les offices de normalisation CCIR et CARM proposent, dans ce cas, 12 dB de limite inférieure pour la bande FI, compte tenu du fait qu'il faut ajouter alors la pondération attachée au codage couleur PAL/SECAM ou celui qui découle en numérique de la compression des données.

On aboutit ici à des chiffres de S/B voisins de 50 dB et, en TV numérique, à des TBER inférieurs à 0,02 % (figures 8.43C et D).

8.9.6 Pointage de la parabole vers le satellite

Avant de donner quelques indications sur le mode d'orientation de l'antenne, il paraît nécessaire de définir un certain nombre de choses car, si le pointage n'est pas difficile à faire quand on a bien compris ce que sont les angles de site et d'azimut, il devient infernal quand on n'a pas de boussole et qu'on ignore la direction réelle du satellite.

Il faut tout d'abord consulter le mode d'emploi de la parabole : des indications d'angles y sont données par le fabricant en fonction de son lieu d'implantation, soit par rapport au méridien de Greenwich – qui passe près de Bordeaux – comme c'est le cas pour définir la position des satellites (figure 8.78), soit par rapport au Nord de la boussole, comme cela doit être le cas en télémétrie. Nous prendrons cette dernière définition en précisant que le site est l'angle d'élévation de la verticale par rapport au plan tangent de la parabole : voir figure 8.79. C'est aussi celui que l'axe de la coupole fait avec l'horizontale. Quant à l'azimut, il définit le décalage en degrés par rapport au Nord de la boussole au lieu considéré. De ce fait, le vrai Sud de la boussole est à 180°, et c'est vers là qu'il faut diriger la parabole, du moins en Europe continentale.

Il ne faut donc pas confondre l'angle par rapport au méridien de Greenwich, qui précise la position du satellite dans le plan de l'équateur à 36 000 km, et l'azimut de la parabole en un lieu considéré car, là, on « regarde » en biais le satellite. C'est particulièrement saisissant pour le satellite Atlantic Bird 3 qui remplace l'ancien Télécom 2B : dans la moitié sud de la France, on le reçoit à 196° (soit $+16^\circ$) alors qu'il est à $+5^\circ$ Ouest dans le plan équatorial : voir le tableau 8.2.

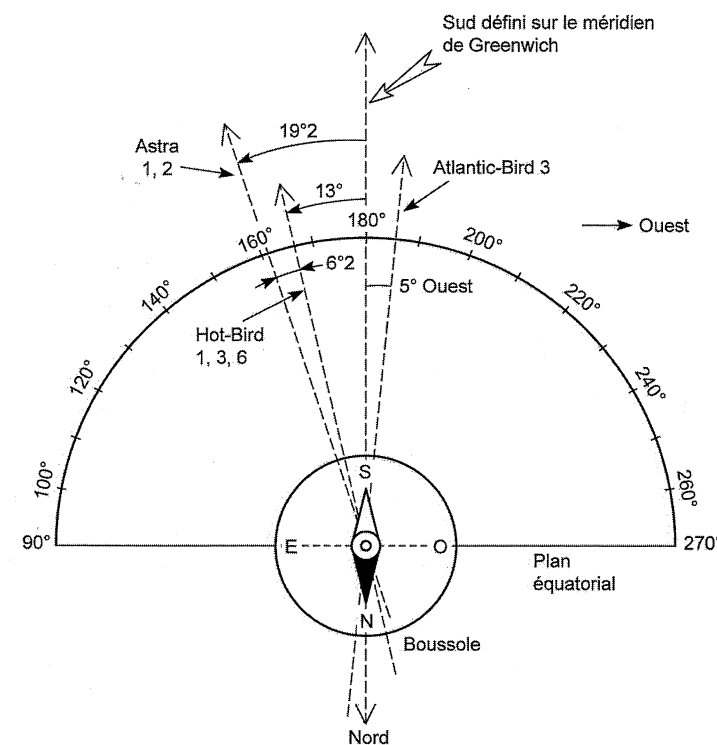


Figure 8.78 – Orientation dans le plan équatorial des principaux satellites français, définie par la boussole placée sur le méridien de Greenwich.

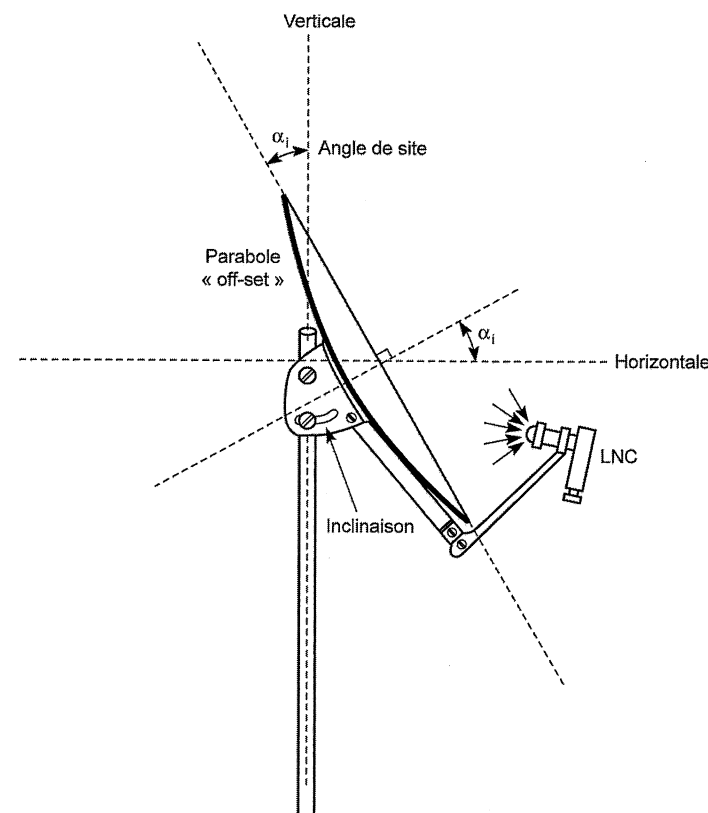


Figure 8.79 – Définition de l'angle d'élévation (site).

La mise au point de l'orientation demande la possession d'un mesureur de champ à écran TV alimenté par des piles ou des accumulateurs, appareil obligatoire si on pratique les réglages sur un toit car il faut contrôler ce que l'on reçoit quand on tourne la parabole autour de son mât : voir figure 8.80, un exemple d'appareil qui est aussi un analyseur de spectre.

Il existe aussi des petits « déviomètres » que l'on peut mettre en série dans la descente d'antenne – terme un peu péjoratif, ce qui veut tout dire. Mais il faut dire que ces petits instruments à aiguille ou à bargraph ne fonctionnent que si le champ reçu est relativement important. D'autre part, avec le système à bargraph, il faut attendre après chaque essai de rotation de la parabole, car ses réactions ne sont pas instantanées, c'est gênant pour les mises au point continues.

La pose sur un balcon ou dans un jardin semble beaucoup plus facile car on peut très bien amener le téléviseur à proximité de l'antenne. Une précaution doit néanmoins être prise dans ce cas comme dans l'autre : il faut évaluer approximativement la longueur définitive du câble et faire la mise au point avec cette longueur. La raison en est évidente : quelques mètres de câble n'atténuent pas le signal mais plusieurs dizaines de mètres, si ! Un essai correct sur le toit avec 2 à 3 mètres de câble peut décevoir le téléspectateur, dans un appartement collectif situé 5 étages en dessous ! Un préamplificateur spécialisé s'avère alors nécessaire.



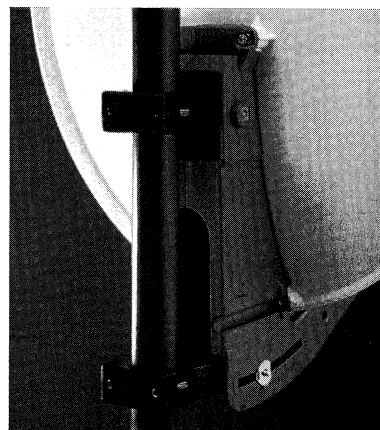
Figure 8.80 – Mesureur de champs MCP 3000 EVO, Unaohm-Synthest.

Tableau 8.2 – Coordonnées de site et d'azimut des principaux satellites reçus en France.

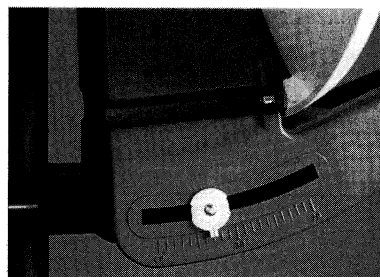
| Villes voisines | Astra 1, 2 19,2° E | | Hot Bird 1, 3, 6 13° E | | Atlantic Bird 3 5° O | |
|-----------------|-----------------------|------|---------------------------|------|-------------------------|------|
| | Azimut | Site | Azimut | Site | Azimut | Site |
| Ajaccio | 165° | 40° | 174° | 41° | 201° | 40° |
| Bordeaux | 157° | 35° | 165° | 37° | 190° | 38° |
| Brest | 155° | 30° | 163° | 32° | 186° | 34° |
| Lille | 162° | 30° | 170° | 31° | 193° | 31° |
| Lyon | 162° | 35° | 171° | 37° | 196° | 36° |
| Nantes | 157° | 32° | 165° | 34° | 189° | 36° |
| Marseille | 162° | 38° | 170° | 39° | 196° | 39° |
| Paris | 161° | 32° | 164° | 33° | 193° | 33° |
| Perpignan | 159° | 38° | 167° | 40° | 194° | 40° |
| Strasbourg | 166° | 33° | 174° | 34° | 198° | 33° |

8.9.7 Exemple de réglage

Le bras support de la parabole comportant une fente semi-circulaire pour assurer l'inclinaison (figure 8.81), on place l'index sur environ 30° à Lille, sur 40° à Ajaccio et à des chiffres choisis entre ces deux valeurs extrêmes pour les régions intermédiaires (tableau 8.2).



Détail des brides de fixation.



L'index sur le bras facilite le réglage de l'angle d'élévation.

Figure 8.81 - Réglage d'inclinaison de la parabole.

On remarquera que le site croît quand les villes retenues descendent vers le Sud. De même, l'azimut croît d'Ouest en Est. Ces valeurs proposées par un fabricant de parabole méritent un ajustement aussitôt qu'on s'éloigne des villes référencées.

Le téléviseur (ou le mesureur de champ) est allumé, et le syntoniseur est calé sur une des stations que l'on veut recevoir pour un satellite considéré, station numérique au début, puis analogique pour le figolage car, alors, on travaille sur un minimum de parasites ou de « clics » couleurs.

La parabole doit pouvoir se mouvoir autour de son mât en desserrant **un peu** les brides de fixation et, grâce à une boussole, on la tourne du nombre de degrés correspondant au lieu et au satellite choisis. Il doit alors apparaître l'image ou un fantôme d'image, sinon il faut retoucher un peu l'inclinaison. Disons à ceux qui se découragent, qu'il est normal qu'on ne réussisse pas toujours du premier coup une mise au point dans un espace tridimensionnel, car les angles proposés sont tou-

jours approximatifs au lieu considéré, et le bon réglage est pointu. Des tâtonnements sont le lot commun de tous les installateurs car l'environnement perturbe parfois les essais. De plus, les graduations sur la fente semi-circulaire ne sont qu'approchées.

Quand l'image paraît enfin convenable sur toutes les stations, surtout sur la station analogique la plus faible, il convient de serrer correctement vis et boulons car le vent se charge souvent de faire tourner la parabole, et tout est à recommencer !

8.9.8 La multiréception

Bien que la réception d'un seul bouquet satellite suffise souvent au bonheur des téléspectateurs les plus exigeants, en recevoir deux peut combler les adeptes du « zapping ». Rien n'est plus facile, maintenant, de remplacer le LNC de sa parabole par une « double tête » monobloc à sortie coaxiale commune. En effet, cela s'avère possible quand les deux satellites ont à peu près le même site, comme cela paraît être le cas pour la moitié Est de la France (à 1° près). Pour l'Ouest de la France, on décale très légèrement un des deux LNC par rapport à l'autre, à moins qu'on réalise un compromis entre les deux réceptions, attendu que la réception TV numérique est plus facile à capter que l'analogique si la bonne direction est presque obtenue. Néanmoins, il est toutefois conseillé, chaque fois que c'est possible, de pratiquer les mises au point sur des canaux analogiques et sur le minimum de bruit sur l'écran, car, en numérique, l'écran peut rester blanc (ou noir, selon le syntoniseur) tant que le pointage n'est pas tout à fait correct. Un mesureur de champs marchant en analyseur de spectre est alors conseillé.

En général, on pratique ce mode de double réception entre Hot Bird et Astra, séparés dans leur implantation de $6,20^\circ$: voir figure 8.82. On remarquera que la réception de Hot Bird est généralement centrée alors que les satellites Astra 1, 3, et 6 arrivent et se réfléchissent en biais avant d'aboutir au LNC N° 2.

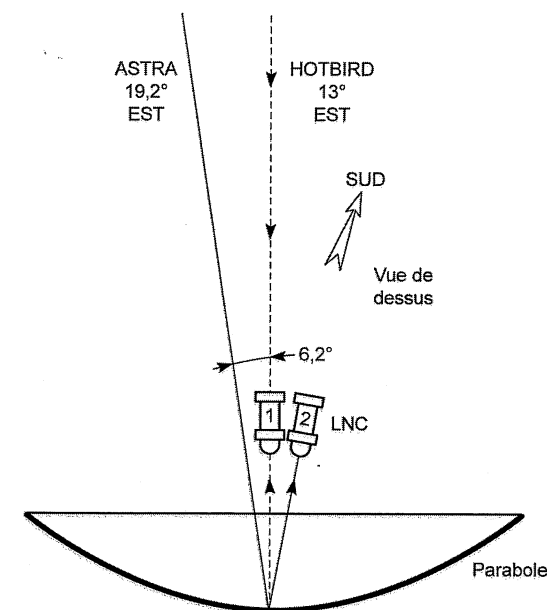


Figure 8.82 - Réception simultanée de deux satellites avec 2 LNC décalés en azimut de $6,2^\circ$.

La commutation des deux LNC se fait par le « convertisseur séquentiel de direction », le DiSEqC, commande numérique sur 2 à 4 bits gérée par le décodeur satellite et qui permet de sélectionner 2 à 16 LNC disposés jusqu'à quatre sur une même parabole, pour capter les satellites compris dans un azimut de $\pm 10^\circ$ autour de 180° !

8.9.9 Branchement du syntoniseur

Lorsque les satellites à recevoir sont trop décalés sur l'Est ou sur l'Ouest, il convient de monter deux paraboles différentes et de choisir un syntoniseur (ou terminal numérique) à plusieurs entrées commutées par un DiSEqC, ou bien une parabole munie d'un moteur rotatif actionné par une incrémentation pas à pas ou continue. Cela oblige au récepteur d'avoir une commande appropriée, par exemple de type « USALS », comme le suggèrent les branchements apparaissant au dos de ce genre de récepteur : voir figure 8.83.

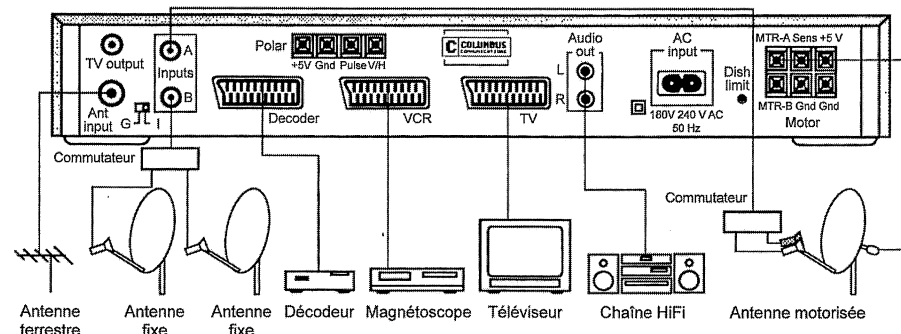


Figure 8.83 – Face arrière et mode de branchement d'un récepteur de satellite de marque Columbus.

Soulignons que la complexité d'un tel syntoniseur est réelle, surtout quand, désormais, on trouve dans le commerce des modèles capables de traiter à la fois la réception des satellites, la TNT et le décodage des « bouquets » par cartes d'abonnements : voir figure 8.84.

Nous sortons là du domaine des antennes TV et, on le devine, aborder cette technologie demanderait à elle seule tout un ouvrage...

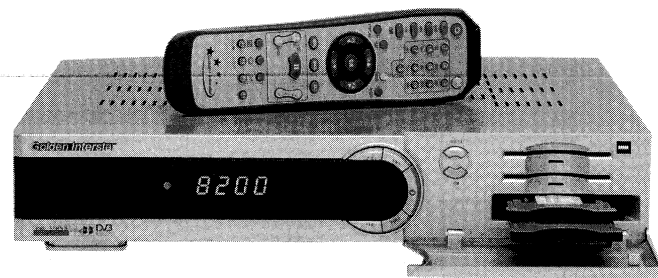


Figure 8.84 – Exemple de face avant d'un récepteur de satellite et sa télécommande. Un logement particulier pour cartes d'abonnement de « bouquets » est prévu à droite. Cet appareil peut aussi capter la TNT (d'après Golden Interstar).

Chapitre 9

Antennes pour transmissions en ondes courtes

La réception des gammes OC s'avère délicate pour la raison évidente que la bande de fréquence couverte est très large : 1,5 à 30 MHz (11 à 49 mètres). Dans ces conditions, il est très difficile d'adapter l'impédance de l'antenne au câble de descente d'une part, puis à l'impédance d'entrée du récepteur, d'autre part... Une approche de calcul a néanmoins été tentée depuis longtemps (formules d'Albagli – Aide-Mémoire d'Électronique de H. Aberdam, Dunod, 1958), mais rien n'a été résolu de façon simple pour l'amateur...

Nous allons tenter une approche de solution avec l'aide de Radio France International (RFI), que nous remercions ainsi que tous les radioamateurs qui, depuis fort longtemps, font bénéficier à la profession de tant d'expériences hardies et originales.

9.1 Antenne en L inversé d'Albagli

Après les premiers essais d'antenne de **Hertz-Windom**, une approche de calcul a été pratiquée par **Albagli** pour définir l'impédance des fils horizontaux et verticaux utilisés pour rayonner un champ électromagnétique. En fait, il a surtout tenté d'obtenir des formules permettant d'accorder l'antenne sur la bonne longueur d'onde.

L'antenne en L inversé de la figure 9.1 comporte deux parties : le brin vertical et le fil horizontal qu'on appelle « toit ». C'est le plus simple des collecteurs d'ondes pour un récepteur et il peut donner aussi des résultats convenables en émission, à condition de l'adapter correctement à la sortie « antenne » de l'émetteur. Nous verrons comment plus loin mais, partant de ce postulat que cette adaptation est possible, nous pouvons ajouter que son efficacité s'avère, en émission-réception, d'autant plus grande que les longueurs du fil vertical et du fil de « toit » sont elles-mêmes élevées. En effet, pour un champ donné E exprimé en $\mu V/m$, la tension induite dans les fils est proportionnelle à leur longueur :

$$v = K(h + L)E$$

... avec K , un coefficient qui dépend de l'inter réaction entre le « toit » et la descente d'antenne, de l'orientation du champ et de sa polarisation. Il est à peu près impossible à définir simplement. De plus, pour bien recueillir cette tension, il faut savoir se connecter où l'impédance est la plus favorable pour l'adaptation et rechercher la meilleure orientation possible dans l'environnement (voir, plus loin, les différentes solutions proposées pour l'amateur par **Radio France Internationale**). Considérons auparavant les phénomènes qui influent sur cette efficacité tant dans le domaine du champ rayonné que dans celui de l'impédance sur laquelle l'antenne aboutit.

Le comportement d'une telle antenne va dépendre évidemment de la polarisation du champ à recevoir : dans le cas d'une polarisation verticale, c'est le fil vertical qui reçoit l'onde et le « toit » sert de contre poids capacitif vis-à-vis du sol ; **cela a pour effet de descendre l'accord en fréquence de l'antenne ou de rallonger artificiellement le fil vertical.**

Dans le cas d'une polarisation horizontale, c'est alors le « toit » qui reçoit et le fil vertical amène l'énergie au récepteur par l'intermédiaire de son impédance caractéristique.

À l'aide de la théorie des lignes, on peut calculer les **constantes linéiques** des fils. Le calcul est dû à l'ingénieur du Génie maritime Albagli et tient compte des diamètres a et b des conducteurs :

a) Fil vertical

$$L_v = 0,37 \log \frac{2h}{a} \text{ (en } \mu\text{H/M)}$$

$$C_v = \frac{19,3}{\log \frac{2h}{a}} \text{ (en pF/m)}$$

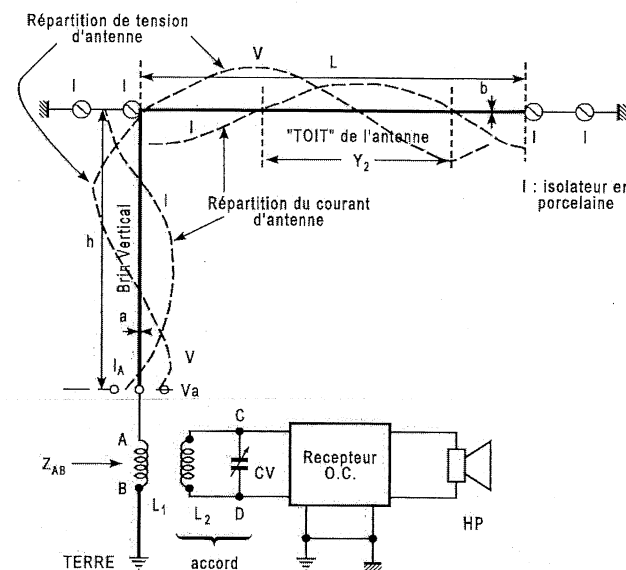


Figure 9.1 - Antenne en L renversé d'Albagli.

b) Toit

$$L_T = 0,46 \log \frac{4h}{b} \text{ (en } \mu\text{H/M)}$$

$$C_T = \frac{24}{\log \frac{4h}{a}} \text{ (en pF/M)}$$

L'impédance caractéristique de chaque portion d'antenne s'obtient en appliquant la relation habituelle des lignes :

$$Z_c = \frac{L}{C}$$

Dans les deux cas, nous obtenons :

$$Z_c \# 138 \log \left(\frac{2h}{a} \right) \text{ ou } \left(\frac{4h}{b} \right)$$

Une approximation doit s'envisager car le calcul des constantes est assez imprécis. Mais de toute façon, sans dévaluer la théorie d'Albagli, il n'est pas très utile de faire les calculs car l'association du fil vertical avec le « toit » horizontal détermine au récepteur une impédance équivalente différente de celle de chacun des deux fils raccordés entre eux.

En fait, si le calcul paraît justifié pour le fil horizontal, car la hauteur h reste constante par rapport au plan de terre, il nous paraît contestable pour le fil vertical, car la capacité répartie vis-à-vis du sol varie en fonction de la hauteur. De plus, le retour à la masse de L_1 dans le transformateur d'entrée du récepteur ne se fait pas directement à la terre car la descente à cette terre est aussi un fil ! Même en admettant cela possible, on aboutirait, par intégration, à une appréciation différente et qu'Albagli a évalué à :

$$Z_c \# 110 \log \frac{2h}{a}$$

La réalité pratique paraît donc sensiblement différente de la théorie et nous croyons utile d'émettre quelques doutes quant à l'application des formules précédentes, concernant le fil de descente notamment.

En revanche, les lois électriques trouvées donnent une indication valable quant au **sens de variation de l'accord de fréquence, en fonction des longueurs de h et L .**

9.2 Le point de vue du radioamateur

Les cogitations précédentes n'ont pas cours chez les radioamateurs car ils sont généralement prévenus des difficultés encourues par le branchement des antennes d'émission. Ils savent aussi que c'est moins grave d'employer un simple bout de fil pour la réception et que, plus il est long, plus on a des chances de recevoir une station lointaine ou faible. Néanmoins, la question qu'il se pose avant tout est de savoir où il va pouvoir installer son « transceiver », car c'est son emplacement qui va suggérer le type d'antenne utilisé, vu qu'il faut de la place pour monter une antenne et que le fil de raccordement d'antenne ne doit pas être trop long s'il ne veut pas recueillir également des ondes parasites ! C'est la raison pour laquelle il utilise souvent une antenne fouet télescopique (voir chapitre 4) : cela peut se monter sur une cheminée, sur un balcon, à l'arrière d'une voiture ou, même d'une moto !

Toutefois, il faut bien dire que l'antenne d'Albagli convient parfaitement pour une installation fixe à condition de prendre certaines précautions pour le raccordement en émission : l'adaptation d'impédance est obligatoire avant de mettre en route toute la puissance HF. Nous avons développé un cas similaire figure 4.22A, dans le chapitre 4. Nous n'y reviendrons donc pas. Rappelons néanmoins le fait qu'un étage de sortie HF d'un émetteur – dit à juste titre « de puissance » – chauffe déjà lorsqu'il débite sa puissance nominale ! Or, si l'impédance ramenée par l'antenne n'est pas celle qui est prévue pour un fonctionnement normal, cet étage de sortie « encaisse » en plus en retour la puissance réfléchie et il se produit une surchauffe qui peut lui être préjudiciable. Il faut donc **toujours** vérifier le rapport d'ondes stationnaires dans la descente d'antenne ou, bien, l'onde réfléchie sur un wattmètre directif : voir figure 4.27. On doit alors faire **très vite** la mise au point avant que l'étage en question subisse trop longtemps la surchauffe. Cela se pratique au moyen de circuits adaptateurs d'impédance qu'on intercale en série entre le transceiver et l'antenne. Il y en a de toutes natures mais, auparavant, il faut définir celles des impédances en présence, tant au niveau de l'antenne d'Albagli que dans les circuits d'entrée « antenne » du récepteur ou de sortie de l'émetteur.

Un autre aspect doit être également souligné à propos du filtrage des harmoniques de l'onde porteuse de l'émetteur : des réjecteurs sont en général disposés dans le transceiver sur les fréquences multiples de la fréquence d'émission, afin de ne pas « polluer » les gammes de fréquence supérieures par des composantes harmoniques parasites. Ces réjecteurs ne doivent pas être décalés en accord par l'apport de réactance de l'antenne et, de ce fait, non seulement il convient de rendre son impédance aussi proche que possible de celle nominale prévue par le constructeur mais elle doit être aussi uniquement résistante.

9.3 Adaptation d'impédance avec le transceiver¹

Dans la bande très grande occupée par les ondes courtes : 11 à 49 mètres, il existe des fréquences où les deux parties de l'antenne ont un rapport entier avec la longueur d'onde : quart d'onde, demi-onde ou bien multiple de cette longueur d'onde.

Comme h n'est pas forcément identique au toit L , l'impédance d'un brin n'adapte pas l'autre et, de toute façon, si cela arrive pour une fréquence, ce bel équilibre est rompu quand on s'accorde sur une autre station !

En conséquence, la répartition du courant d'antenne I (figure 9.1) va donc glisser le long des fils en changeant tout doucement de période. Au point A, apparaissent donc des valeurs très différentes de tension et de courant d'antenne, tout au long des gammes d'ondes courtes. L'impédance apparente d'antenne

$$Z_v = \frac{V_A}{I_A}$$

varie donc dans de larges proportions et constitue une impédance série qui va faire chuter en pont diviseur une partie de la tension utile $h_{\text{eff}} \vec{E}$ avec h_{eff} la hauteur effective de l'antenne.

Le circuit d'entrée des récepteurs professionnels doit généralement comporter un « **accord d'antenne** », constitué soit par une capacité série C_a (figures 9.2 et 9.3), soit par un couplage d'antenne L_1 (variomètre), soit au moyen des deux dispositifs, le deuxième étant adapté à la bande d'ondes la plus fréquemment utilisée.

1. Nom commercial d'un émetteur-récepteur en Ondes Courtes.

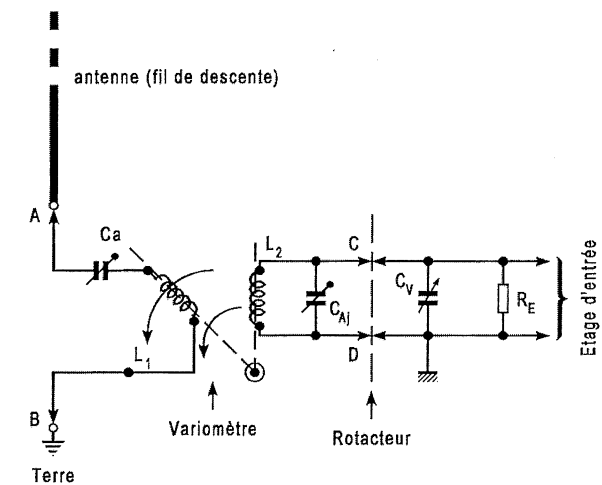


Figure 9.2 – Adaptation du fil de descente d'antenne au circuit d'entrée sélectif du récepteur (emploi d'un rotacteur).

L'ensemble $C_a-L_1-L_2-C_v$ se comporte vis-à-vis de l'antenne comme une réactance X_p avec, ramenée en série, la résistance d'entrée R_p du récepteur. L_p n'est pas L_1 mais une composante selfique correspondant également à l'influence conjuguée de L_1 et de L_2 ramenée au primaire.

Un développement théorique – long et ardu – peut s'appliquer pour calculer R_p et X_p , mais nous ne pensons pas cela utile puisque, de toute façon, on devra trouver le meilleur équilibre à la main lors de l'accord sur la station désirée, grâce à C_a , qui peut se commuter avec la bande d'ondes reçue (rotacteur).

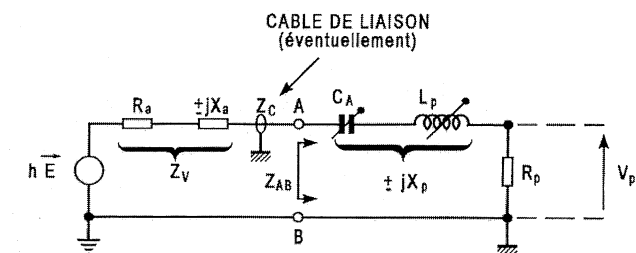


Figure 9.3 – Schéma équivalent aux impédances dans la liaison antenne récepteur.

Si l'on se reporte au schéma équivalent de la figure 9.3, la tension V_p va s'obtenir de la façon suivante :

$$V_p = \frac{R_p}{R_p + R_a \pm j(X_a \pm X_p)} \cdot h_{\text{eff}} \vec{E}$$

Comme tout varie dans cette formule avec la fréquence ou avec C_A et L_p , l'application numérique paraît inutile sauf si on fait en sorte de simplifier la relation. Ainsi, si l'on fait $X_a = -X_p$, il reste :

$$V_p = \frac{R_p}{R_p + R_a} h_{\text{eff}} \vec{E}$$

Si l'adaptation n'est pas nécessaire avec un récepteur, nous bénéficierons d'un maximum de tension induite quand R_p sera grand devant R_a .

En revanche, si un câble Z_c est utilisé dans la liaison, on fera – ou on tentera de faire :

$$R_a = R_p = Z_c$$

Dans la réalité, toujours à cause de l'emploi d'une **seule** antenne pour **toute** la gamme OC, la condition précédente n'a lieu sans doute que rarement, ce qui rend illusoire la recherche de l'adaptation ci-dessus.

Aussi, on se place dans les conditions d'un compromis acceptable en ajustant au mieux C_A , voire L_p , en tournant l'axe de L_1 par rapport à celui de L_2 pour obtenir un maximum au S-mètre¹ ou la meilleure audition possible sur l'accord choisi.

Signalons que le principe du « variomètre » (figure 9.4) peut être remplacé par une torsion des quelques enroulements de L_1 par rapport aux propres spires de L_2 placées de chaque côté. La manœuvre pratique de l'adaptation réalisée avec l'**antenne constituée et branchée** se fait au mieux sur la bande correspondante avec C_a disposé sur la position médiane. Signalons que le variomètre présent ici s'adresse aux ondes très courtes (bandes 10 m par exemple, doubler le nombre de spires). Pour les ondes plus longues, il faut accroître davantage le nombre de spires en fonction de la fréquence choisie. Pour L_1 , on pourra s'inspirer du tableau 9.1.

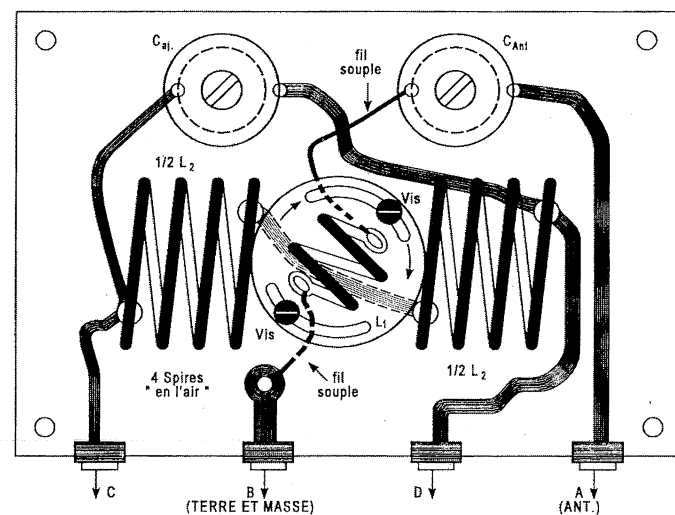


Figure 9.4 – Exemple d'enroulement L_1 variométrique pour les OTC.
Le primaire L_2 est divisé en deux pour accueillir dans son axe la bobine rotative L_1 (élément de rotacteur échelle 2/1).

1. Indicateur de champs possédé à demeure par les récepteurs professionnels et tous les transceivers.

Pour l'émission, on peut utiliser la même adaptation, avec la réserve près que le dispositif variométrique est mécaniquement délicat à réaliser, sauf si l'on réalise une commutation de bobines sur un petit module étudié en fonction de la fréquence attribuée à l'émetteur, mais le variomètre est alors difficile à mettre en œuvre.

Aussi, on lui préfère généralement un ensemble de capacités C_1/C_2 qui adapte et accorde de **façon fixe** l'inductance L_1 sur la fréquence rayonnée : voir figure 9.5.

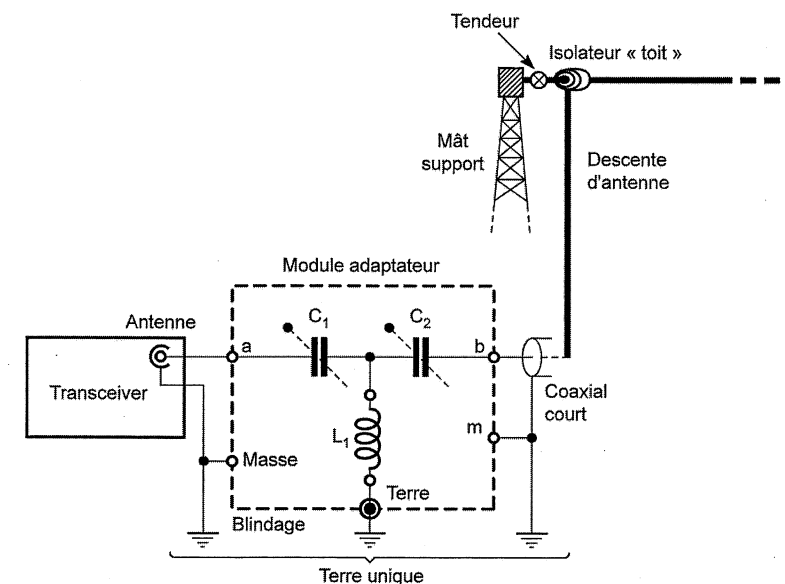


Figure 9.5 – Constitution d'un module adaptateur d'impédance d'antenne.

Dans ce schéma, C_1 participe à l'accord et assure le couplage avec les transistors de sortie. Alors que le dispositif en « té » de la figure citée ci dessus doit être plutôt fixe dans le cas de l'émission, elle peut être ajustable dans le cas du récepteur, les accords de fréquence variant beaucoup dans la gamme OC.

Ceci suppose une commutation de composants car il ne paraît pas possible de couvrir toutes les bandes OC avec un seul module. Le système que nous proposons nous a été inspiré par l'article d'un radioamateur Canadien, George **Murphy**, paru en janvier 1999 dans la revue spécialisée « CQ ». Nous l'avons appliqué à un cas particulier d'antenne d'Albagli de longueur variable avec la bande d'ondes courtes utilisée pour l'émission ; il s'agit du « quart d'ondes » mesuré en totalité pour le « toit » L plus la descente h , avec une constante imposée par la hauteur du premier étage d'une maison soit 5 mètres. Le fil horizontal allait en plongée jusqu'à une hauteur de 3 m.

Après différents essais nous avons fixé la longueur du fil horizontal tendu à ce que nous permettrait celle du terrain, à savoir 10 m de long, solution qui semblait favoriser la bande des 40 et 80 m. Le tableau 9.1 donne une extrapolation de ce qu'il faut prévoir pour un ajustement au « quart d'ondes » dans chaque bande, mais comme cela dépend aussi de l'impédance de sortie du transceiver, il convient d'ajuster les valeurs proposées en fonction de son cas particulier, surtout de l'antenne qu'on est susceptible de monter près de l'émetteur. C_1 et C_2 peuvent alors prendre d'autres valeurs.

Tableau 9.1 – Module adaptateur d'antenne.

| Bandes OC (m) | Fréquences centrales (MHz) | L_1 (μ H) | N sur 3 cm | C_1 * (pF) | C_2 * (pF) | CV (pF) |
|------------------|-------------------------------|------------------|---------------|-----------------|-----------------|------------|
| 10 | 28,5 | 2 | 8 | 27 | 18 | 10/120 |
| 12 | 25 | 2,4 | 9 | 30 | 22 | |
| 15 | 21,2 | 3 | 10 | 33 | 27 | |
| 16 | 18,1 | 3,8 | 12 | 39 | 33 | |
| 20 | 14,2 | 4,2 | 13 | 52 | 39 | |
| 30 | 11 | 6 | 15 | 75 | 52 | 40/460 |
| 40 | 7 | 9,1 | 19 | 100 | 75 | |
| 80 | 3,65 | 18 | 26 | 220 | 150 | |
| 160 | 1,8 | 33 | 36 | 390 | 270 | |
| PO | 1 | 65 | 52 | 470 | 330 | |

* Valeurs approchées

Pour le récepteur, il nous est apparu plus sage de faire appel à des condensateurs variables à air (CV) que tout ancien bricoleur a en son grenier (?) ou qu'on peut récupérer sur un vieux poste acheté à la brocante, les distributeurs de composants n'en proposant plus guère. En revanche, des condensateurs ajustables avec un petit tournevis sont néanmoins disponibles dans le commerce.

La self L_1 est amovible grâce à de courtes fiches à douille et a été réalisée comme le préconise George Murphy sur un petit boîtier en plastique de film 24/36, d'où un diamètre inusité de 3 cm environ. Il est inutile de souligner que les connexions doivent être très courtes.

Tous les bobinages doivent être réalisés en spires jointives sur une longueur de 2,5 cm ce qui suppose de prendre du fil de diamètre croissant à mesure que le nombre de spires décroît : par exemple, pour la bande 10 m, il fut choisi du 5/10^e enrobé plastique ou émaillé et du 30/100^e sous deux couches soie au-delà de 20 tours. Un mandrin en carton bakélinisé ou en plastique est indispensable mais on peut affaïe appel, comme le préconise M. Murphy, à un boîtier de film 24 × 36 qui fait 31,2 de diamètre.

Dans le *tableau 9.1*, nous avons rajouté le cas de la réception des PO mais l'accord s'avère très flou en dessous de 1 MHz. Ajoutons que toutes ces valeurs de selfs et de capacités doivent être adaptées à la fréquence que l'on désire émettre ou recevoir et au mode d'installation de l'antenne : **ce ne sont donc que des ordres de grandeurs.**

La mise au point est très simple si le transceiver possède un S-mètre : on choisit la bonne bobine correspondant à la bande qu'on veut capter. On ajuste tout d'abord C_1 puis C_2 pour avoir un maximum au S-mètre sur la fréquence à recevoir. Un tâtonnement est évidemment probable.

Enfin, en émission, pour figurer la mise au point, on procédera comme le suggère la fin du chapitre 4.

D'autres structures sont alors utilisées, notamment avec des lignes accordées (microstrip's). Ceci doit faire l'objet d'une analyse différente : plus la fréquence à émettre est élevée, plus les microcir-

cuits qui équipent généralement les étages HF de puissance deviennent fragiles. À moins qu'ils ne possèdent une protection appropriée, il ne faut donc pas les surcharger en branchant une antenne qui ne cadre pas avec la fréquence considérée. Ainsi, avec l'antenne que nous avons expérimentée ci-dessus, il y a peu de chance pour que l'impédance ramenée soit proche de 50 ohms pour les fréquences supérieures à 10 MHz et, alors, on n'obtiendra jamais rapidement une annulation de l'onde réfléchie. L'accord des CV peut même envenimer les choses car on peut s'éloigner très vite de l'accord idéal. Leur ajustement sans précaution est donc dangereux pour l'émetteur. C'est la raison pour laquelle il vaut mieux utiliser des ajustables car, alors on a moins la tentation de « tourner les boutons » !

Évidemment, on ne craint pas la même chose avec des étages de sortie à tubes électroniques : ils supportent mieux les surcharges. Mais, à moins d'être un radioamateur bricoleur de la chose, de tels transceivers – neufs ! – équipés de lampes de radio deviennent rares dans les magasins spécialisés !

9.4 Antennes de réception pour particuliers

Beaucoup de particuliers s'intéressent au « DX amateur » et s'équipent d'un récepteur dit « de trafic » pour traquer les stations lointaines dans les gammes d'ondes courtes et satisfaire ce challenge passionnant d'une réception à longue distance (ce qu'on appelle la **réception DX**). Il faut donc qu'ils se munissent d'une vraie antenne et, éventuellement, d'un adaptateur d'impédance d'antenne comme celui que nous avons décrit plus haut.

L'antenne en L inversée est la plus employée, avec quelques adaptations qui dépendent du domaine de fréquences à recevoir.

Radio France International (RFI) conseille les types d'antennes de la *figure 9.6*, installations qui seront utilisées en fonction de la place disponible autour de la maison. Elles ne nécessitent aucune mise au point particulière mais l'accord d'antenne du paragraphe précédent nous semble profitable.

♦ Description

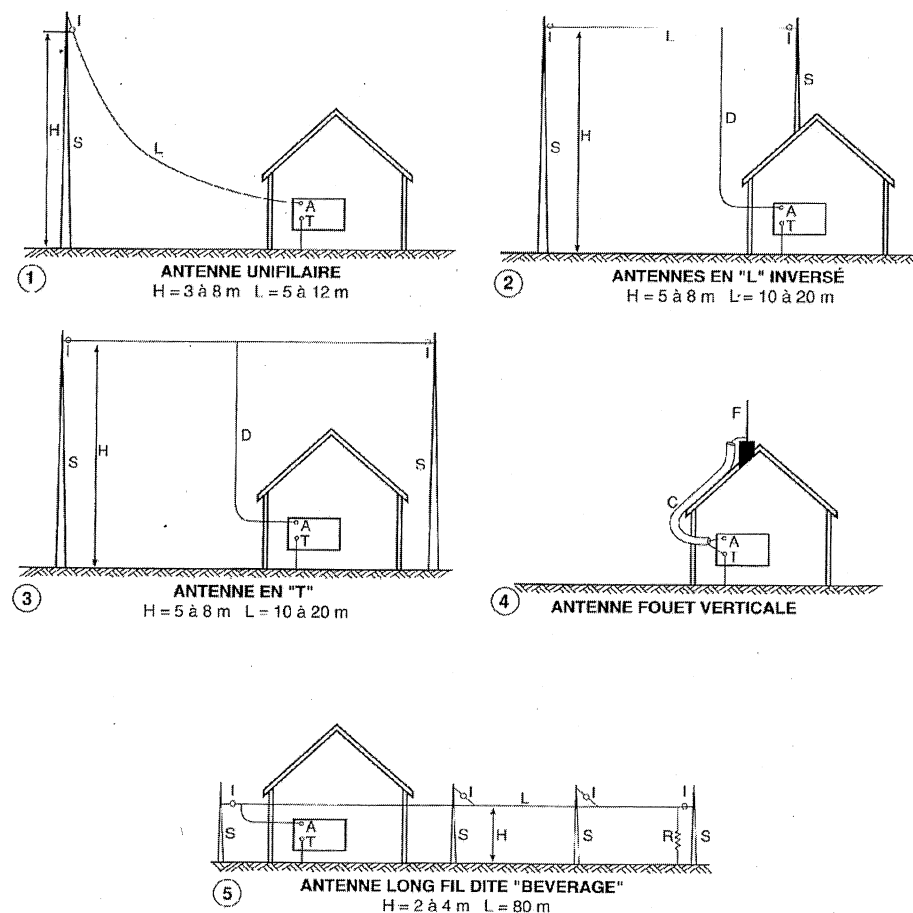
L'antenne (1) de type **unifilaire**, non tendue mais levée depuis un mât ou le toit d'une maison dont la hauteur n'est pas limitée, a l'avantage de pouvoir capter indifféremment de la même manière les polarisations horizontale et verticale.

L'antenne en **L inverse** (2) n'est guère différente de l'**antenne en T** (3) : on promène le fil de descente le long du fil horizontal pour adapter au mieux l'impédance pour la bande d'ondes courtes préférentielle, en polarisation *H* ou *V*. Notre point de vue est que l'antenne « 2 » s'adapte mieux au rayonnement horizontal que la version « 3 ». Cette dernière est toutefois indiquée pour les bandes d'OC à longueur d'onde élevée ; en effet, le toit est un contrepois capacitif qui rallonge artificiellement le brin vertical. Pour cette raison, cette antenne est mieux indiquée pour recevoir les ondes à rayonnement vertical.

L'antenne « **fouet** » verticale (4) téléportée sur le toit de la maison remplace celle qui équipe normalement le récepteur. Elle semble justifiée quand la réception n'est pas possible dans le bâtiment et dans les lieux peu transparents aux ondes électromagnétiques (maison en béton, villa à toit métallique ou en ardoise, lieu de végétation dense ou entouré d'obstacles naturels)

Toutefois, le câble *C* sera adapté à l'impédance d'entrée du récepteur ce qui, contre toute attente, est souvent une perte de gain car il faut parfois shunter l'entrée AT par une résistance contribuant à cette adaptation.

Pour les ondes les plus longues, il est conseillé l'antenne **Béverage**. Toutefois, si cette antenne est simple, elle s'avère terriblement encombrante. Elle a une longueur de 80 m et doit être supportée



LEGENDE

| | |
|--|----------------------------------|
| S : Mât vertical | F : Tige métallique |
| I : Isolateur | C : Coaxial 50 à 75 ohms |
| L : Fil d'antenne | A : Prise d'antenne du récepteur |
| T : Prise de terre du récepteur. (si le récepteur ne comporte pas de prise de terre, connecter seulement l'antenne.) | D : Descente d'antenne |

Figure 9.6 - Exemples d'antennes « ondes courtes »
conseillées par RFI (Radio France International).

par des isolateurs à une hauteur de 2 à 3 m au-dessus du sol qui doit être d'excellente qualité. L'extrémité du fil éloignée du récepteur doit être reliée à la terre par une résistance de 600 ohms/2 watts au carbone ou spéciale « HF ». Une correction selfique peut être envisagée à mi-course comme dans l'antenne **Alexanderson** (voir chapitre 2). La terre peut être constituée par un grillage métallique enterré si l'on doute du sol. Ce type d'antenne favorise les signaux venant de la direction dans laquelle elle est pointée.

♦ Réalisation

Toutes ces antennes utilisent du fil de cuivre nu ou gainé, plein ou multibrins. Les connexions se font par épissures, immobilisées extérieurement par une soudure à l'étain puis protégées par un vernis pour éviter l'oxydation. Il est convenu d'utiliser des isolateurs de grande qualité, en porcelaine ou en pyrex. On éloignera le fil de descente des câbles électriques et des paratonnerres qui devront dépasser l'antenne.

Si la réception après accord se révèle trop puissante, on intercalera un atténuateur afin d'éviter toute saturation des circuits d'entrée du récepteur.

9.5 Doublet « antiparasites » de Planès-Py et Gély

De l'exposé précédent, il ressort que l'antenne d'**Albagli** et ses dérivées doivent être manipulées avec précaution branchée sur un émetteur. Elle peut toutefois être conservée pour la réception dans le cas où le radioamateur sépare nettement le récepteur de trafic et l'émetteur. Comme on attribue généralement une fréquence fixe à ce dernier dans une bande donnée, il vaut mieux y adapter une antenne prévue pour cette fréquence et le doublet demi onde est assez justifié pour cet usage. Pour les bandes en dessous de 20 m, c'est encore faisable, car le doublet total reste inférieur à 10 m et ce n'est pas trop long. Au dessus, le fil électrique prend trop de place et cela devient casuel pour le supporter par des mâts supports. En revanche, s'il est trop court, il va falloir compenser l'aspect capacitif des brins par une inductance (voir chapitre 4, figure 4.14). Cela a pour effet de rallonger artificiellement ces brins et on peut placer des bobines en bout de ceux-ci ou au quart de leur longueur.

L'inductance peut se calculer si l'on connaît avec précision la capacité apparente du brin en question, ce qui suppose une mesure à l'impédancemètre, mais, en général, on procède par tâtonnement successif.

♦ Description

Pour illustrer notre propos, nous avons exhumé une intelligente réalisation due à MM. **Planès-Py** et **Gély**, réalisation qu'ils qualifiaient eux-mêmes « d'antiparasites », voir figure 9.7 et dont nous ne décrivons que le principe développé par eux-mêmes.

Comme le doublet risque en effet d'être trop court dans les bandes de 30 à 160 m et au-dessus, en PO, par exemple, on l'allonge artificiellement par des inductances réparties à chaque bout de brin horizontal. Ceci fait l'objet des enroulements « bd » et « cd » des selfs additionnelles L1 et L2. Les inventeurs ont en effet ajouté un circuit « bouchon » de chaque côté, grâce aux condensateurs C1 et C2 en parallèle sur « ab » et « ce » afin de bloquer apparemment les inductions de fréquences plus faibles, ce qui justifie l'appellation d'antiparasites.

Quand aux fréquences élevées elles sont censées passer par les condensateurs céramiques à couche de 100 pF/isolément 500 V car on suppose que les pertes seraient plus faibles.

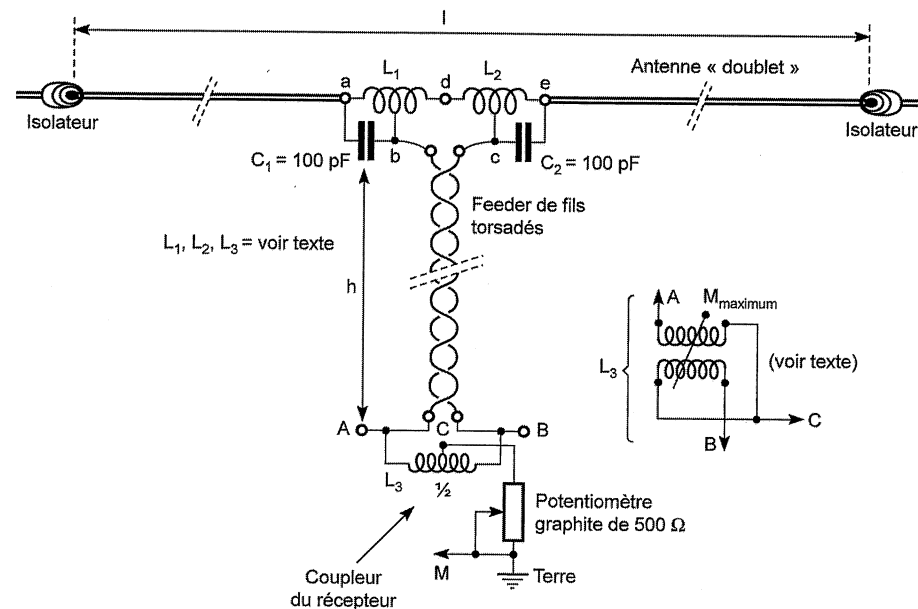


Figure 9.7 - Doublet « antiparasites » Planès-Py et Gély.

Pour les bandes de 20 à 40 m, les brins font environ 5 m de longueur et les brins doivent être étirés par des tendeurs à isolateurs. On doublera cette longueur si on émet dans les bandes de 80 et de 160 m.

♦ Réalisation

Les bobines sont réalisées sur un mandrin de 3 cm de diamètre environ (deux boîtiers de film 24/36 collés bout à bout) avec 60 spires de fil de 30/100^e sous deux couches soie pour les enroulements « ab » et « ce » et 11 spires de 75/100^e sous plastique pour ceux « bd » et « cd », enroulés dans le même sens – mais en dessous des précédents enroulements – dans des gorges de 5 mm de largeur limitées par des flasques de plastique. Ces bobines sont écartées elles-mêmes de 8 à 10 cm. Le tout est câblé dans un boîtier de préférence métallique – mais surtout hermétique ! – que l'on fixe par des brides sur les cannelures de l'isolateur en pyrex qui relie les deux brins du doublet, lequel sera tendu au maximum : voir figure 9.8.

En fait, on adaptera tout cela en fonction du matériel disponible.

♦ Descente d'antenne

Pour la descente, les auteurs proposent l'emploi d'un feeder constitué par des fils électriques de cuivre de 10 à 15/10^e torsadés sans trop forcer au moyen d'une chignole, les autres extrémités étant coincées dans un étai. L'écart entre les fils doit approcher des 4 à 6 mm ce qui fait que l'impédance caractéristique avoisine 220 à 250 ohms. On pourrait utiliser aussi du ruban bifilaire de 300 Ω.

À l'autre bout, est disposé un genre de balun réalisé comme suit : on bobine 10 à 12 tours, pour les bandes OC moyennes, deux fils en main de 30/100^e, sur un mandrin de 25 à 30 mm de diamètre, parfaitement imbriqués en jointifs. La sortie de l'un est reliée à l'entrée de l'autre pour constituer la sortie C sur laquelle on branche un potentiomètre graphite linéaire de 500 ohms qui revient à la

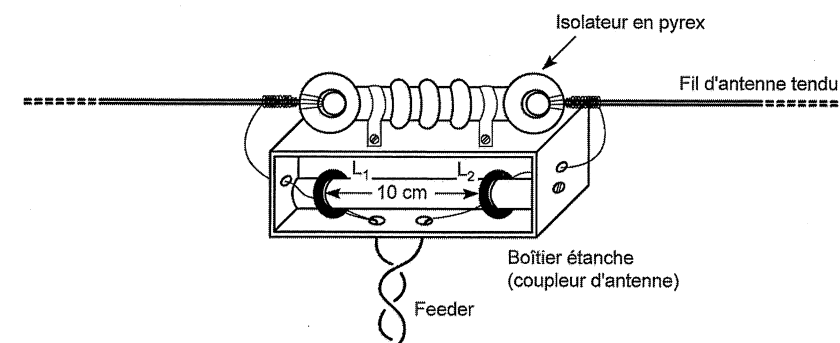


Figure 9.8 - Détail de pose du coupleur d'antenne sur un isolateur « pyrex ». À défaut, on peut utiliser un tube de plastique tenu par deux isolateurs plus conventionnels.

masse et à la terre. Ce réglage sert à adapter la descente d'antenne aux alentours de 250 Ω, se faisant au maximum sur le S-mètre du récepteur ou au minimum sur le wattmètre directif de l'émetteur, s'il est basculé en mode contrôle de la puissance réfléchie (voir chapitre 4).

♦ Modifications

Il semblerait logique d'augmenter le nombre de spires pour les bandes supérieures en longueur d'ondes. Nous rappelons que la formule de l'inductance est, dans l'air :

$$L = 4\pi N^2 S / 10 \cdot l$$

Cela peut aider pour les proportionnalités à établir. Exemple : pour une section S et une longueur l conservées, nous aurons le nouveau nombre de spires à prévoir à partir de la racine carrée du rapport des inductances :

$$N_2 = N_1 \sqrt{L_2 / L_1}$$

♦ Discussion

La descente est prévue en bifilaire symétrique, car beaucoup de transceivers américains prévoient encore une sortie « antenne » sur deux bornes plus une terre. Si la sortie est du type coaxiale, le point « chaud » est relié à A ou à B, la tresse revenant à la masse et à la terre. Dans ce cas, l'impédance rapportée est 4 fois plus faible soit environ 60 Ω. On peut descendre à 50 Ω en « serrant » la torsion des fils du feeder ou en modifiant le diamètre du fil. Indépendamment de la torsade du fil, laquelle n'est réalisée que pour antiparasiter la descente, on rappelle que l'impédance caractéristique d'un feeder linéaire dans l'air est donné par la formule :

$$Z_c = 276 \log(2D/a)$$

Si le fil est enrobé par du plastique de permittivité relative ϵ_r , il faut diviser ce résultat par la racine carrée de ce nombre. L'ennuyeux est qu'on ne sait pas bien la valeur de cette permittivité ; aussi, serrer ou desserrer la torsade est une solution au problème. Le S-mètre du transceiver est le moyen de contrôler quand l'adaptation est bonne.

En utilisant du fil de $a = 10/10^e$ torsadé avec un écart entre axes D moyen de 4 mm, la formule donne un résultat de $Z_c = 249 \Omega$. Après le « balun », entre A et la terre, il ressort 4 fois moins, soit 62 Ω ; mais, avec l'enrobage plastique, on doit approcher des 50 Ω.

Regardant d'un peu plus près le mode de branchement des bobines L1 et L2, nous nous sommes posé quelques questions à propos de leur sens de connexion : logiquement, pour allonger artificiellement un brin d'antenne trop court, il faut placer la self de correction en bout ou au quart de sa longueur ? Ce qui équivaudrait à retourner les dites bobines avec leurs condensateurs ! En fait, l'expérience montre que cela ne change rien. Aussi, nous avons respecté la proposition des inventeurs. Néanmoins, il n'est pas dit que cela ne soit pas nécessaire à des fréquences beaucoup plus basses ?

9.6 Antenne OC à large bande

Pour bénéficier de toutes les performances d'un récepteur de trafic, il paraît indispensable de le brancher sur une antenne couvrant efficacement toute la gamme de réception souhaitée, laquelle s'avère souvent très large : 10 à 160 m. L'antenne multibande que nous allons évoquer maintenant est censée recevoir un domaine de fréquences étendu dans un rapport 3 et intéressant particulièrement les bandes de 12 à 49 m. Cela englobe ainsi une grande partie du domaine du trafic des radioamateurs et assure aussi largement la réception des domaines adjacents de longueurs d'ondes. Moyennant un coupleur d'antenne, elle doit pouvoir être aussi employée en émission.

Ainsi, nous avons retenu dans une édition ancienne du « Radio Designer's Handbook » de **F. Langford-Smith**, une réalisation d'antenne répondant à nos préoccupations : *figure 9.9*. Pour les brins inclinés, on fait appel à du solide fil de cuivre, au minimum 1 mm de diamètre, voire du 15/10^e, protégé sous plastique, mais ce n'est pas une obligation...

D'après Langford-Smith, cette antenne à 5 fils de longueurs variables tendus à partir d'un mât de 10 m de haut couvre, en principe, sans qu'il y ait des irrégularités trop prononcées, la bande des fréquences de 6 à 18 MHz. Toutefois, à l'expérience, elle s'avère encore efficace jusqu'à 25 MHz

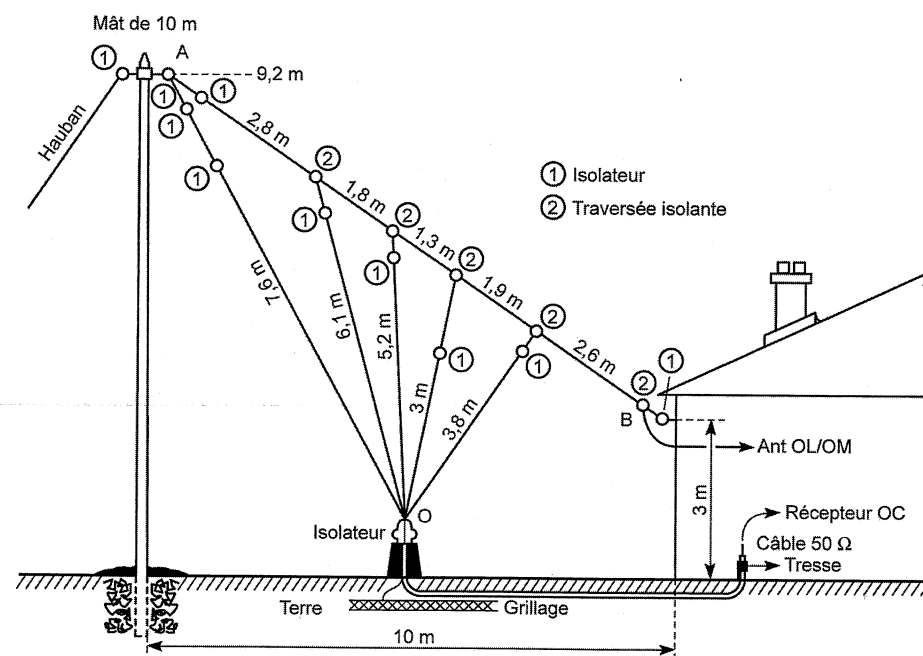


Figure 9.9 – Antenne de réception OC à large bande.

et bien avant 6 MHz mais avec une pente d'atténuation progressant régulièrement de 6 dB par octave.

De plus, grâce à la ligne AB penchée d'une douzaine de mètres de long, robuste fil de cuivre de 2,5 mm de diamètre bien tendu, les bandes de 60 à 90 mètres et les ondes moyennes (PO et Chaltier) seront mieux captées qu'avec les 5 brins quasi verticaux.

Ces brins sont en effet réunis électriquement ensemble à leur pied sur un isolateur O puis reliés à un câble coaxial de 50 ohms.

◆ Description

Les rondelles 1 sont des isolateurs, ceux référencés 2 sont des traversées isolantes pour le fil penché AB. Nous en ferons plus loin la description mais soulignons pour la compréhension du texte que les isolateurs 2 laissent passer **sans coupure** ce fil AB qui n'est pas raccordé aux brins quasi verticaux.

En fait, l'association en parallèle des 5 brins $\lambda/4$ tendus à peu près verticalement est sensée capter ce qui est courant de recevoir comme stations OC aux USA et en Angleterre. Ce sont à peu près les mêmes que les bandes classiques en Europe, c'est à dire celles des 49, 40, 31, 25, 20, 19 et 16 m. Ceci englobe évidemment les bandes « amateurs » de 7 à 7,025 MHz (40 m), de 10,1 à 11,3 MHz (31 m), de 14 à 14,35 MHz (20 m), voire de 21 à 21,45 MHz (15 m). Les bandes des amateurs des 80 m (3,5 à 3,8 MHz) et des 160 m (18,15 à 18,50 MHz) seront mieux captées par le fil incliné AB. Toutes ces indications en fréquence sont surtout valables en Europe Occidentale. Pour les autres continents, il vaudrait mieux se référer au WRTV¹, la bible des zappeurs de stations lointaines.

◆ Théorie approchée

Voyons comment peut fonctionner cette association bizarre : un fil conducteur (cuivre) dressé verticalement au-dessus d'un sol bien plat et homogène (terre arable humide) se comporte comme un doublet élémentaire dont le brin inférieur est constitué d'une « image » identique enfouie dans le sol (voir chapitre 4). C'est pour cette image quasi optique que la terre, considérée comme un miroir, doit être meuble et bien entretenue (le gazon convient comme finition car il est, en général, régulièrement arrosé !). Souvent, pour l'améliorer, on enterre un grillage en dessous du brin, grillage qui constitue également la « terre » du poste de radio. On la relie à la tresse du câble d'arrivée d'antenne.

Signalons que cela ne change en rien la théorie si l'on incline légèrement les brins au-dessus du sol : on capte alors la projection mathématique du champ à polarisation horizontale ou verticale, selon le sinus ou le cosinus de l'angle de l'inclinaison.

La théorie nous enseigne que l'impédance d'un brin $\lambda/4$ se comporte (*figure 9.10*) comme l'association d'une résistance qui croît en fonction de la fréquence R et d'une réactance X qui s'annule au voisinage de : $F_{1 \text{ ou } 2}$ (en MHz) = $300/\lambda_0$ (en mètres) avec $\lambda_0 = 4$ fois la longueur L du brin vertical considéré.

En dessous de $F_{1 \text{ ou } 2}$, l'antenne est capacitive, au dessus elle devient selfique. En fait, il s'agit, nous le rappelons, d'un circuit accordé RLC série...

1. Ces bandes de fréquence résultent d'un répertoire Rohde & Schwarz, donc aux normes allemandes, lesquelles sont voisines des nôtres. Toutefois, pour les puristes, il vaut mieux consulter le « World Radio TV Handbook » édité par Andrew G. Sennit, livre que tous les « OM » connaissent, et qui est mis à jour en principe tous les ans quant aux fréquences radio et TV émises mondialement de façon régulière.

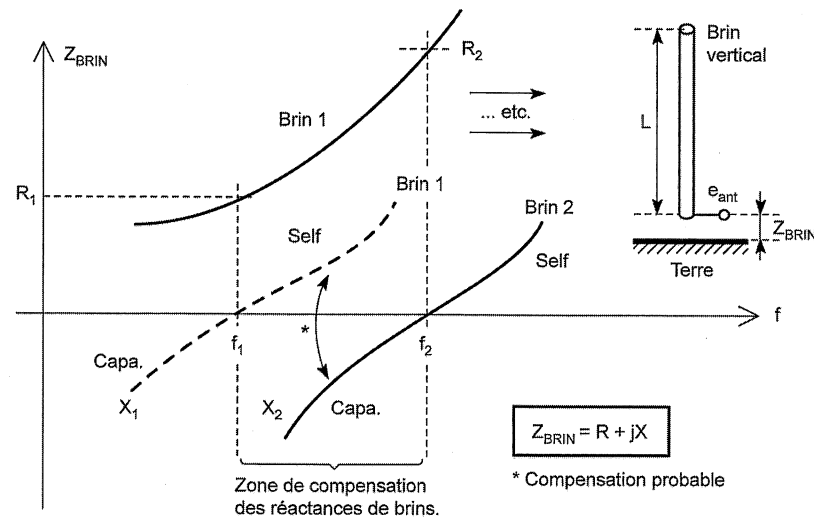


Figure 9.10 – Variations comparées des impédances de deux brins rayonnants verticaux de longueurs différentes.

Si l'on met en parallèle des brins de longueurs différentes mais bien conditionnées, les réactances X se chevauchent sensiblement (figure 9.10) et s'annulent à peu près deux à deux, la self compensant la capacité. Il ne reste alors que les résistances R dont la mise en parallèle se limite à une valeur sensiblement inférieure à la moitié de celle d'un doublet élémentaire, à savoir environ 36 ohms. Ce n'est pas évident ni logique de démontrer cette mise en parallèle mais des mesures montrent que l'impédance moyenne de l'association des 5 brins oscille bien autour de 50 ohms entre 6 à 18 MHz. Ceci permet donc l'adaptation à un câble coaxial standard qui se branchera sur l'entrée « antenne » basse impédance du récepteur.

♦ Montage

Le plus difficile est d'ériger un mât haubané de 10 m de haut dont la base sera enterrée dans un socle de pierres bétonné : on peut trouver encore des poteaux télégraphiques réformés qui feront l'affaire. Prévoir un haubanage sérieux dont le fil penché AB sera peut-être le quatrième ou le cinquième.

Attention ! Il faut faire glisser les traversées isolantes 2 au bon endroit avant de tendre ce fil. Ces traversées seront usinées par des gorges qui n'apparaissent pas sur la figure 9.11, de telle sorte que le fil ne soit pas brutalement coudé, car la tension et le balancement probable dû au vent sur l'antenne finiraient par cisailier le fil. On peut aussi utiliser des isolateurs de porcelaine sur lequel on enroule le fil AB une fois seulement sur une des gorges. Ne pas se tromper sur la disposition, ni sur les intervalles qui sont indiqués sur la figure 9.9 !

Les isolateurs pourront être découpés sur des rondins d'afcodur ou de plexiglas, mais toute autre matière isolante peut convenir, ainsi que les isolateurs classiques en porcelaine, à condition toutefois de bien réaliser les épissures afin d'éviter les frictions. Les emplacements étant bien choisies pour les isolateurs de type 2, il est conseillé de serrer le fil sur la traversée isolante au moyen d'un cavalier à deux vis munies de rondelles « éventail ». Des traversées 2, on laissera pendre une longueur quelconque de fil de cuivre. En revanche, les brins verticaux seront découpés à la bonne

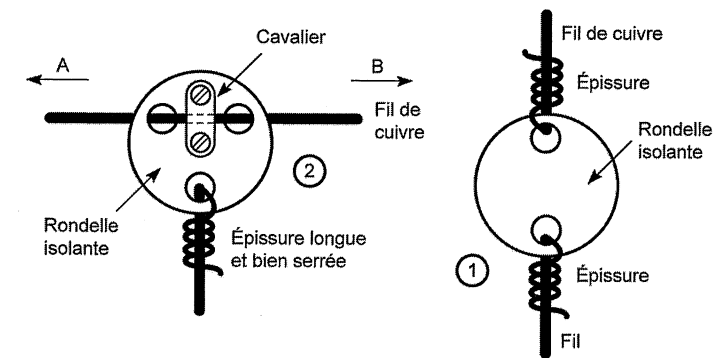


Figure 9.11 – Exemple d'isolateur (1) et de traversée isolante (2) à fixation par cavalier.

dimension et raccordés enfin avec leurs isolateurs 1 aux bouts de fil ci-dessus. Il est conseillé de faire le montage à plat sur le sol avant de tendre le fil AB et de monter les fils verticaux sur le mât et sur l'isolateur O.

L'isolateur inférieur O est analogue aux potelets de verre utilisés dans les lignes électriques. Il peut être fixé sur un parpaing retenu au sol par une structure bétonnée : on ne s'étonnera pas quand on affirmera que c'est la partie la plus délicate car, à cause du vent sur le rideau d'antennes, la fixation peut subir une traction importante et se désolidariser du sol ! On prendra un soin tout particulier à raccorder les 5 brins sur le câble 50 ohms. Lors de nos expériences, nous avons opté pour une fixation sur une plaque de cuivre au moyen de 5 vis placées côte à côte, la plaque étant vissée sur le potelet. On évite les soudures à cause de l'oxydation. Des tendeurs – non représentés sur la figure – seront éventuellement ajoutés sur chaque fil, notamment entre les isolateurs 1 et 2, afin d'éviter un balai trop important.

Enfin, on protégera de la pluie ce raccordement au moyen d'un coffre de bois.

9.7 Antenne « losange »

Bien que l'antenne proposée ici constitue une réalisation quasi-professionnelle, nous la conseillons aux amateurs ayant beaucoup de place à consacrer à leur antenne. Elle est en principe destinée à une gamme de fréquences comprises entre 5 et 45 MHz et fonctionne très bien, vers les 10 MHz, pour les grandes distances. Après réflexion sur les couches ionisées, les ondes arrivent avec une inclinaison α vis-à-vis du sol, comprise entre 15 et 30°, selon la distance qui sépare l'émetteur du récepteur et la couche agissante.

Le rayonnement s'effectue dans le sens du grand axe du losange (figure 9.12) et le diagramme est donc orienté vers le ciel avec l'inclinaison ci-dessus.

L'antenne comporte 4 fils de cuivre de longueur l et de diamètre d suffisant pour qu'il supporte la traction due au poids.

À une extrémité du losange, l'antenne est adaptée par une résistance au carbone R_T de grande qualité en HF et qui sera choisie entre 500 et 1 000 Ω (820 Ω convient généralement) ; penser à la puissance dissipée quand l'antenne fonctionne en émettrice.

À l'autre extrémité, on branche un balun ou un transformateur qui adapte le câble d'arrivée (ou de liaison) à l'impédance élevée précédente ; un rapport de spires de 4 convient pour la valeur précédente de 820 Ω (R_T) :

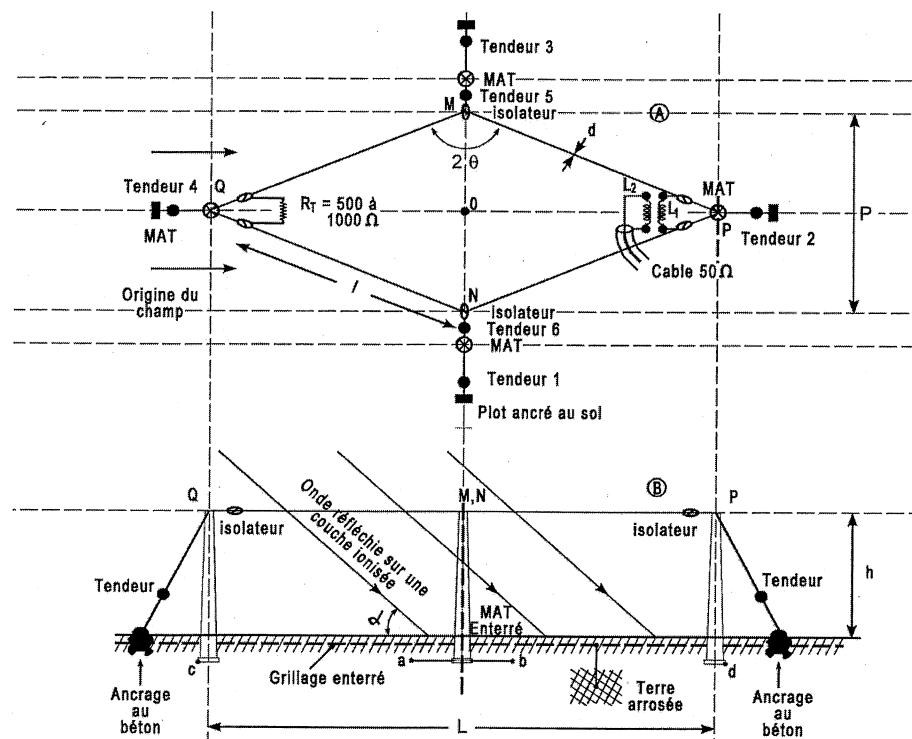


Figure 9.12 - Antenne losange pour liaisons OC dans la bande de 5 à 45 MHz.

$$Z_c = n^2 R_T \text{ avec } n^2 = \frac{L_2}{L_1} = \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^2$$

$$Z_c = \frac{820}{16} = 51,25 \Omega \# 50 \Omega$$

L'antenne « losange » occupe un emplacement délimité par la longueur L et la profondeur P . Le grand angle 2θ du losange est divisé en fonction du rapport l/λ : voir figure 9.13A.

Le fil horizontal l peut être calculé à partir de l'inclinaison α du champ incident et d'une formule quasi-empirique :

$$l \# \frac{\lambda}{2,7 \sin^2 \alpha}$$

α peut éventuellement être calculé en fonction de la distance séparant les lieux d'émission A et de réception B, dans la mesure où l'on connaît le type de couche ionisée, située entre 50 et 150 km pour les ondes courtes.

Toutefois, comme la pénétration dans les couches ionisées est mal connue, car dépendant de la température et des saisons, la précision n'est pas possible. L'expérience montre que α est généralement compris entre 15 et 30°.

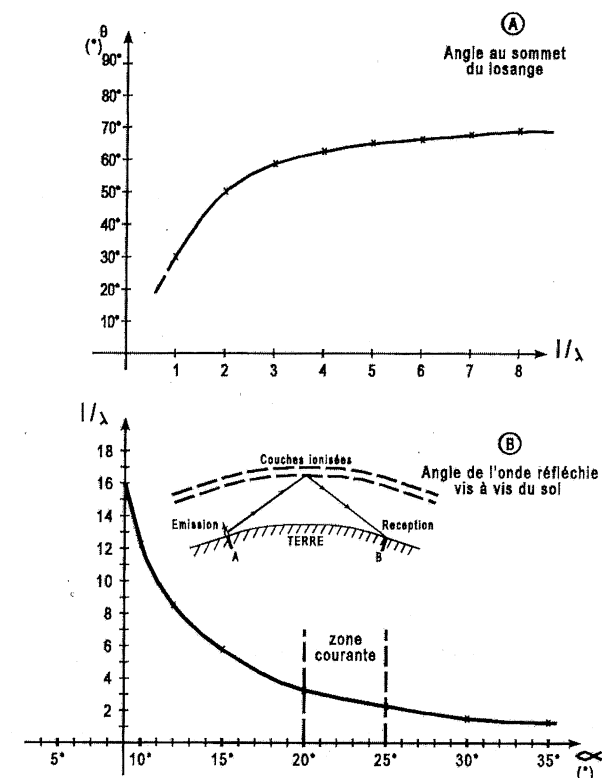


Figure 9.13 - Courbe de dimension de l'antenne losange.

Avec la formule précédente, on obtient la courbe de la figure 9.13B et 25° constitue un bon compromis pour une portée voisine de 1 000 km.

La hauteur des mâts est en général bien inférieure à la longueur d'onde mais une formule donne :

$$h \leq \frac{\lambda}{4 \sin \alpha}$$

et il est conseillé de faire $\theta \# 90^\circ - \alpha$.

Toutes ces formules résultent de considérations géométriques dont l'application est assez souple. Nous pouvons notamment affirmer qu'à distance courte, le losange fonctionne bien pour les champs transhorizon courbes (onde suivant le contour de la terre) ou même horizontaux.

Exemple d'antenne : Considérons le cas d'une liaison France/Afrique du Nord sur 15,3/15,315/15,530 MHz (bande des 19 m).

Nous admettons par exemple au Maroc une inclinaison de 25° pour l'onde réfléchie.

La figure 9.13B nous donne un rapport l/λ , voisin de 2,1, d'où :

$$l = 2,1 \lambda = 2,1 \frac{c}{f_{\text{moy}}}$$

$$l_{\text{moy}} = 2,1 \frac{300}{15,45} \approx 40 \text{ m}$$

La courbe A donne pour un rapport l/λ de 2,1, un angle θ de 52° . Cette valeur va nous permettre de calculer P et L . Les distances OP et OQ sont égales à :

$$OP = MP \sin \theta = l \sin \theta$$

$$OP = 40 \sin 52^\circ \approx 31,5 \text{ m}$$

En revanche, OM et ON découlent de :

$$OM = MP \cos \theta = l \cos \theta$$

$$OM = 40 \cos 52^\circ \approx 24,6 \text{ m}$$

L'antenne occupe donc un terrain $P \cdot L$ de 50 sur 73 m environ.

La hauteur préconisée sera :

$$h = \frac{\lambda}{4 \sin \alpha} = 11,5 \text{ m}$$

Nous avons pris pour mâts des poteaux télégraphiques de 10 m de haut et nous avons même récupéré les isolateurs de ces poteaux. Il a été choisi des mâts en bois car des pylônes métalliques perturbent quelque peu le rayonnement.

Les poteaux étant parfois installés dans des régions infestées de parasites tels que des termites ont été **très** goudronnés. Des isolateurs en porcelaine ont été rajoutés en série avec les potelets de verre.

Le fil de cuivre a un diamètre de 3,5 mm.

Un problème subsiste concernant la tension des fils : comme les poteaux risquent de se pencher peu à peu sous le poids des fils, si plantés dans une terre trop meuble (sable) ou subissant des conditions climatiques très variées, il a été adopté une technique de rattrapage assez originale : le pied des poteaux support, en travers, une tige métallique a-b fixée à chaque bout dans du béton. Avant d'être enterré, le poteau tourne librement autour de la tige, de telle sorte que le levage se trouve guidé et que le poids des fils soit compensé par des haubans tirés par les tendeurs 1 à 4, opération qui sera répétée périodiquement.

L'angle au sommet 2θ est ajusté au moyen des tendeurs additionnels 5 et 6 ; pour ce faire, on éloigne ainsi les poteaux correspondants d'un bon mètre des isolateurs M et N . Enfin, pour améliorer le plan de terre, on doit enterrer un grillage relié à une bonne terre.

9.8 Exemples d'émetteurs OC

Les bandes d'ondes courtes sont parsemées de porteuses dont la signification ou la nature ne sont pas évidentes. Cela décourage les amateurs à l'écoute des stations lointaines d'en cibler l'origine et l'utilisation. Ce sont en général des fréquences modulées en numérique codé et même, parfois, en « diversity » c'est-à-dire embrouillées sur plusieurs porteuses réparties de manière aléatoire sur tout un domaine de fréquence. Avec de telles réceptions, les radioamateurs ne sont pas sensibles à la « performance DX » et, pour traquer valablement la station désirée ils doivent repérer sur des livres spécialisés (par exemple le WRTH...) les références des stations susceptibles de satisfaire leur passion de « zappeur » d'ondes inconnues.

Quand on va à la chasse aux ondes perdues, il est donc conseillé de repérer à l'avance les zones de fréquence où on est susceptible de recevoir quelque chose d'intelligible, que ce soit les transmissions ordinaires des radioamateurs ou les nombreuses stations de radiodiffusion qui font le tour de la Terre, *via* quelques hautes couches de l'atmosphère.

Enfin, il faut distinguer les émetteurs reçus depuis les différents continents et ceux émis du territoire français, métropolitains ou d'outre-mer, comme, par exemple, Montsinery en Guyane (figure 9.14), un des centres émetteurs des plus réussis. Avec un peu de chance, on peut recevoir quelques îles lointaines mais, là, c'est du domaine de l'exploit !

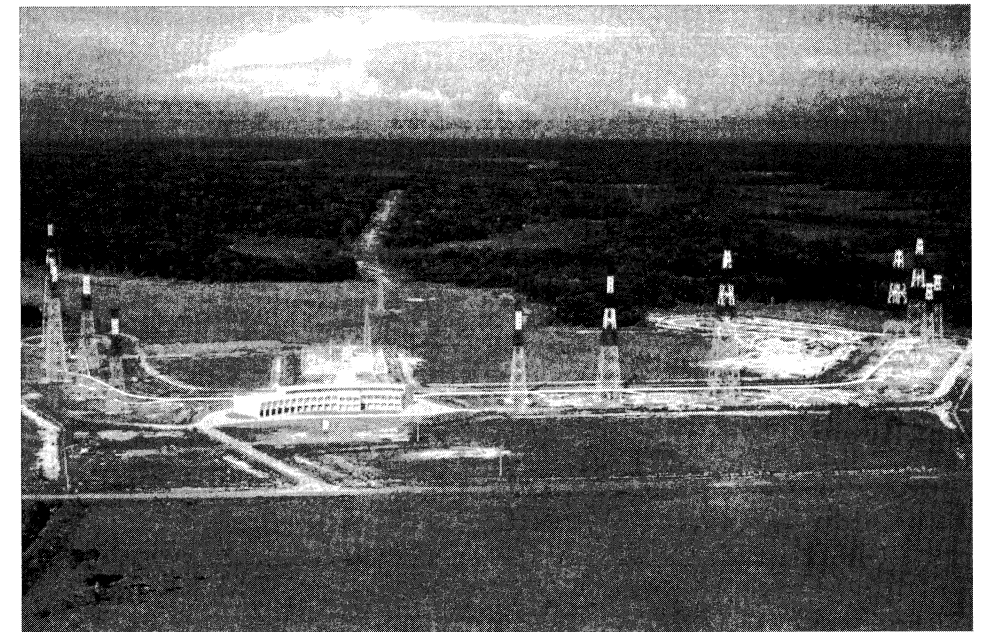


Figure 9.14 – Montsinery (Guyane). Centre ondes courtes
(Photo Knoeri).

Il convient en effet de souligner l'aspect aléatoire des liaisons en ondes courtes car elles dépendent de la fréquence, de l'heure du jour et de la nuit, de la saison, des conditions atmosphériques, de la nature des couches ionisées qui permettent des réflexions étonnantes et qui reculent les portées bien au-delà de l'horizon, des tempêtes solaires et, aussi, des bouleversements économiques qui font que certaines fréquences disparaissent par mesure d'économie ! Aussi, on ne s'étonnera pas que parmi les fréquences que nous allons proposer, certaines ne peuvent pas être toujours captées ?

Mais cela fait partie du jeu : plus c'est dur à recevoir, plus l'exploit est grand...

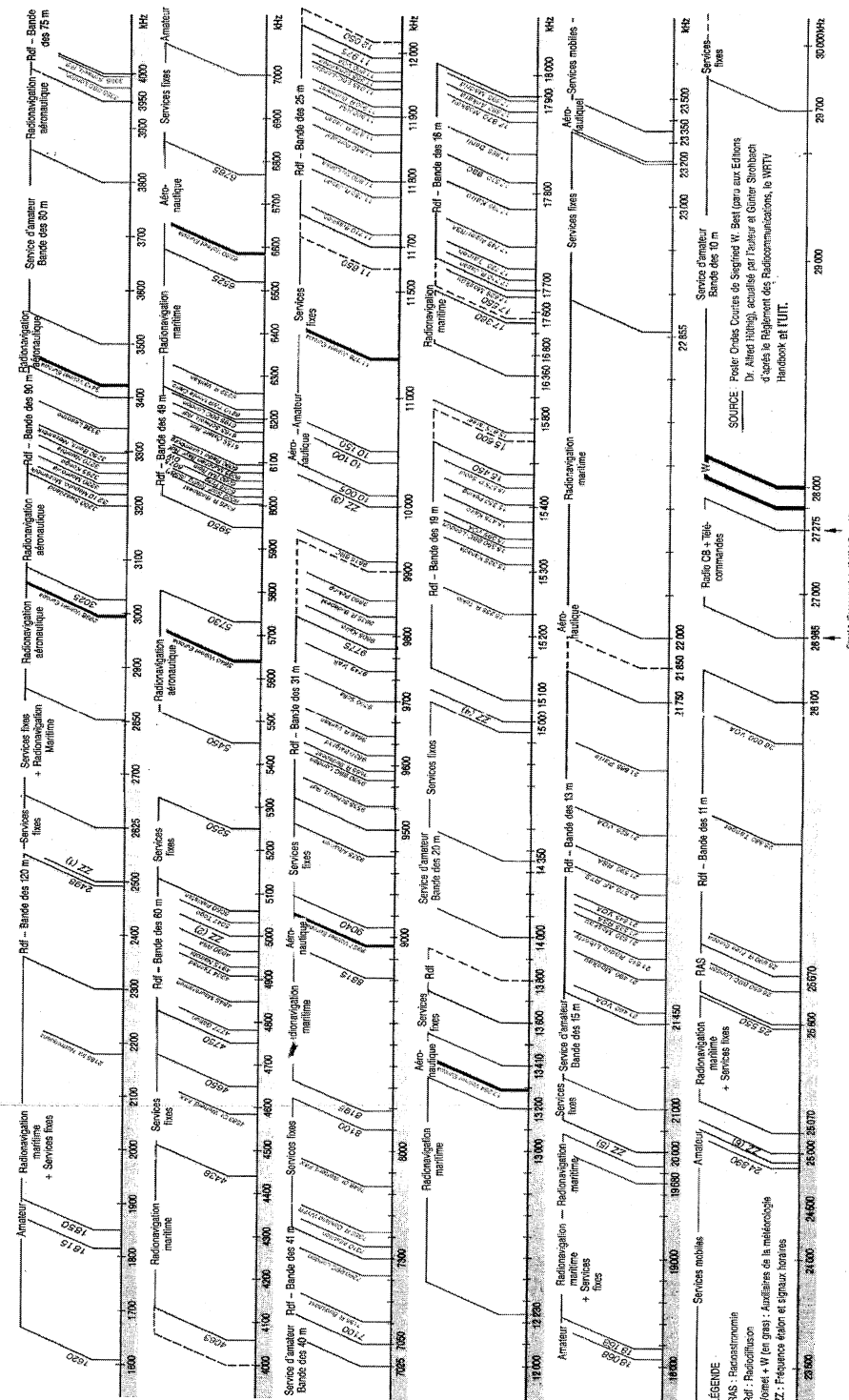


Figure 9.15 - Gammes de réception en ondes courtes (valables en Europe continentale).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

Tableau 9.2 - Sélection des émissions OC en français émises ou reçues en Europe (source : World Radio TV Handbook).

| Pays d'origine | Fréquences (en MHz) | Horaire (temps universel)* |
|---------------------------|--|--|
| Albanie | 7,155 - 7,26 - 9,73 | 18h30 / 19h |
| Autriche | 5,945 - 6,155 - 9,87 - 13,73 | 7h30 / 11h30 / 17h30 / 21h30 |
| Belgique | 6,035 - 9,935 - 13,675 - 15,510 - 15,545 | 8h-8h30 / 10h-10h30-11h / 14h30-15h / 19h30-20h |
| Bulgarie | 7,105 - 7,305 - 7,335 - 9,7 | 7h-7h45 / 17h-18h / 23h-23h30 |
| Espagne | 9,875 | 18h-19h |
| Finlande | 6,12 - 9,56 - 11,755 | 7h30 / 10h15 / 19h15 |
| Grèce | 7,45 - 9,425 - 11,645 - 15,65 | 19h15 + flash info |
| Italie - RAI | 7,11 - 7,235 - 9,710 - 11,905 | 14h30 / 15h |
| Italie - Radio Adventiste | 7,225 - 7,230 | 10h30-11h / 16h |
| Moldavie | 7,235 - 15,315 | 14h / 20h |
| Portugal | 9,815 | 19h-19h30 |
| RFA | 6,045 - 7,13 | 15h-15h30 |
| Roumanie | 5,955 - 5,99 - 7,105 - 7,175 - 7,195 - 9,51 - 9,69 - 11,775 - 11,94 - 15,365 - 17,775 (au choix selon le mois et le pays destinataire) | 6h15 / 11h30 / 14h30 / 16h30 / 19h / 20h durée de l'émission : environ 30 min |
| Russie | 6,1 - 7,14 - 9,4 - 11,945 - 15,19 - 17,605 + groupe de 3 fréquences au pas de + 100 à 150 kHz | Toutes les heures (au choix de la région du destinataire)**** |
| Slovaquie | 5,915 - 7,345 | 20h30-21h |
| Suisse | 3,985 - 5,885 - 6,165 | 8h30-11h |
| Tchéquie | 5,930 - 7,265 - 7,345 - 9,42 - 9,44 - 9,505 - 11,99 | 6h30 / 12h / 15h30 / 17h30 / 19h30 / 20h30 |
| Vatican | 3,95 - 5,882 - 6,245 | 5h20 / 20h30** |
| Yougoslavie | 6,1 - 15,175 | 17h / 21h30 |
| Autres pays | | |
| Algérie | 9,5 - 11,715 - 17,745 | 16h-17h |
| Arménie | 15,170 - 17,77 | 8h45-9h |
| Égypte | 9,9 | 20h-20h15 |

Tableau 9.2 – Sélection des émissions OC en français émises ou reçues en Europe
(source : World Radio TV Handbook).

| Pays d'origine | Fréquences (en MHz) | Horaire (temps universel) * |
|---------------------------------|---|-----------------------------|
| Iran | 9,022 – 11,965 | 18h30-19h30 |
| Israël | 7,405 – 7,465 – 9,435 – 11,603 – 15,545 – 15,640 – 15,650 – 17,545 – 17,575 | 5h / 11h30 / 20h30 / 21h30 |
| Maroc | 9,75 | 7h30 / 8h30 |
| Syrie | 12,085 – 15,095 | 19h-20h |
| Tunisie | 7,475 | Flash d'info |
| Turquie | 9,73 | 22h – 23h |
| Continent Nord-Américain | | |
| Canada | 6,025 – 6,05 – 6,15 – 9,55 – 9,74 – 9,76 – 11,905 – 13,650 – 17,82 | 6h30 / 15h / 20h / 22h30 |
| USA – WYFR – Family Radio** | 5,825 – 9,77 – 9,85 – 11,58 – 17,735 – 21,525 – 21,720 | 6h / 18h / 20h |
| USA – Nations Unies*** | 7,125 | Le dimanche 8h-9h |

* Le temps universel est à – 1h (hiver) ou à – 2h (été) de l'heure française. Selon la saison, ajouter ou retrancher 1h par tranche d'une demi-heure.
 ** D'autres horaires sont ajoutés le dimanche matin.
 *** D'autres stations parviennent en France mais ne s'expriment pas en français.
 **** Certaines stations changent de fréquence sans préavis en fonction des perturbations climatiques locales.

Tableau 9.3 – Émissions de France : destination et bandes utilisées.

| | |
|-------------------------|----------------------------|
| Afrique du Nord | Bande 16 à 49 mètres |
| Afrique et Océan Indien | Bande 13 à 41 mètres |
| Moyen Orient | Bande 16 à 49 mètres |
| Europe de l'Est | Bande 19 à 49 mètres |
| Europe | Bande 25 à 75 mètres et OM |
| Asie du Sud-Est | Bande 19 à 41 mètres |
| Amérique du Nord | Bande 16 à 31 mètres |
| Amérique Centrale | Bande 16 à 49 mètres |
| Amérique du Sud | Bande 16 à 49 mètres |

Chapitre 10

Couplage d'antennes

Dans certains cas, il peut être intéressant de placer deux antennes côte à côte afin d'associer deux émetteurs attaqués par la même information. Il semble évident qu'elles vont conjuguer leurs champs de manière différente selon l'écartement qui les sépare et, cela va aussi de soi, du déphasage existant au niveau des courants d'antenne appliqués.

Cela peut produire des effets de champs tournants et il devient alors possible d'émettre dans plusieurs directions sans qu'on soit obligé de faire tourner l'antenne comme le préconisent certaines réalisations coûteuses comme celle de la figure 3.35.

10.1 Couplage de deux doublets rayonnants

Considérons deux doublets supposés isolés dans l'espace – c'est-à-dire loin de la terre – et soumis à des courants d'alimentation HF en rapport avec leurs impédances. Ces courants sont éventuellement déphasés d'un angle φ :

$$I_1 = I_{\max} \cdot \sin \omega t$$

$$I_2 = I_{\max} \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

À part ce déphasage, nous supposons identiques les valeurs maximales appliquées **si les tensions fournies sont identiques**, de même que leurs impédances apparentes – y compris l'influence mutuelle –, puisque les hauteurs des brins sont aussi égales.

En un point M rejeté à l'infini, de sorte que les trajets des deux champs efficaces soient parallèles, la différence de chemin $AC = \Delta l$ parcouru par le rayonnement du doublet A'B' est exprimé par :

$$\Delta l = l \sin \alpha$$

Ceci exprimé avec l l'écartement des doublets, et α l'angle offert par la direction du point M avec celle de référence perpendiculaire aux doublets : voir figure 10.1.

On a démontré dans les chapitres précédents que le champ rayonné découlant des équations de Maxwell était donné par la formule :

$$\vec{E} = j(60\pi I h/r\lambda) \sin \theta \cdot \exp(-j2\pi r/\lambda)$$

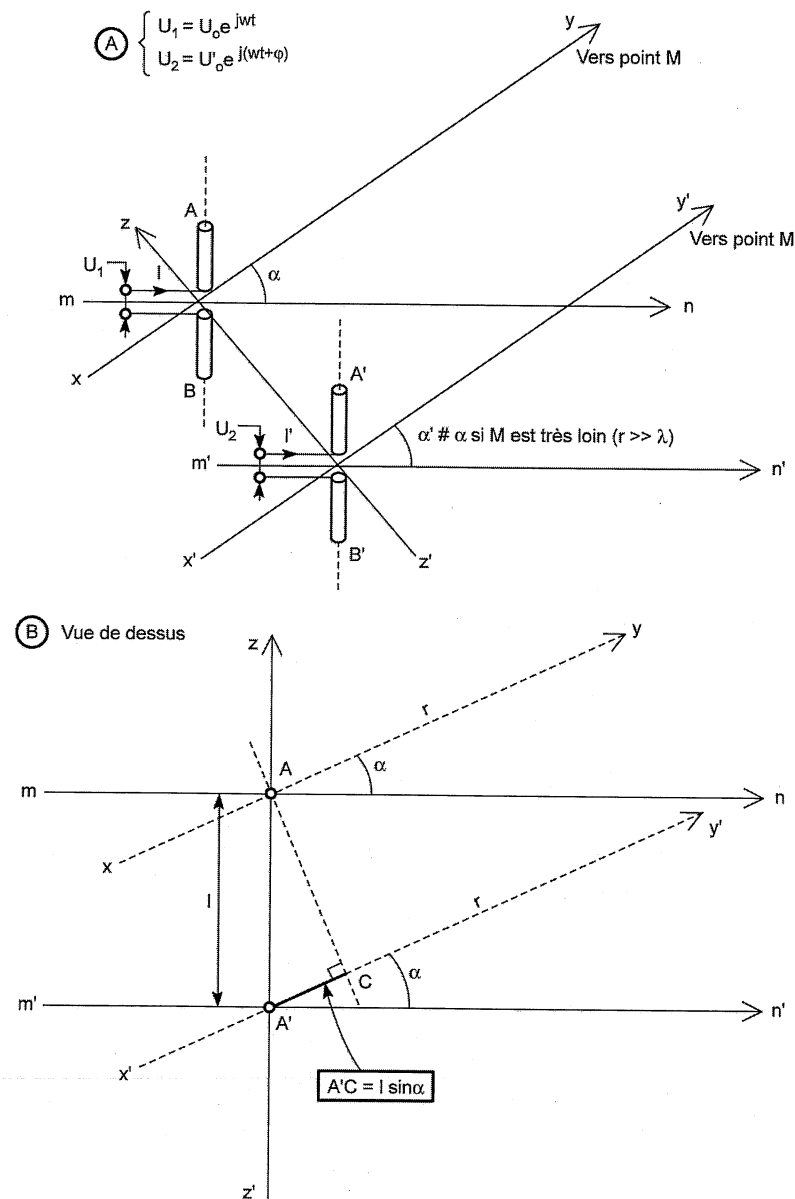


Figure 10.1 – Couplage de deux antennes identiques alimentées avec une phase différente.

Avec h la longueur du doublet – en général voisin de $\lambda/2$ –, et r la distance de l'axe des deux antennes avec le point M. Le facteur « j » indique que le champ est perpendiculaire au vecteur de Poynting, c'est-à-dire la direction de la propagation.

Cette formule peut se simplifier, certaines grandeurs pouvant se confondre dans un facteur K dimensionnel qui va disparaître dans les simplifications. Par ailleurs, $\sin \theta = 1$ si l'on reste dans le plan perpendiculaire aux doublets. Enfin si $h = \lambda/2$, il reste des termes entre parenthèses : $30\pi I/r$, avec I affecté d'un déphasage φ quelconque.

Transposons cette application dans le cas des tensions appliquées égales.

Champ émis par le doublet AB : $\vec{E}_1 = [KU_1/r] \exp(j\omega t) \cdot \exp(-j2\pi r/\lambda)$

... et par A'B' : $\vec{E}_2 = [KU_2/r + \Delta l] \exp(j(\omega t + \varphi)) \cdot \exp[-j2\pi(r + \Delta l)/\lambda]$.

On simplifiera cette équation en faisant $U_1 = U_2 = U$ et en négligeant $\Delta l = l \sin \alpha$ dans la première parenthèse mais évidemment pas dans la dernière car λ la divise et cela va créer un terme non négligeable dans l'exponentielle.

Au point M, les deux champs précédents s'additionnent : $\vec{E}_M = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$, ce qui conduit, après regroupement des différentes expressions, à :

$$\vec{E}_M = ((KU/r) \exp(j\omega t) \cdot \exp(-j2\pi r/\lambda)) (\exp j\varphi + \exp(-j2\pi \Delta l/\lambda))$$

On remarquera que le terme encadré par la première grande parenthèse est l'expression de \vec{E}_1 .

Ensuite, on va réunir les deux exponentielles de la seconde parenthèse dans le même exposant :

$$\vec{E}_M = \vec{E}_1 (1 + \exp j[\varphi - (2\pi l \cdot \sin \alpha/\lambda)]) \quad (1)$$

Cette équation caractéristique va prendre des formes différentes selon les proportions des deux variables en présence, savoir φ , l et α . Ceci n'est vrai que si la distance r est constante ainsi que la longueur d'onde.

La variable sera α car on souhaite connaître la façon dont le champ se répartit autour des deux antennes dans le plan perpendiculaire à elles-mêmes. Les paramètres seront évidemment l et φ .

10.2 Alimentations identiques et en phase

Nous aurons, comme il en a été convenu plus haut : $U_1 = U_2$ et, dans ce cas particulier, $\varphi = 0$.

De plus, pour ne pas alourdir l'exposé lors des transformations mathématiques, nous poserons : $x = 2\pi l \cdot \sin \alpha/\lambda$.

Alors, la formule (1) précédente, pour $\varphi = 0$, s'écrit donc plus simplement :

$$\vec{E}_M = \vec{E}_1 [1 + \exp(-jx)]$$

Les équivalences trigonométriques nous donnent : $\exp(-jx) = \cos x - j \sin x$, ce qui conduit à la construction vectorielle de la figure 10.2, construction dans laquelle on voit la nécessité de calculer la vraie valeur du champ à partir de l'hypoténuse du triangle ainsi constitué :

$$E_M^2 = E_1^2 [(1 + \cos x)^2 + \sin^2 x]$$

... et comme $\sin^2 x = 1 - \cos^2 x$, la formule devient, *in extenso* :

$$E_M^2 = 2E_1^2 [1 + \cos(2\pi l \cdot \sin \alpha/\lambda)]$$

La variable est l'angle α puisque nous recherchons le diagramme de rayonnement autour des 2 doublets. Le paramètre est l'écartement l exprimé en fraction de longueur d'onde λ .

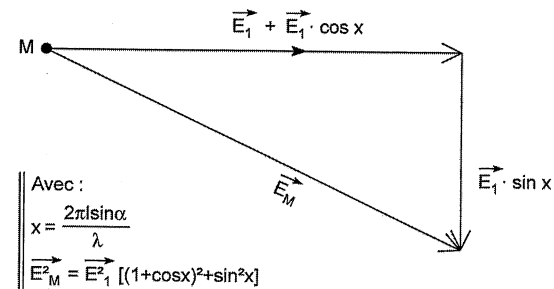


Figure 10.2 - Association des champs constitutifs du rayonnement de deux doublets alimentés en phase par une même tension U_1 .

Plaçons-nous dans des cas limites révélateurs de cette disposition d'antennes :

Direction axiale : dans ce cas, $\sin \alpha = 0$, donc $\cos 0 = 1$ et $\vec{E}_M = 2\vec{E}_1$. Le champ reçu en M est double et on s'en serait douté, par exemple sur l'axe des 2 doublets.

Direction des 2 doublets : nous avons $\sin \alpha = 1$ et c'est le $\cos(2\pi l/\lambda)$ qui va gérer l'amplitude. Le champ résultant devient nul quand le cosinus est égal à -1, ce qui s'obtient par exemple pour $\cos \pi$, ce qui signifie que $2l/\lambda = 1$ ou $l = \lambda/2$.

Ce cas de figure est intéressant car il conduit à 2 lobes situés sur l'axe, l'un à l'avant et l'autre à l'arrière des 2 doublets : voir figure 10.3A.

On aurait la même chose pour $(2k + 1)\lambda/2l$ mais avec des lobes multiples.

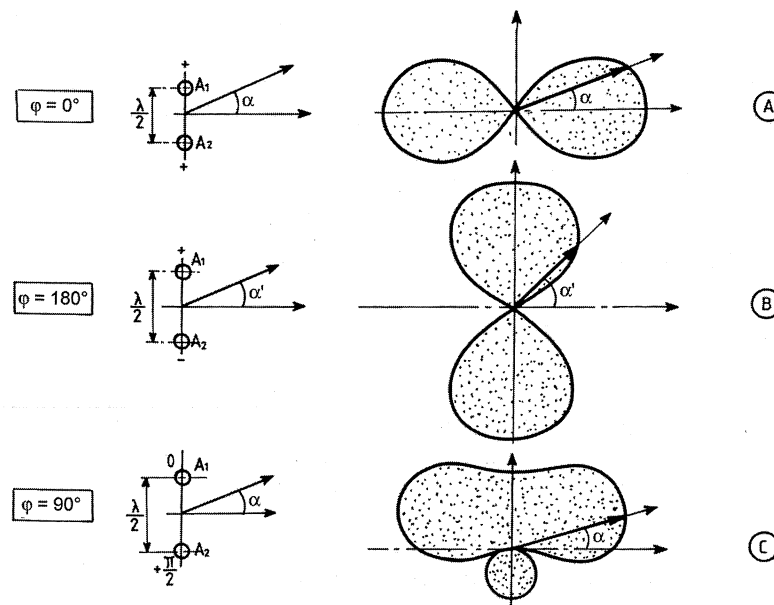


Figure 10.3 - Déformation du lobe de rayonnement en fonction du déphasage existant entre deux dipôles $\lambda/2$ écartés eux-mêmes de $\lambda/2$.

10.3 Alimentations égales mais en opposition de phase

On applique le même raisonnement mais alors $\varphi = 180^\circ$, ce qui revient à mettre un signe - devant l'exponentielle :

$$\vec{E}_M = \vec{E}_1 [1 - \exp(-j2\pi l \cdot \sin \alpha / \lambda)]$$

Le processus de calcul est le même que précédemment et on aboutit logiquement à une relation où le cosinus est négatif :

$$E_M^2 = 2E_1^2 [1 - \cos(2\pi l \cdot \sin \alpha / \lambda)]$$

Les applications montrent à l'évidence que le diagramme précédent tourne de 90° et que les champs s'annulent dans l'axe des 2 doublets ; voir figure 10.3B. On voit tout de suite les avantages nombreux qu'apporte de diagramme en ondes courtes car, sans tourner le plan des doublets, on peut facilement s'orienter dans les directions en quadrature et éliminer ce qui vient sur les côtés.

10.4 Alimentations égales mais en phase « glissante »

Il faut pour cela insérer un déphaseur en série dans l'alimentation d'un des 2 doublets : voir figure 10.4. D'ailleurs, ce réseau doit être disposé dans toutes les expériences précédentes car on ne peut garantir une phase identique sur les doublets à cause des différences de longueurs de câble. En effet, la phase Φ évolue selon une loi bien connue : $\Phi = 2\pi d/\lambda$, d étant la distance parcourue dans une ligne de permittivité ϵ_r , telle que $\lambda c = \lambda/\sqrt{\epsilon_r}$.

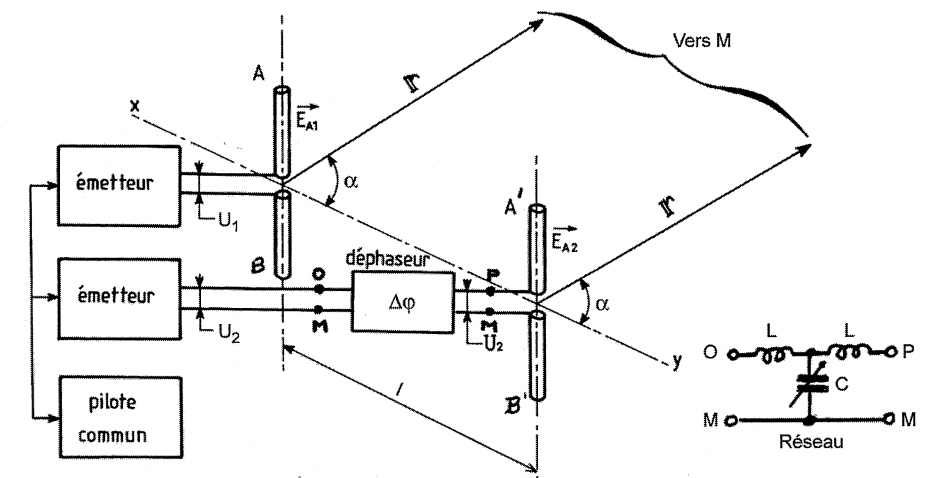
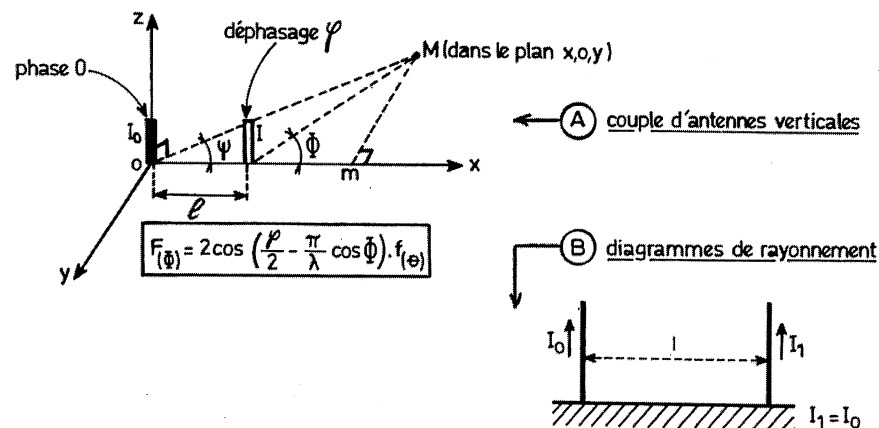


Figure 10.4 - Alimentation déphasée de deux dipôles émetteurs écartés d'une distance d , et exemple de réseau déphaseur.

Aussi, dans le cas A de la figure 10.3, pour effectuer la mise au point de la phase de ces câbles, on se place dans le plan des 2 antennes avec un mesureur de champ et on ajuste la phase sur le réseau de telle sorte qu'il apparaisse un zéro dans le plan xy (figure 10.4).

Ceci dit, pour faire tourner les diagrammes de la configuration A à celle B, on peut également faire varier le déphaseur de 0 à 180° . Les lobes sont toutefois déformés ainsi que donne l'exemple C, comme, aussi de la manière que nous allons voir figure 10.5.



φ = difference de phase entre I_1 et I_0

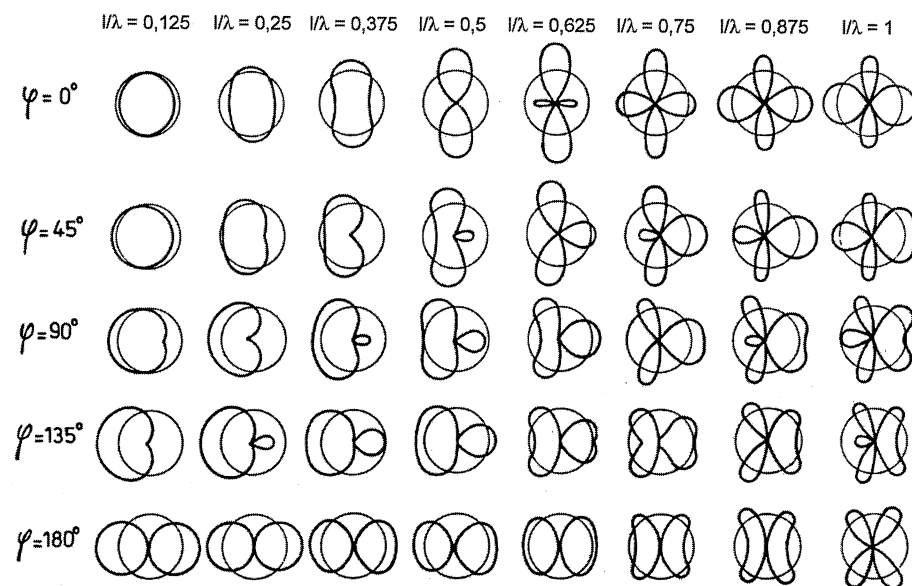


Figure 10.5 – Variation de la directivité d'un couple d'antennes verticales alimentées par des courants identiques mais déphasés par un angle φ . Le paramètre supplémentaire est l'écartement d entre brins (d'après Léo Thourel).

En effet, les diagrammes peuvent prendre des formes encore plus tarabiscotées selon que l'on modifie l'écartement entre les antennes, la phase des courants ou encore l'angle par lequel ces doublets « voient » le point M . En effet, le point peut être plus proche, et alors les angles Φ et ψ diffèrent selon la disposition de M sur la normale Mm de leur plan (figure 10.5A) mais cela devient très difficile à calculer si ce n'est qu'en déplaçant le plan d'analyse et en posant l'approximation : $\alpha = (\psi + \Phi)/2$. On ne s'en sort toutefois que grâce à un logiciel que l'ordinateur décortique plus facilement que le crayon sur la feuille de papier !

Une étude empruntée aux travaux de Brown et Carter a été appliquée par Léo Thourel (*Les Antennes*). En tenant compte de tous les facteurs évoqués au début de cet exposé, il a abouti à une relation qui ne tient compte que de l'angle ψ , lequel devient égal à Φ dans la figure si le point M est rejeté à l'infini :

$$F(\psi) = \cos[\varphi - (2\pi/\lambda) \cos \psi] \cdot f(\theta)$$

Cette fonction est le diagramme de rayonnement des deux doublets alimentés par la même tension mais déphasée de φ . La fonction $f(\theta)$ dans l'espace ne sera pas retenue car on reste dans le plan xoy . En revanche, l'écartement l des doublets constitue un paramètre.

On aboutit aux diagrammes de la figure 10.5 qui montre à l'évidence certaines déformations très intéressantes en pratique : voir la configuration $l/\lambda = 0,25$ et $\varphi = 90^\circ$ ainsi que $l/\lambda = 0,5$ et $\varphi = 0^\circ$ très orienté dans le plan perpendiculaire au plan des antennes.

10.5 Rappel sur l'impédance mutuelle des antennes

Considérons le cas d'un seul brin vertical dressé au d'un sol parfait car il semble plus aisé de définir le quadripôle de couplage pas rapport à un plan de masse. Toutefois, dans le cas des doublets on multiplie par deux l'impédance du brin dressé au-dessus du sol : voir figure 10.6. La branche commune cd du multipôle est parcourue par les courants I_{11} et I_{22} , ce qui conduit au système d'équations déjà évoqué dans le chapitre 8 :

$$E_{11} = Z_{11} \cdot I_{11} + Z_m \cdot I_{22}$$

$$E_{22} = Z_m \cdot I_{11} + Z_{22} \cdot I_{22}$$

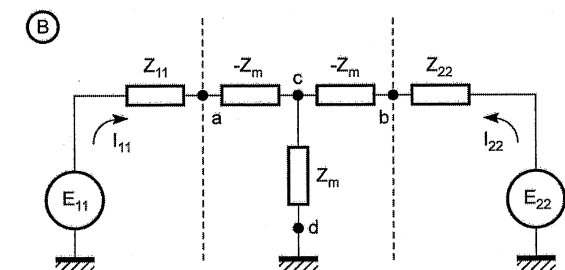
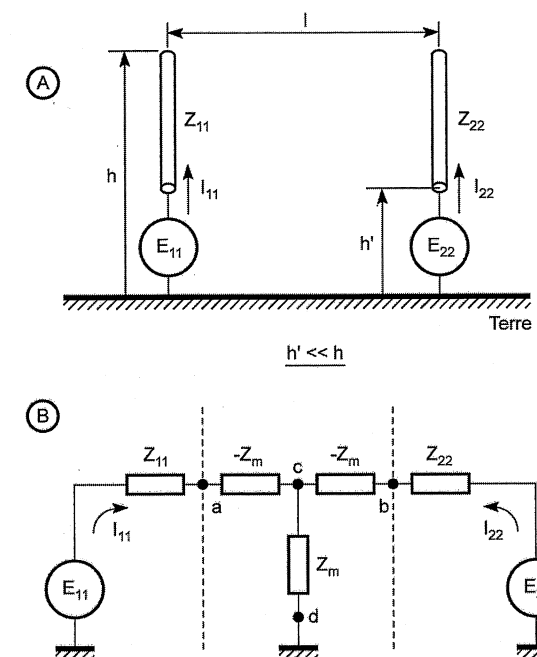


Figure 10.6 – A : Influence réciproque de deux brins rayonnants actifs sur terre idéale. — B : Équivalence électrique à base d'un quadripôle de couplage en T (abc).

Dans cette matrice, nous nous efforcerons, comme ci-dessus, à faire, en amplitude et en phase, $E_{11} = E_{22}$, auquel cas, les équations seront égales ainsi, vraisemblablement, les courants, si les antennes ont la même hauteur h . Nous aurons, sur les deux doublets :

$$E_0 = I_0 (Z_0 + Z_m)$$

d'où :

$$Z_{ant} = E_0 / I_0 = Z_0 + Z_m$$

Pour estimer les impédances qui participent à cette addition, on se reportera à la figure 10.7 pour Z_m établie en fonction du paramètre principal, à savoir l'écartement l entre les doublets.

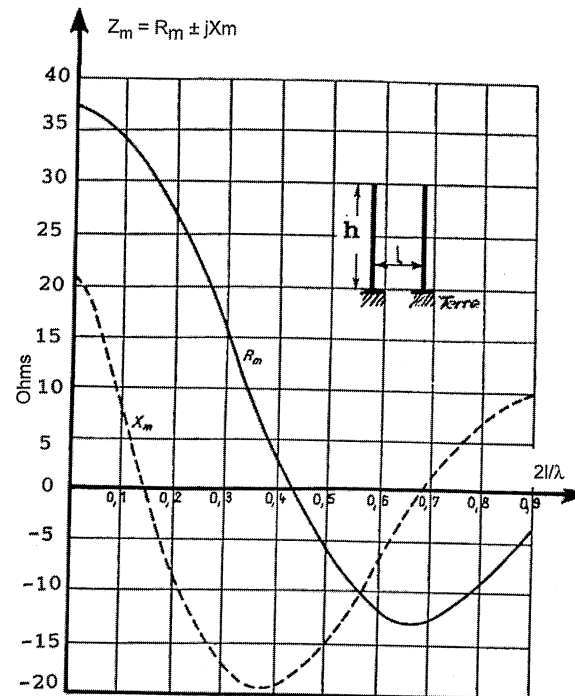


Figure 10.7 - Estimation de l'impédance de couplage entre deux brins verticaux parallèles dressés sur plan de terre idéal (interprétée du calcul de mutuelle dû à Léo Thourel, Les Antennes, éditions Dunod).

Pour Z_0 , on peut se reporter au chapitre 3 et, notamment, aux estimations des figures 3.6 à 3.8. Toutefois, comme les antennes professionnelles du commerce sont livrées avec leur courbe d'impédance, l'application devient facile.

Ceci n'est vrai que si la phase ϕ est nulle. Dans le cas contraire, il faut modifier la matrice initiale et affubler I_{22} du correctif $\exp(j\phi)$ qui se retrouve sur Z_m pour l'antenne non déphasée et sur Z_{22} pour l'antenne déphasée. Comme cela complique les choses, on place en général le même déphaseur sur chaque voie et on partage le déphasage en $\pm \phi/2$. Dans ce cas, les termes se complètent dans la matrice et les apparences apparentes ne changent pas vis-à-vis des générateurs.

10.6 Applications en ondes courtes

Le système à double brin vertical découlant des expériences de la figure 10.5 peut être utilisé pour des transmissions en ondes courtes orientées dans des directions précises. La structure avec contrepoids (ou « toit ») de la figure 10.8A convient particulièrement pour la bande des 40 mètres : le

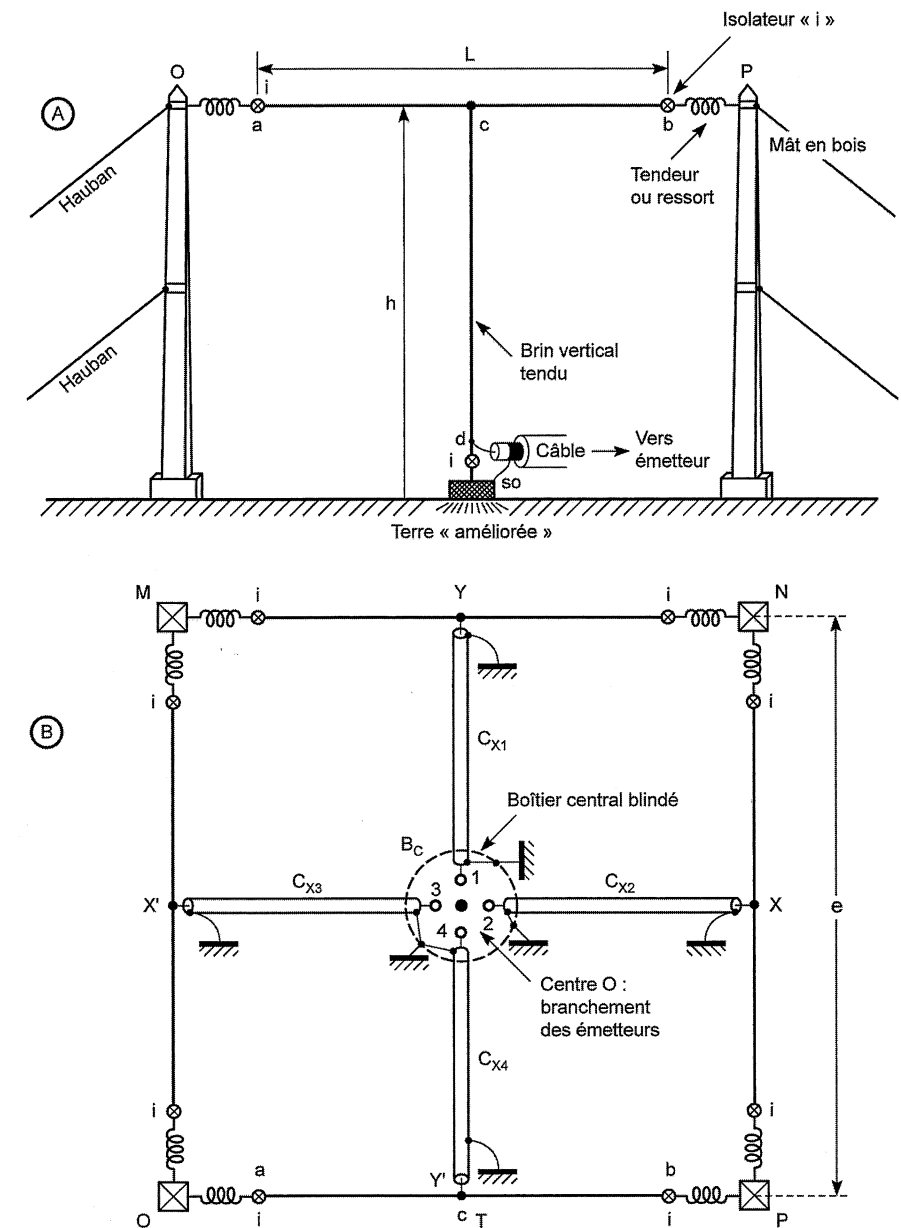


Figure 10.8 - Structure en quadrilatère de quatre brins verticaux pour OC.

brin vertical tendu entre c et d peut être inférieur à $\lambda/4$ puisque le « toit » ab accroît artificiellement la hauteur h (voir chapitre 9). On arrive facilement à un accord sans réactance au pied du brin – vérifié avec un impédancemètre – avec $h = 7$ m et $L = 10$ m, au milieu de la bande des 40 m. L'impédance du brin seul varie avec la fréquence mais avoisine les 38Ω . Associée avec des doublets identiques, l'impédance apparente croît.

La disposition en quadrilatère de la *figure 10.8B* peut être intéressante si l'on veut faire tourner le diagramme de rayonnement par exemple à 90° . Pour ce faire, il faut 2 émetteurs et un branchement adéquat des câbles 1 à 4 du boîtier central.

Comme l/λ est ici voisin de 0,25 (on pourrait doubler l pour avoir d'autres diagrammes), en branchant S1 au câble 1 et G2 au câble 4, incluant un déphaseur de 180° entre S2 et E2, on obtient le diagramme de la *figure 10.5*, pour $\varphi = 180^\circ$. Si on branche cet assemblage sur 2 et 3, le même diagramme va tourner de 90° . La zone d'annulation change aussi de direction.

D'autres combinaisons sont possibles comme, par exemple, réunir 1 et 3 à G1 et 2 et 4 à G2. Puis, on branche S1 à E1 et S2 à E2. En agissant sur les déphaseurs variables, on peut obtenir des diagrammes divers inclinés à 45° et d'autres directions d'annulation.

Cela peut servir en radiogoniométrie mais la mise au point est délicate. Des instruments s'avèrent indispensables, dont le plus élémentaire est évidemment le mesureur de champ.

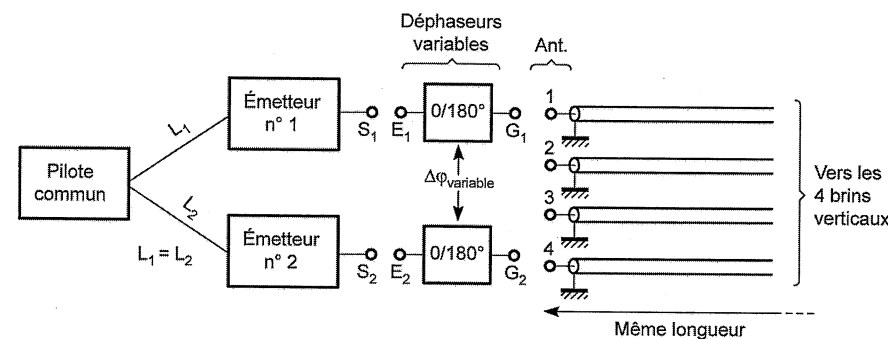


Figure 10.9 – Modes d'alimentation par deux émetteurs de quatre antennes verticales de type « quart d'onde » raccourci.

Annexes

A.1 L'abaque de Smith

La représentation d'une impédance d'antenne peut s'effectuer dans un système d'axes cartésien mais elle trouve sa pleine signification sur un abaque de Smith, car la courbe décrite donne à la fois les valeurs réelles et imaginaires.

Le support d'analyse d'une impédance sera donc l'abaque de Smith dont il faut démythifier la théorie par une approche simple. Nous utiliserons pour ce faire, les lois de l'électricité.

Toutefois, l'usage des ordinateurs permet la programmation aisée des formules utilisées en matière de lignes et l'abandon progressif des méthodes graphiques. Le programme mémoire fait alors appel à un microprocesseur qui solutionne automatiquement le système d'équation appliquant les mesures aux dites formules. Dans ce cas, l'essentiel du travail intéressant consisterait en l'établissement du programme, en la détermination des interfaces et en l'automatisme du banc d'essai à pratiquer selon des normes connues.

Ceci doit normalement déboucher sur les bancs tests automatiques.

L'abaque de Smith est donc un **outil pédagogique** qui s'adapte bien à la représentation des impédances complexes. Nous le justifierons comme tel, bien qu'en fait, il s'agisse d'un processus purement mathématique caractérisant l'inversion dans le plan complexe. Nous conseillons fortement aux utilisateurs de se reporter au chapitre qui définit les paramètres correspondants car il n'est pas pensable d'ignorer le développement mathématique qui justifie les sens de rotation sur l'abaque de Smith. Il participe d'ailleurs à un mécanisme de raisonnement qui justifie et maîtrise le déroulement des mesures sur les circuits à lignes accordées.

A.1.1 Diagramme de Fresnel

Considérons une charge quelconque Z_c branchée sur un générateur E de résistance interne Z_c ohmique. Si la charge est selfique, le vecteur « tension » aux bornes est en avance sur le courant. La construction de la *figure A1.1* met en évidence un triangle rectangle ADP déplacé de φ par rapport à l'origine des phases i . Associée au générateur de Thévenin de la *figure A1.2*, la construction précédente entre en prolongement avec la chute interne $Z_c i$ dans un cercle ex-inscrit de rayon $R = E/2$ (E est la f.e.m. du générateur).

Z_c étant considéré ohmique par définition les chutes de tension $Z_c i$ et $R_c i$ sont confondues avec la direction du courant i . La somme de $Z_c i$ et de $Z_c i$ donne la force électromotrice E et définit un triangle

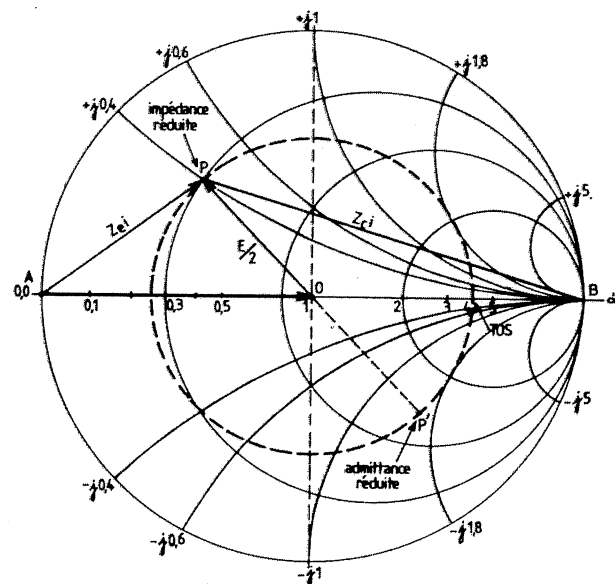


Figure A1.3 - Cas d'une charge quelconque.

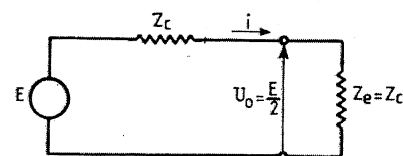


Figure A1.4 - Circuit équivalent.

A.1.3 Cas du générateur adapté

Dans l'étalonnage de l'abaque de Smith (figure A1.3), les expressions réduites croissent à mesure qu'on se rapproche de B. Considérons le cas où la charge Z_e est rigoureusement identique à Z_c (en phase et en grandeur absolue), elle recueille la moitié de la f.e.m. E ; $Z_e i$ se retrouve sur l'axe AB à la moitié du module. Le vecteur AO correspondant présente arbitrairement le module $|1|$.

A.1.4 Cas d'une charge Z_e quelconque

Imaginons une charge Z_e quelconque d'expression $Z_e = r + jx$. La tension $Z_e i$ est représentée par un vecteur AP (figure A1.3); la tension $Z_c i$, par le vecteur \vec{PB} et l'on a :

$$Z_e i = U_e = E \frac{Z_e}{Z_c + Z_e} = \frac{2U_o Z_e}{Z_c + Z_e}$$

En observant le triangle AOP, nous voyons que :

$$U_o = \vec{AO} \quad \text{et} \quad Z_e i = \vec{AP}$$

Posons : $\vec{OP} = KU_o$, le 3^e côté du triangle.

On a l'égalité géométrique évidente suivante :

$$\vec{AP} = \vec{Z_e i} = \vec{OA} + \vec{OP} = \vec{U_o} + \vec{KU_o}$$

D'où la relation :

$$U_o(1 + \vec{K}) = \frac{2U_o \times Z_e}{Z_c + Z_e}$$

... et après transformation :

$$\vec{K} = \frac{Z_e - Z_c}{Z_e + Z_c}$$

A.1.5 Action de la ligne

\vec{K} est un nombre complexe qui dépend de Z_e . C'est le coefficient de réflexion qui s'annule bien pour $Z_e = Z_c$. Selon Z_e , le vecteur $\vec{KU_o}$ peut tourner autour du point d'application O. C'est le cas qui résulte d'un déplacement de Z_e sur une ligne de transmission d'impédance caractéristique égale à Z_c (figure A1.6). On démontre, dans la théorie des lignes, que tension et courant au point x de la ligne sont définis par les relations :

$$U_x = U_e \cos \beta x - jZ_c I_e \sin \beta x$$

$$I_x = I_e \cos \beta x - j \frac{U_e}{Z_c} \sin \beta x$$

d'où :

$$Z_x = Z_c \frac{Z_e - jZ_c \operatorname{tg} \beta x}{Z_c - jZ_e \operatorname{tg} \beta x}$$

Dans les lignes sans perte il vient :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Dans le domaine de l'impédance Z_x , la périodicité est de $\frac{\lambda}{2}$.

Pour adapter, on fait toujours $Z_g = Z_c$ donc $Z_x = Z_c$. Au point x , le générateur est « vu » sous son impédance adaptée : Z_g se reproduit tout au long de la ligne.

Il n'en est pas de même pour l'impédance terminale Z_t qui est « vue » au point x selon les équations suivantes :

$$U_d = U_t \cos \beta d + jZ_c I_t \sin \beta d$$

$$U_d = I_t \cos \beta d + j \frac{U_t}{Z_c} \sin \beta d$$

et :

$$Z_x = Z_c \frac{Z_t + j Z_c \tan \beta d}{Z_c + j Z_t \tan \beta d}$$

Les formules d'Euler, donnent :

$$\cos \beta d = \frac{e^{j\beta d} + e^{-j\beta d}}{2}$$

$$j \sin \beta d = \frac{e^{j\beta d} - e^{-j\beta d}}{2}$$

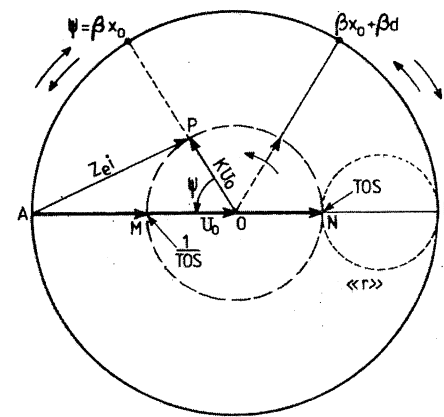


Figure A1.5 - Cas d'une ligne.

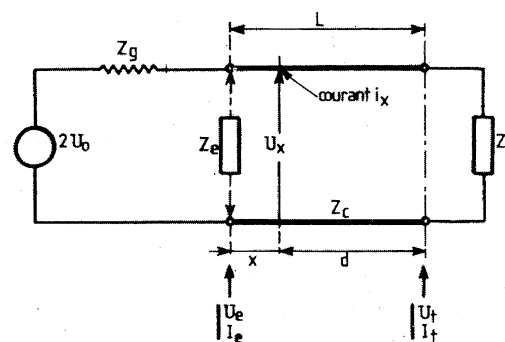


Figure A1.6 - Ligne chargée.

En remplaçant et en regroupant les formules ci-dessus, on met en évidence une onde d'aller et une onde de retour qui créent des « ondes stationnaires » :

$$U_x = \frac{I_t}{2} (Z_t + Z_c) e^{j\beta d} + \frac{I_t}{2} (Z_t - Z_c) e^{-j\beta d}$$

$$I_x = \frac{I_t}{2Z_c} (Z_t + Z_c) e^{j\beta d} - \frac{I_t}{2Z_c} (Z_t - Z_c) e^{-j\beta d}$$

$$Z_x = \frac{U_x}{I_x} = Z_c \frac{e^{j\beta d} + K e^{-j\beta d}}{e^{j\beta d} - K e^{-j\beta d}}$$

avec $K = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c}$ coefficient de réflexion.

Autre formule :

$$Z_x = Z_c \frac{1 + K e^{-j2\beta d}}{1 - K e^{-j2\beta d}}$$

ou avec les conditions de départ :

$$z_x = \frac{Z_x}{Z_c} = \frac{1 + |K| \operatorname{arc}(\Psi - 2\beta d)}{1 - |K| \operatorname{arc}(\Psi - 2\beta d)}$$

$|K| \operatorname{arc} \Psi$ est l'expression du vecteur \vec{OP} au point d'impédance considéré figure A1.5. En tournant, ce vecteur définit des tensions \vec{AM} et \vec{AN} dont le rapport constitue de « taux d'onde stationnaire ». Étant donné l'étalonnage unitaire du vecteur \vec{U}_0 , le TOS est directement affiché sur l'abaque par le cercle des réels r passant par le point N.

La correspondance avec le coefficient de réflexion est immédiate :

$$\text{TOS} = \frac{|AN|}{|AM|} = \frac{U_0 + K U_0}{U_0 - K U_0} = \frac{1 + K}{1 - K} = \frac{V_{\max}}{V_{\min}}$$

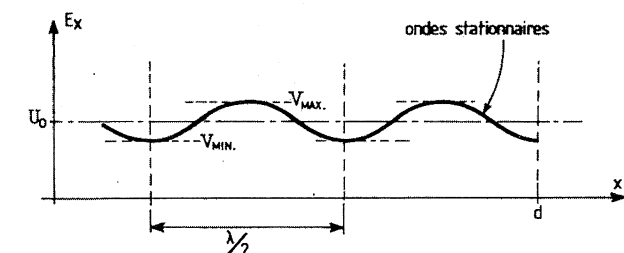


Figure A1.7 - Présence d'ondes stationnaires dans une ligne désadaptée.

A.1.6 Calcul d'une impédance à l'abaque de Smith

Pour appliquer concrètement la théorie précédente, plaçons-nous dans un cas pratique précis : soit une liaison à une charge :

$Z_t = 200 - j100 \Omega$ au moyen d'une ligne bifilaire de $Z_c = 300 \Omega$ et sans diélectrique.

L'impédance réduite sera :

$$z_t = \frac{Z_t}{Z_c} = \frac{2}{3} - j\frac{1}{3} \approx 0,66 - j0,33$$

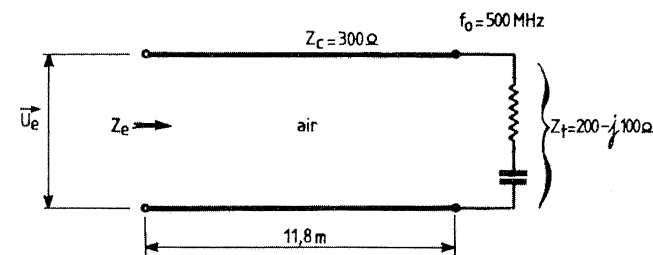


Figure A1.8 - Charge capacitive.

On obtient le point P_A sur l'abaque de Smith. Le phénomène d'impédance se reproduisant identiquement à lui-même tous les $\lambda/2$, un tour complet du vecteur \vec{OP} s'effectue pour un angle « électrique » de 180° soit π ou $\lambda/2$.

$$\beta d = 2\pi \frac{d}{\lambda} = 2\pi \frac{\lambda/2}{\lambda} = \pi$$

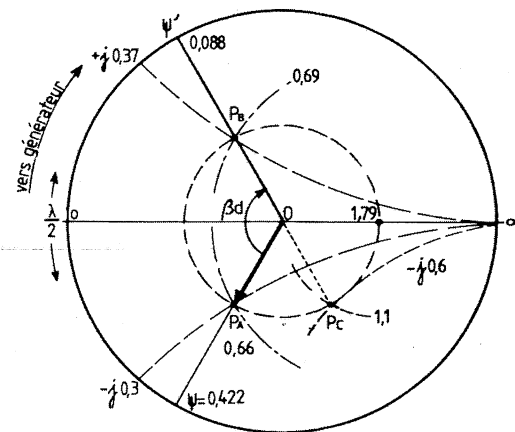


Figure A1.9 - Calcul de Z_e à l'abaque.

Le point P_A se trouve sur une position angulaire $\psi = 0,422\lambda$.

Pour « remonter » la ligne depuis Z_t jusqu'à l'entrée Z_e , il faut parcourir 11,8 m composés de

$$N\frac{\lambda}{2} + \beta d.$$

Comme $\lambda = \frac{c}{f} = \frac{300}{500} = 0,6 \text{ m}$, il vient :

$$N\frac{\lambda}{2} + \beta d = \frac{11,8}{0,6} = 19,666\lambda$$

soit $N = 39\frac{\lambda}{2}$ et $\beta d = 0,166\lambda$.

Remonter vers le générateur revient – arbitrairement – à tourner dans le sens des aiguilles d'une montre d'un angle « électrique » de $0,166\lambda$ (voir abaque).

On ajoute ce résultat à ψ d'où position angulaire du vecteur tension \vec{U}_e ou de l'impédance réduite $\frac{Z_e}{Z_c}$:

$$\psi + \beta d = 0,422\lambda + 0,166\lambda = 0,588\lambda$$

On dépasse l'origine de $0,088\lambda$.

La nouvelle impédance réduite se trouve sur le cercle $TOS = 1,79$ passant initialement par P et sur le rayon $\vec{OP'}$ coupant le cercle extérieur sur $0,088\lambda$. Le point P' donne, sur l'abaque, la nouvelle impédance réduite :

$$z_e = \frac{Z_e}{Z_c} = 0,69 + j0,37$$

et le coefficient de réflexion :

$$K = \frac{|OP'|}{OA} \approx 0,28$$

Soit, en impédance normale :

$$\begin{aligned} Z_e &= 300(0,69 + j0,37) \\ &= 207 + j111 \Omega \end{aligned}$$

A.1.7 Calcul de l'admittance

Tout le raisonnement peut se faire au moyen des admittances ; on démontrerait, alors, que l'expression réduite de l'admittance se trouve en P'' , point diamétralement opposé à P' :

$$y = \frac{Y_e}{Y_c} = 1,1 - j0,6$$

D'où

$$Y_e = \frac{1}{300}(1,1 - j0,6) = 3,6610^{-3} - j2 \cdot 10^{-3} \text{ S}$$

A.1.8 Ligne en court-circuit

La ligne étant court-circuitée en son extrémité, on réalise $Z_t = 0$, dans l'expression de la ligne :

$$Z_x = Z_c \frac{Z_t + j Z_c \operatorname{tg} \beta d}{Z_c + j Z_t \operatorname{tg} \beta d}$$

Il reste, alors, une réactance **pure** dont le module suit la loi d'une tangente :

$$Z_o = j Z_c \operatorname{tg} \beta d$$

avec $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Pour $d = \frac{\lambda}{4}$, on a évidemment :

$$\beta = \frac{\pi}{2} \text{ et } \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} = \infty$$

On obtient un résonateur « quart d'onde ».

Par contre (figure A1.10), si $d = \lambda/2$, $\operatorname{tg} \pi = 0$ et la ligne se comporte comme un court-circuit. Ce raisonnement n'est valable que pour les lignes sans perte ce qui est un cas idéal ; dans la pratique, Z_o ne passe ni par zéro ni par l'infini ; on obtient dans ce dernier cas, une très forte impédance c'est-à-dire l'équivalence d'un circuit « bouchon » très sélectif (grande surtension). De même le court-circuit n'est pas parfait : il reste une résiduelle quelconque.

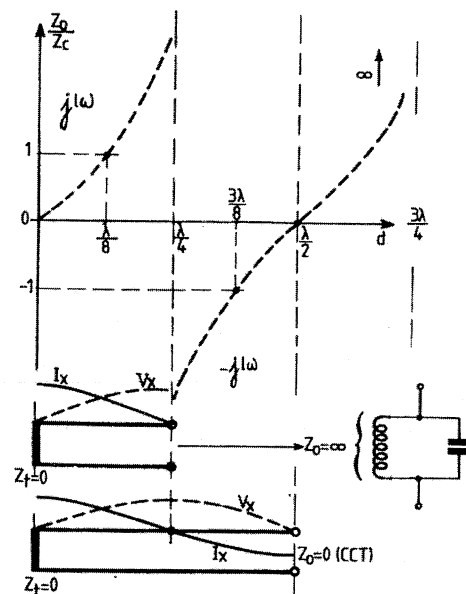


Figure A1.10 – Ligne en court-circuit.

A.1.9 Ligne ouverte

La ligne étant « ouverte » c'est-à-dire terminée sur rien, (bornes de sortie en l'air), cela détermine $Z_t = \infty$. Il faut changer l'expression en divisant le numérateur et le dénominateur par $Z_t \rightarrow \infty$:

$$Z_v = Z_c \frac{1 + j \frac{Z_c}{Z_t} \operatorname{tg} \beta d}{\frac{Z_c}{Z_t} + j \operatorname{tg} \beta d} = \frac{Z_c}{j \operatorname{tg} \beta d}$$

L'application de la formule donne les courbes de la figure A1.11 dans laquelle on voit que l'impédance Z_v s'annule pour $d = \frac{\lambda}{4}$ et passe à l'infini pour $d = \frac{\lambda}{2}$.

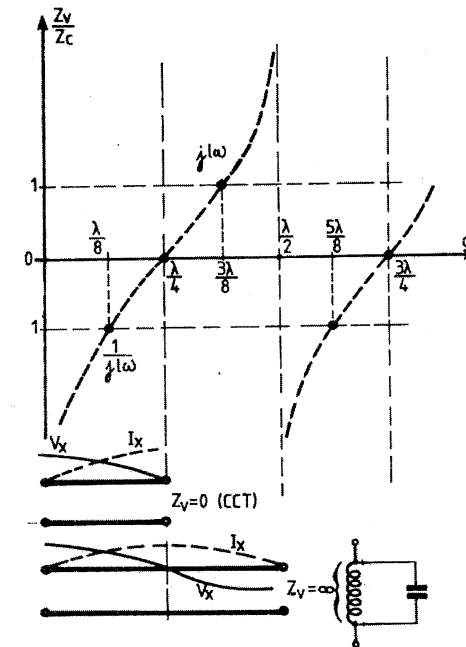


Figure A1.11 – Ligne ouverte.

◆ Application : ligne accordable

Pour les lignes en court-circuit inférieures $\lambda/4$, l'impédance est selfique : on peut donc aisément l'accorder au moyen d'un condensateur variable qui l'allonge artificiellement (figure A1.12A).

De même, il est possible d'accorder en bout les lignes $\lambda/2$ (figure A1.12B) afin d'ajuster le phénomène de résonance parallèle à la fréquence incidente.

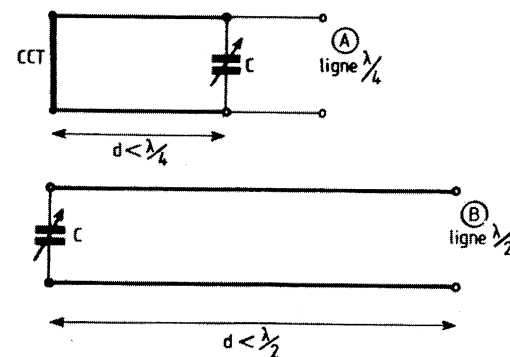


Figure A1.12 - Ligne accordée.

A.1.10 Démonstration mathématique de l'abaque de Smith

L'abaque de Smith est un réseau cartésien inversé. Considérons le cas d'une impédance complexe de forme $Z = R + jX$. Nous pouvons la situer dans un système cartésien dont les axes sont ortho-normés et convenablement étalonnés (figure A1.13). Mais il est aussi possible de la définir par rapport à un module de référence ; dans ce cas, la représentation de Z fait état de variables réduites :

$$Z = Z_0(r + jx)$$

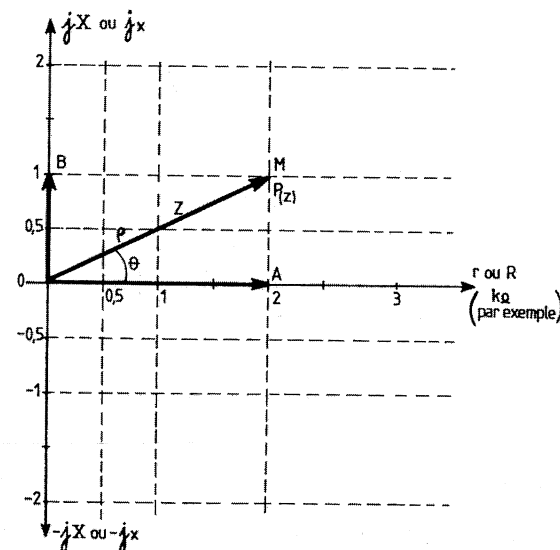


Figure A1.13 - Graphique cartésien.

De plus, cette impédance peut également s'écrire en fonction de ses composantes polaires :

$$\vec{OM} = \rho e^{j\theta} = OA + jOB$$

ou encore :

$$\vec{OM} = \rho(\cos\theta + j\sin\theta)$$

avec :

$$\rho^2 = \overline{OA}^2 + \overline{OB}^2 \text{ ou } |Z|^2$$

A.1.11 Application aux lignes

Considérons l'impédance Z_t vue à travers un tronçon de ligne Z_c .

Au point x_0 , les composantes courant/tension peuvent s'écrire :

$$\left. \begin{aligned} U_x &= U_t \cos\beta d + jZ_c I_t \sin\beta d \\ I_x &= I_t \cos\beta d + j\frac{U_t}{Z_c} \sin\beta d \end{aligned} \right\} (1)$$

Et l'impédance en x est égale à :

$$Z_x = \frac{U_x}{I_x} = Z_c \frac{Z_t + jZ_c \tan\beta d}{Z_c + jZ_t \tan\beta d} \quad (2)$$

Comme

$$\cos\beta d = \frac{e^{j\beta d} + e^{-j\beta d}}{2} \quad \text{et} \quad j\sin\beta d = \frac{e^{j\beta d} - e^{-j\beta d}}{2}$$

(1) devient (3) :

$$U_x = \frac{I_t}{2}(Z_t + Z_c)e^{j\beta d} + \frac{I_t}{2}(Z_t - Z_c)e^{-j\beta d}$$

$$U_x = \frac{I_t}{2Z_c}(Z_t + Z_c)e^{j\beta d} - \frac{I_t}{2Z_c}(Z_t - Z_c)e^{-j\beta d}$$

ou, si l'on fait apparaître le facteur :

$$K = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c} = \Gamma$$

que l'on qualifie de coefficient de réflexion dans la technique des lignes... l'impédance (2) aboutit à :

$$Z_x = Z_c \frac{1 + Ke^{-j2\beta d}}{1 - Ke^{-j2\beta d}}$$

A.1.12 Changement de variables (inversion)

Nous posons maintenant $\vec{\Gamma} = Ke^{-j2\beta d}$ nous assimilons à un vecteur $\vec{OM} = \rho e^{j\theta}$ précédemment défini. Nous avons donc :

$$z_x = \frac{Z_x}{Z_c} = \frac{1 + \vec{\Gamma}}{1 - \vec{\Gamma}} = r + jx \quad (4)$$

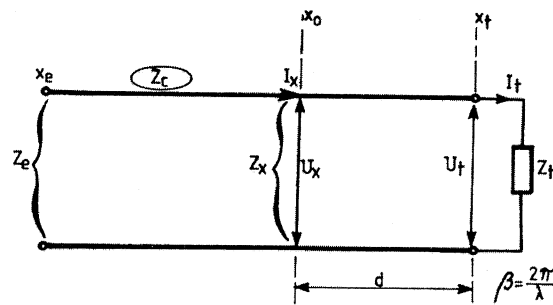


Figure A1.14 - Application à une ligne.

et $\vec{\Gamma} = \rho(\cos\theta + j\sin\theta)$

ou, en faisant intervenir des variables auxiliaires :

$$\vec{\Gamma} = p + jq$$

dont l'équivalence est évidente :

$$p = \rho \cos\theta = K \cos(-2\beta d)$$

$$q = \rho \sin\theta = K \sin(-2\beta d)$$

Les signes - évoqués dans les angles montrent une **inversion** du sens de rotation.

Reprenons

$$(4) = z_x = \frac{1 + (P + jq)}{1 - (P + jq)} = r + jx$$

Si nous développons, nous aurons :

$$(5) \left(P - \frac{r}{r+1} \right) + q^2 = \frac{1}{(r+1)^2} \quad (A)$$

$$(P-1)^2 + \left(q - \frac{1}{x} \right)^2 = \frac{1}{x^2} \quad (B)$$

Ces coniques font apparaître une inversion des vecteurs impédances ; on dit que l'on pratique une « inversion » des coordonnées exposées figure A1.1. En effet, si l'on trace maintenant ces coniques dans un système d'axes P/jq , 5 (A) représente l'équation pour les valeurs réelles de cercles à rayon constant (figure A1.15A).

5 (B) représente l'équation des cercles à x constant d'où l'établissement de l'abaque de Smith en superposant les constructions A et B.

L'impédance $Z_x = r + jx$ reste toujours définie par l'intersection des cercles correspondants.

Exemple : soit le vecteur $\vec{OM} = r + jx = 2 + j1$ (figure A1.16, page 294).

Nous aurons successivement :

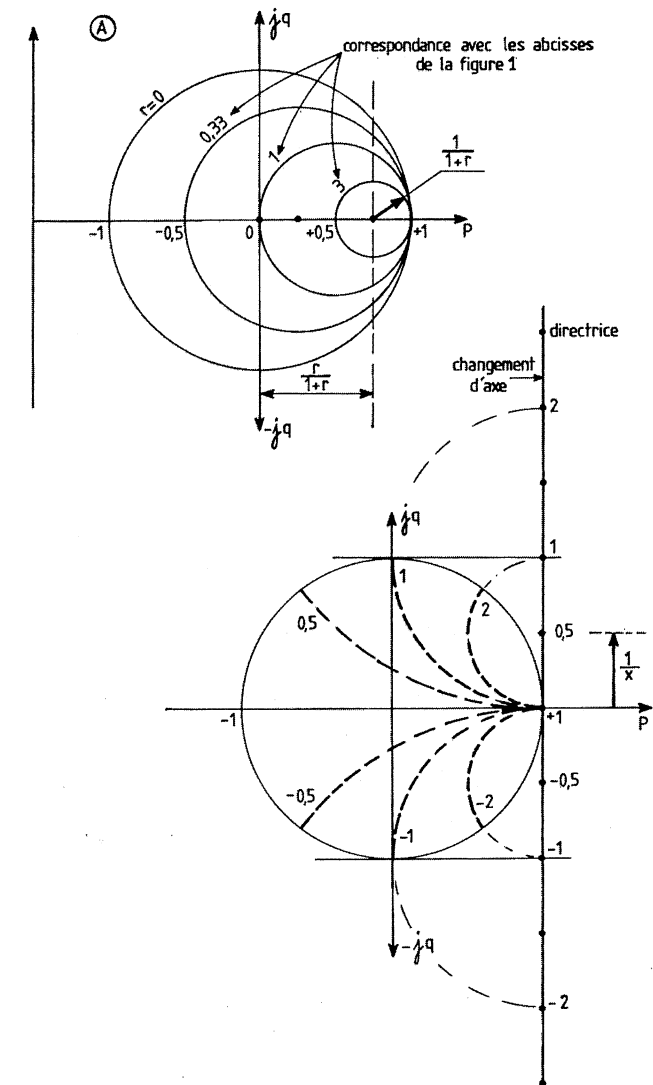


Figure A1.15 - Construction de l'abaque.

$$\frac{r}{r+1} = 0,66 ; \quad \frac{r}{r+1} = 0,33 ; \quad \frac{1}{x} = 1$$

Le vecteur $\vec{OM'}$ est bien défini par les cercles précédents.

A.1.13 Généralisation

Supposons $\theta = 0$ et $\rho = 1$; ceci n'est possible que pour x et $r = \infty$ donc $\Gamma = 1$. Si $\rho = 1$ et $\theta = -\pi$, $r = 0 = x$. Dans la pratique, on gradue l'axe p en fonction des composantes r ce qui fait qu'à -1 , il y correspond 0 ; 1 à 0 et l'infini à 1.

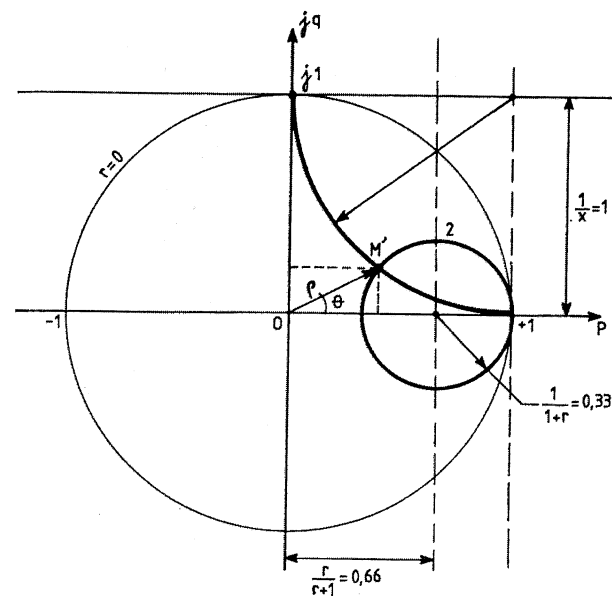


Figure A1.16 - Exemple de construction.

L'angle Ψ correspond à θ et comme $\theta = -2\beta d$, Ψ évolue à l'inverse du sens trigonométrique (signe -) et atteint 360° pour $\beta d = \pi$ (soit $d = \lambda/2$). On a vu par ailleurs que $\rho = |K|$; considérons le cas où le vecteur $\vec{AM'}$ coupe l'axe des abscisses AC ; dans ce cas, $x = 0$; il y correspond un cercle des réels coupant à r_m pour :

$$|K| = \frac{r_m}{r_m + 1} - \frac{1}{r_m + 1} = \frac{r_m - 1}{r_m + 1}$$

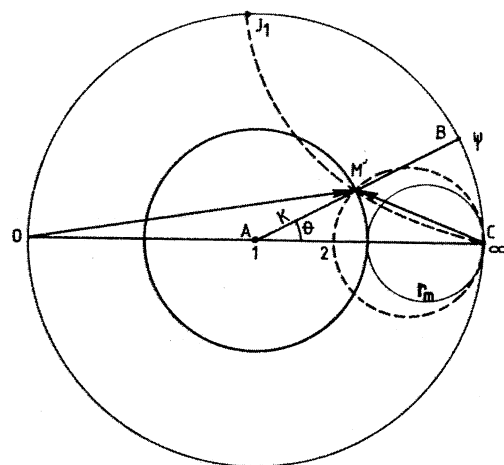


Figure A1.17 - Généralisation.

r_m représente le taux d'ondes stationnaires, lequel résulte de : $\text{TOS} = \frac{|K| + 1}{|K| - 1}$.

En exploitant la formule de la tension au long de la ligne (voir (1)A), on découvre, en effet, que les vecteurs V_1 , V_2 et V_x se situent sur l'abaque comme l'indique la figure A1.18A. Le graphique de la figure A1.18B concrétise la répartition avec les évidentes relations :

$$\phi = \frac{\Delta I}{\lambda} = k \text{ vers le générateur ; } OC \equiv E ; \text{TOS} = r_m = \frac{V_2}{V_1}$$

$$|K| = \frac{AM}{AB} ; \vec{V}_x + \vec{V}_g = E$$

(voir l'étude générale des lignes).

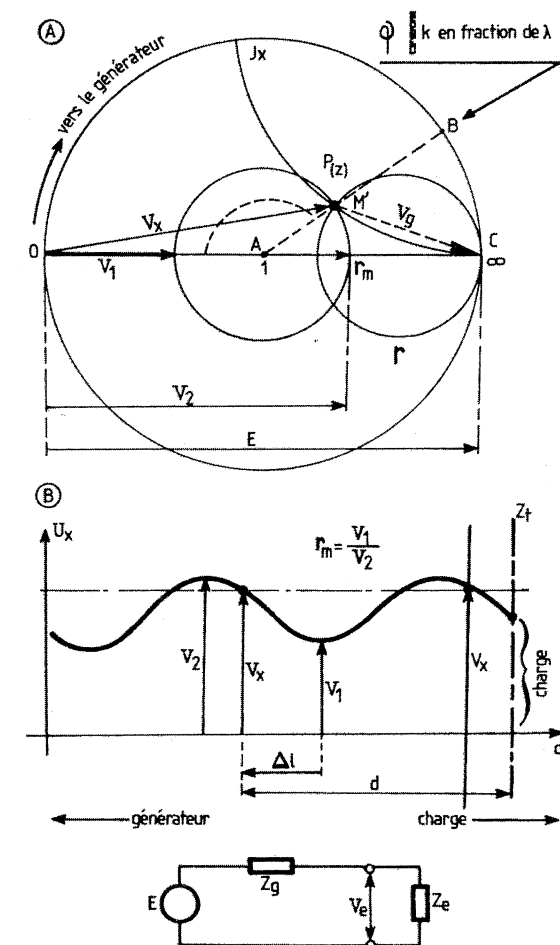


Figure A1.18 - Application.

Nota : nous trouverons pages suivantes des exemples d'abaques de Smith qui permettront des applications pratiques (figures A1.19 et A1.20).

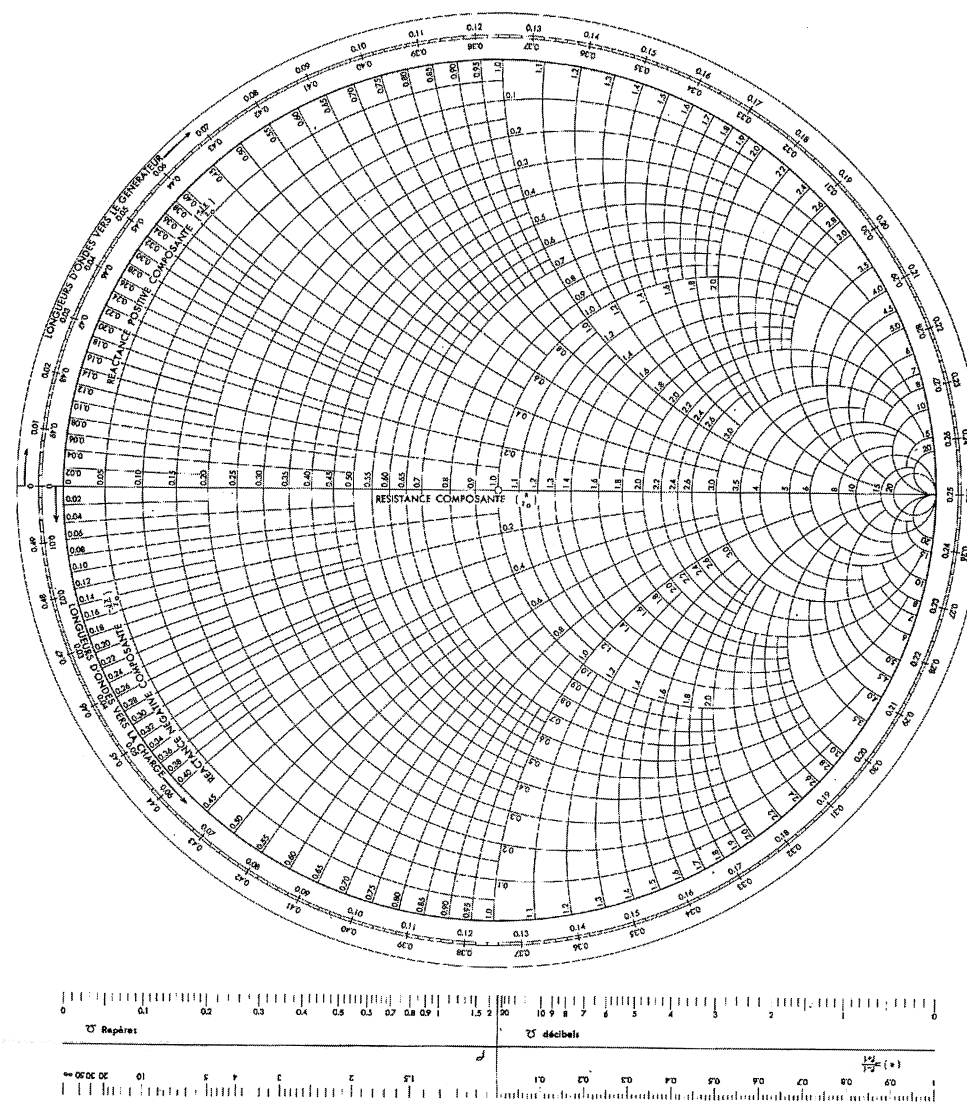


Figure A1.19.

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

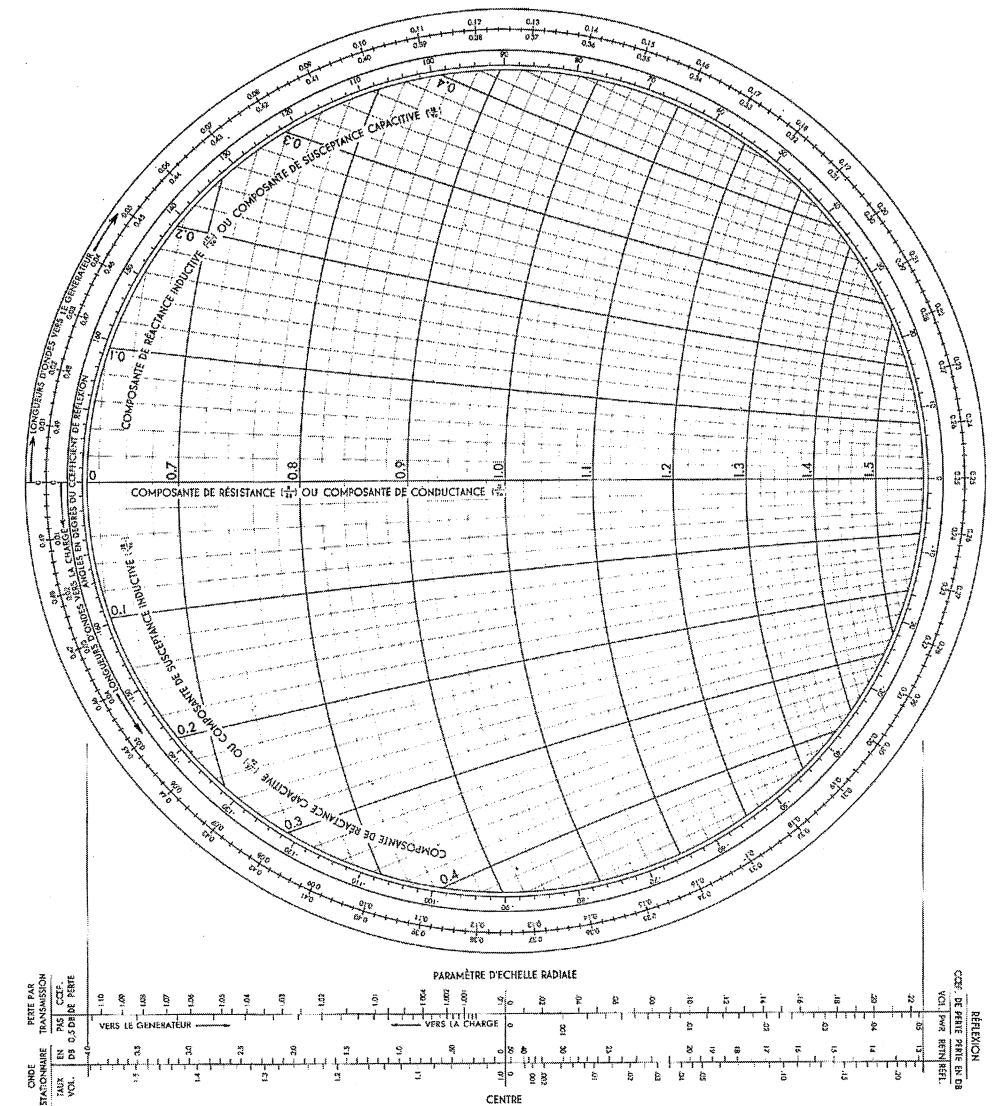


Figure A1.20.

A.2 La ligne de transmission

La théorie des lignes repose sur l'équation des « télégraphistes » : c'est le morceau de bravoure du technicien en télécommunication car cette théorie maintenant banale – autrefois inaccessible à beaucoup de gens – est à la base de la théorie des antennes, des liaisons radioélectriques et des notions technologiques gérant la transmission d'un signal d'un point à un autre d'un circuit. On fera donc l'effort nécessaire pour suivre les raisonnements mathématiques ; sinon, on n'ignorera pas les conclusions qui en découlent car elles revêtent une importance capitale aux fréquences très élevées où les lignes fonctionnent désormais.

A.2.1 Généralités

♦ Étude mathématique

Le quadripôle constitutif d'une ligne peut s'identifier à la représentation figure A2.1.

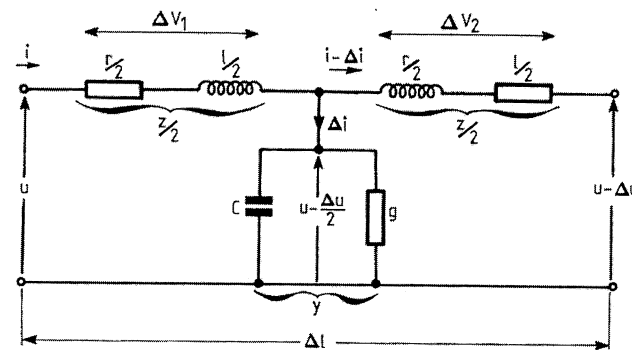


Figure A2.1.

Tous les composants évoqués sont des grandeurs unitaires : r en Ω/m , l en H/m , z en Ω/m , etc. Pour avoir la grandeur réelle il faut multiplier les termes par Δl . On peut tirer l'équation suivante du schéma de la figure A2.1 :

$$\begin{aligned}\Delta u &= \Delta v_1 + \Delta v_2 \\ &= \frac{z\Delta l}{2}i + \frac{z\Delta l}{2}(i - \Delta i)\end{aligned}$$

$$\frac{\Delta u}{\Delta l} = z\left(i - \frac{\Delta i}{2}\right)$$

Si l'on fait tendre Δl vers zéro, les pertes parallèles mises en évidence par Δi se réduisent à rien (diélectrique de longueur nulle). La notion différentielle apparaît :

$$\frac{du}{dl} = zi$$

Si l'on raisonne sur les courants, il vient :

$$\Delta i \approx \frac{u - \frac{\Delta u}{2}}{\frac{1}{y}\Delta l} = y\Delta l\left(u - \frac{\Delta u}{2}\right)$$

car $\Delta v_1 \approx \Delta v_2 \approx \Delta u/2$

$$\frac{\Delta i}{\Delta l} = y\left(u - \frac{\Delta u}{2}\right)$$

On passe à la notation différentielle en rendant $\Delta l \rightarrow 0$ auquel cas, Δu se réduit à rien et :

$$\frac{di}{dl} = yu \quad (2)$$

y et z sont des constantes unitaires et il paraît normal de les considérer invariables.

Si l'on dérive une nouvelle fois (1) et (2), il ressort :

$$(1)' = \frac{d^2 u}{dl^2} = z \frac{di}{dl} = zyu \quad (3)$$

$$(2)' = \frac{d^2 i}{dl^2} = y \frac{du}{dl} = yzi \quad (4)$$

♦ Équation en tension

Nous avons une équation homogène mais incomplète :

$$\frac{d^2 u}{dl^2} - zyu = 0 \quad (5)$$

Il n'y a pas de dérivée première et le 2^e membre est nul. Posons $u = Ke^{rl}$, avec $K = c^{te}$ et $r =$ racine double. Dérivons :

$$\frac{du}{dl} = rKe^{rl} = ru$$

$$\frac{d^2 u}{dl^2} = r \frac{du}{dl} = r^2 Ke^{rl} = r^2 u$$

L'équation générale est : $Ar^2 + Br + C = 0$.

Assimilons à (5) :

$$r^2 u + 0 - zyu = 0$$

$$r = \pm \sqrt{zy} = \pm \gamma$$

Donc (6) :

$$u = K_1 e^{-\gamma l} + K_2 e^{+\gamma l}$$

A.2 La ligne de transmission

La théorie des lignes repose sur l'équation des « télégraphistes » : c'est le morceau de bravoure du technicien en télécommunication car cette théorie maintenant banale – autrefois inaccessible à beaucoup de gens – est à la base de la théorie des antennes, des liaisons radioélectriques et des notions technologiques gérant la transmission d'un signal d'un point à un autre d'un circuit. On fera donc l'effort nécessaire pour suivre les raisonnements mathématiques ; sinon, on n'ignorera pas les conclusions qui en découlent car elles revêtent une importance capitale aux fréquences très élevées où les lignes fonctionnent désormais.

A.2.1 Généralités

♦ Étude mathématique

Le quadripôle constitutif d'une ligne peut s'identifier à la représentation figure A2.1.

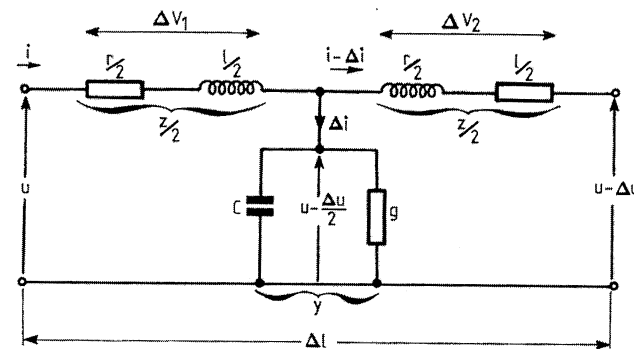


Figure A2.1.

Tous les composants évoqués sont des grandeurs unitaires : r en Ω/m , l en H/m , z en Ω/m , etc. Pour avoir la grandeur réelle il faut multiplier les termes par Δl . On peut tirer l'équation suivante du schéma de la figure A2.1 :

$$\begin{aligned}\Delta u &= \Delta v_1 + \Delta v_2 \\ &= \frac{z\Delta l}{2}i + \frac{z\Delta l}{2}(i - \Delta i)\end{aligned}$$

$$\frac{\Delta u}{\Delta l} = z\left(i - \frac{\Delta i}{2}\right)$$

Si l'on fait tendre Δl vers zéro, les pertes parallèles mises en évidence par Δi se réduisent à rien (diélectrique de longueur nulle). La notion différentielle apparaît :

$$\frac{du}{dl} = zi$$

Si l'on raisonne sur les courants, il vient :

$$\Delta i \neq \frac{u - \frac{\Delta u}{2}}{\frac{1}{y}\Delta l} = y\Delta l\left(u - \frac{\Delta u}{2}\right)$$

car $\Delta v_1 \neq \Delta v_2 \neq \Delta u/2$

$$\frac{\Delta i}{\Delta l} = y\left(u - \frac{\Delta u}{2}\right)$$

On passe à la notation différentielle en rendant $\Delta l \rightarrow 0$ auquel cas, Δu se réduit à rien et :

$$\frac{di}{dl} = yu \quad (2)$$

y et z sont des constantes unitaires et il paraît normal de les considérer invariables.

Si l'on dérive une nouvelle fois (1) et (2), il ressort :

$$(1)' = \frac{d^2u}{dl^2} = z\frac{di^{(2)}}{dl} = zyu \quad (3)$$

$$(2)' = \frac{d^2i}{dl^2} = y\frac{du}{dl^{(1)}} = yzi \quad (4)$$

♦ Équation en tension

Nous avons une équation homogène mais incomplète :

$$\frac{d^2u}{dl^2} - zyu = 0 \quad (5)$$

Il n'y a pas de dérivée première et le 2^e membre est nul. Posons $u = Ke^{rl}$, avec $K = c^{te}$ et $r =$ racine double. Dérivons :

$$\frac{du}{dl} = rKe^{rl} = ru$$

$$\frac{d^2u}{dl^2} = r\frac{du}{dl} = r^2Ke^{rl} = r^2u$$

L'équation générale est : $Ar^2 + Br + C = 0$.

Assimilons à (5) :

$$r^2u + 0 - zyu = 0$$

$$r = \pm\sqrt{zy} = \pm\gamma$$

Donc (6) :

$$u = K_1e^{-\gamma l} + K_2e^{+\gamma l}$$

♦ Équation en courant

L'équation (4) peut se résoudre de la même manière en prenant soin d'utiliser les mêmes constantes. Si l'on dérive (6), il apparaît :

$$\frac{du}{dI} = -\gamma K_1 e^{-\gamma I} + \gamma K_2 e^{\gamma I} = (1) = zi$$

soit :

$$i = -\frac{K_1}{\sqrt{z/y}} e^{-\sqrt{zy}I} + \frac{K_2}{\sqrt{z/y}} e^{\sqrt{zy}I} \quad (7)$$

On pose $Z_c = \sqrt{z/y}$ car ce rapport a les dimensions d'une impédance.

♦ Identification des constantes

K_1 et K_2 dépendent de l'endroit où l'on observe le signal et des caractéristiques de charge de la ligne.

La résolution de l'équation en courant (4) fait intervenir des constantes identiques. Des cas particuliers connus complètent le mode d'identification (Ex. : $Z_t = Z_c$).

Considérons l'équation en tension au point d .

$$(6) = u = K_2 e^{\gamma d} + K_1 e^{-\gamma d}$$

faisant $d = 0$, il vient :

$$U_d = K_2 + K_1$$

ou par identification :

$$U_d = U_i + U_r = U_t \quad (8)$$

De même pour l'équation en courant :

$$(7) = Id = \frac{K_2}{Z_c} e^{\gamma d} - \frac{K_1}{Z_c} e^{-\gamma d}$$

$$Id = I_i + I_r = \frac{U_i}{Z_c} - \frac{U_r}{Z_c} \quad (9)$$

Le signe - de (9) permet de dire que :

$$(8) = Z_c(I_i - I_r) \quad (10)$$

au niveau de la ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_c .

À partir des relations 8, 9 et 10, on tire :

$$\left. \begin{aligned} U_i &= \frac{U_t + Z_c I_t}{2} \\ U_r &= \frac{U_t - Z_c I_t}{2} \\ I_i &= \frac{I_t}{2} + \frac{U_t}{2Z_c} \\ I_r &= \frac{I_t}{2} - \frac{U_t}{2Z_c} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Si $Z_t = Z_c$ on a $Z_d = Z_c$ et $I_r = 0$, $U_r = 0$.

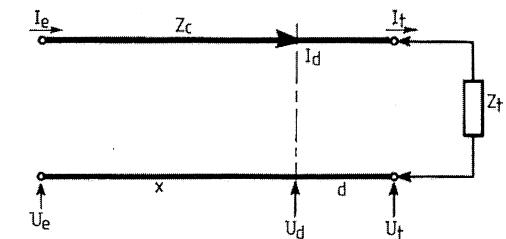


Figure A2.2.

La conclusion de l'adaptation fait que les paramètres U_r et I_r constituent les composantes de l'onde réfléchie. L'équation générale en tension devient :

$$U_{(d)} = \left(\frac{U_t + Z_c I_t}{2} \right) e^{\gamma d} + \left(\frac{U_t - Z_c I_t}{2} \right) e^{-\gamma d}$$

ou

$$U_{(d)} = U_t \frac{e^{\gamma d} + e^{-\gamma d}}{2} + Z_c I_t \frac{e^{\gamma d} - e^{-\gamma d}}{2}$$

De même :

$$\left. \begin{aligned} U_{(d)} &= U_t \operatorname{ch} \gamma d + Z_c I_t \operatorname{sh} \gamma d \\ I_{(d)} &= I_t \operatorname{ch} \gamma d + \frac{U_t}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma d \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

♦ Analyse technologique

Lorsqu'on emploie une ligne bifilaire ou coaxiale pour relier un générateur à une charge, il y a lieu de définir tous les paramètres qui réagissent sur la forme et la phase du signal. Pour ces raisons, il paraît sage de tenir compte des pertes en ligne. La transmission est alors régie par les équations suivantes : voir figure A2.3.

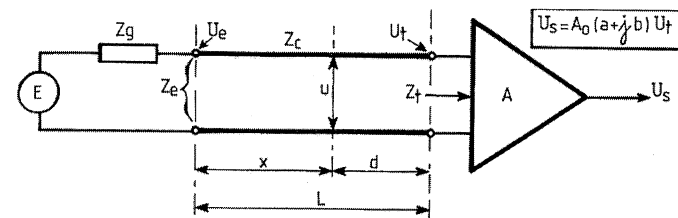


Figure A2.3.

On a :

$$u = U_t \operatorname{ch} \gamma d + Z_c I_t \operatorname{sh} \gamma d \quad (1)$$

ou

$$u = U_e \operatorname{ch} \gamma x - Z_c I_e \operatorname{sh} \gamma x \quad (2)$$

avec $\gamma = \alpha + j\beta$

α = constante d'affaiblissement

β = constante de phase

Ces constantes dépendent de la technologie de la ligne et notamment, de la condition d'Heaviside pour laquelle les pertes en ligne sont réduites au maximum et deviennent indépendantes de la fréquence. Cette condition résulte de l'analyse des cellules élémentaires équivalentes à un tronçon de ligne infiniment court Δl : voir figure A2.1.

Pour comprendre ce qui va suivre il faut avoir assimilé la théorie exposée au début de cette annexe. Notamment, il faut admettre l'équivalence simplifiée du schéma comme hypothèse de départ. On démontre, au moyen des équations aux dérivées partielles appliquées à la loi d'Ohm que :

$$\gamma = \sqrt{zy} = \sqrt{(r + j\omega l)(g + j\omega c)} \quad (3 A)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{z}{y}} = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}}$$

Ce qui donne les identifications suivantes :

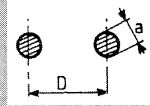
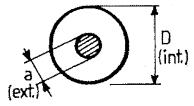
$$\alpha^2 + \beta^2 = rg - lc\omega^2 \quad (3 B)$$

$$2\alpha\beta = \omega(lg + cr)$$

Les formulaires donnent les constantes unitaires du tableau A2.1.

Le souci des fabricants de lignes consiste à choisir des paramètres de fabrication tels que les équations se simplifient. Notamment, si $lg = Cr$, on aboutit à : $\alpha_{\min} = \sqrt{rg}$ = indépendante de ω et $\beta = \omega\sqrt{lc}$.

Tableau A2.1.

| Paramètre | Ligne bifilaire | Câble coaxial |
|----------------------------|--|---|
| l ($\mu\text{H/m}$) | $0,921\mu_r \left(\log \frac{2D-a}{a} \right)$ | $0,46\mu_r \log \frac{D}{a}$ |
| c (PF/m) | $\frac{12,06\epsilon_r}{\log \frac{2D-a}{a}}$ | $24,1 \frac{\epsilon_r}{\log \frac{D}{a}}$ |
| r (m Ω /m) | $\frac{16,64 \sqrt{f(\text{MHz})}}{a(\text{cm})}$ | $8,32 \sqrt{f(\text{MHz})} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{a} \right)$ (cm) |
| g ($\mu\text{s/m}$) | $76 \operatorname{tg} \delta \frac{\epsilon_r f(\text{MHz})}{\log 2D/a}$ | $152 \operatorname{tg} \delta \frac{\epsilon_r f(\text{MHz})}{\log D/a}$ |
| $\operatorname{tg} \delta$ | $\frac{g}{c\omega_{\text{travail}}}$ | donné par le fabricant = $f(F)$ |
| Z_c (Ω) | $276 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \log \frac{2D}{a}$  | $138 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \log \frac{D}{a}$  |
| α_{\min} | K_β ou $c \frac{1 + D/a}{D \log D/a}$ à la fréquence de travail | |

La « constante » K est différente selon la nature de la ligne, ses dimensions, la fréquence. Si l'on considère la variable :

$$Z = \frac{\left(1 + \frac{D}{a}\right)}{\log \frac{D}{a}}, \text{ on constate que } \alpha \text{ sera } \textbf{réellement} \text{ minimum pour } \frac{D}{a} = 3,5, \text{ ce qui}$$

conditionne :

$$Z_c = 138 \log 3,5 = 75 \Omega \text{ dans l'air}$$

ou

$$Z_c = \frac{75}{\sqrt{\epsilon_r}} = 50 \Omega \text{ pour le polythène si } \epsilon_r = 2,3 \text{ (on admet généralement que } \mu_r = 1).$$

Il résulte de tout ceci que α n'est pas constant avec la fréquence, par suite de l'implication de ϵ_r qui varie avec la fréquence, à même titre que $\operatorname{tg} \delta$: voir figure A2.4, le cas du polythène.

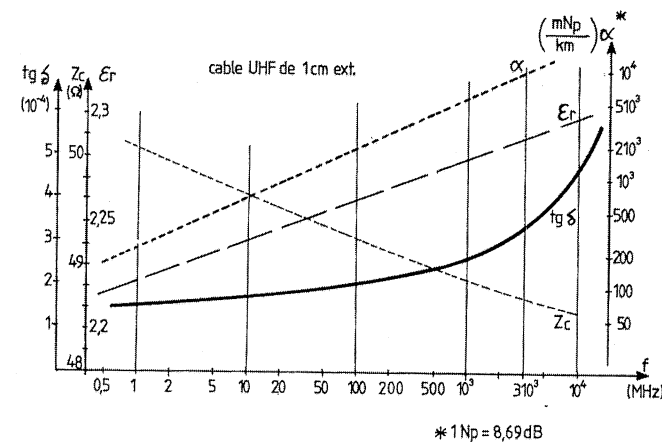


Figure A2.4.

Les courbes de la figure A2.4 résultent de mesures réalisées par un constructeur de câble de télévision. On remarquera que la théorie n'est pas exactement vérifiée puisque α varie avec la fréquence; en poussant plus loin les contrôles, on remarquerait que α varie aussi avec la température.

◆ Conclusions sur les pertes

$$1) \beta = \frac{2\pi}{\lambda_c} \text{ avec } \lambda_c = \frac{V}{f}$$

$$\text{et } V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{299\,789 \text{ km/s}}{\sqrt{\epsilon_r}} = 199\,416 \text{ km/s pour le polythène à 200 MHz si } \epsilon_r = 2,26.$$

$$2) \alpha \approx 3 \text{ Np/km ou } 3 \text{ mNp/m à 200 MHz.}$$

Comme 1 Np = 8,69 dB, le câble de la figure A2.3 affaiblit à raison de 0,026 dB par mètre. Pour 100 mètres, il y a 2,6 dB d'atténuation.

$$3) \text{ La constante de propagation } \gamma \text{ prend ici la valeur } \gamma = 3 \cdot 10^{-3} + j6,3 \beta \text{ car}$$

$$\lambda_c = \frac{199\,416\,000}{2 \cdot 10^8} = 0,997 \text{ mètre}$$

On néglige généralement α dans les calculs et on assimile $\text{ch } \gamma$ à $\cos \beta$ et $\text{sh } \gamma$ à $j \sin \beta$.

En effet, nous avons les relations fondamentales suivantes :

$$\text{ch}(a \pm jb) = \text{ch } a \cos b \pm j \text{sh } a \sin b$$

$$\text{sh}(a \pm jb) = \text{sh } a \cos b \pm j \text{ch } a \sin b$$

car : $\text{ch } j b = \cos b$ et $\text{sh } j b = \sin b$.

Si x est faible, $\text{ch } x \rightarrow 1$ et $\text{sh } x \rightarrow x$... donc, il vient, si $\alpha d \leq 0,15 \text{ Np}^1$:

$$\text{ch } \gamma d = \cos \beta d + j \alpha d \sin \beta d \quad (4)$$

$$\text{sh } \gamma d = \alpha d \cos \beta d + j \sin \beta d$$

1. 1,3 dB.

mais si α est très faible, αd peut être négligé pour les courtes distances, d'où ce qui a été pressenti, à savoir :

$$\text{ch } \gamma d \approx \cos \beta d \quad (5)$$

$$\text{sh } \gamma d \approx j \sin \beta d$$

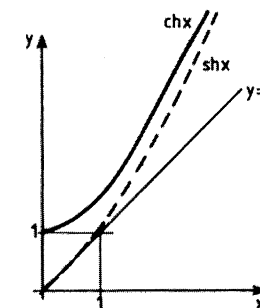


Figure A2.5.

◆ Équations de propagation adaptée ($Z_t = Z_c$)

Il est fréquent de représenter la propagation dans une ligne sous diverses formes mathématiques.

La première forme est celle générale du début de l'exposé mais sous forme exponentielle :

$$u = U_i e^{\gamma d} = U_i e^{\alpha d} \cdot e^{j\beta d}$$

$$\text{si } Z_t = Z_c$$

ou

$$u = U_e e^{-\gamma x} = U_e e^{-\alpha x} \cdot e^{-j\beta x}$$

Les équivalences trigo-exponentielles donnent :

$$u = U_i e^{\alpha d} (\cos \beta d + j \sin \beta d) \quad (6)$$

Une exponentielle définit la décroissance de l'affaiblissement par rapport à U_i ou la croissance par rapport à U_e . La forme simplifiée s'obtient en associant les équations (4) :

$$u = U_i (1 + \alpha d) e^{j\beta d} \quad (7)$$

Le terme entre parenthèses constitue le premier terme de la série équivalente à $e^{\alpha d}$. Cette comparaison n'est possible que si αd reste faible devant 1 ; cela revient à n'évoluer que sur la tangente à l'origine de l'exponentielle.

Vis-à-vis du générateur, la formule devient :

$$u = U_e (1 + \alpha x) e^{-j\beta x} \quad (8)$$

Ici on a évidemment $U_i = U_e / \alpha(x + d)$.

◆ Phase du signal sur une ligne adaptée

L'expression (6) met en évidence une structure trigonométrique rectangulaire où l'angle βd évolue avec l'éloignement d de la charge (figure A2.6A).

Si la ligne n'a pas de pertes, le vecteur \vec{OM} tourne dans un cercle (B). Si la ligne présente des pertes, le vecteur s'inscrit dans une spirale divergente (C). Le déphasage évolue de la même manière dans une ligne avec et sans pertes. Le temps de phase¹ s'obtient en dérivant la fonction $\varphi = f(f)$:

$$t = \frac{d\varphi}{df}$$

Ici

$$\varphi = \beta d \quad \text{et} \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda c} = \frac{2\pi f}{V}$$

d'où, avec V = vitesse de propagation dans le câble :

$$t = \frac{2\pi d}{V} = kd \quad \text{avec} \quad V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (\text{voisin de } 200\,000 \text{ km/s})$$

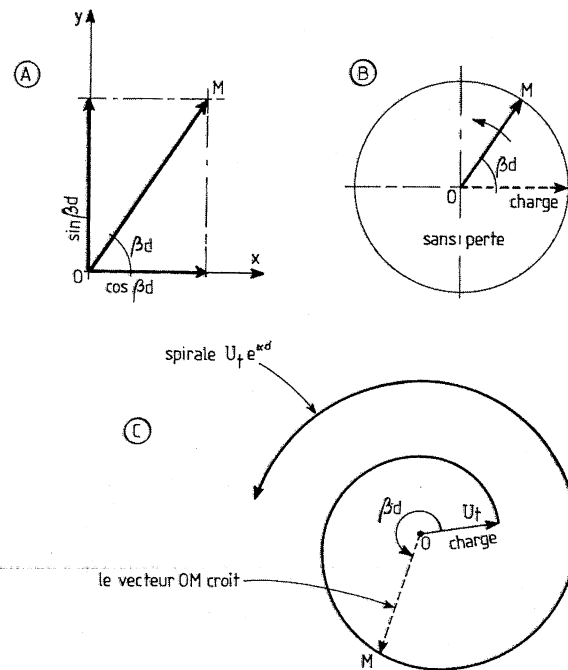


Figure A2.6.

1. Ou temps de propagation de phase.

◆ Ligne désadaptée sans pertes

Considérons l'expression simplifiée :

$$u = U_t \cos \beta d + j Z_c I_t \sin \beta d \quad \text{avec} \quad U_t = Z_t I_t$$

Comme les lignes trigonométriques présentent les équivalences exponentielles :

$$\cos \beta d = \frac{e^{j\beta d} + e^{-j\beta d}}{2}$$

$$j \sin \beta d = \frac{e^{j\beta d} - e^{-j\beta d}}{2}$$

En regroupant les exponentielles de même valeur, on met en évidence une onde incidente (ou onde d'aller) et une onde réfléchie (ou onde de retour) :

$$u = \underbrace{\frac{I_t}{2}(Z_t + Z_c) e^{j\beta d}}_{\text{onde d'aller } E^+} + \underbrace{\frac{I_t}{2}(Z_t - Z_c) e^{-j\beta d}}_{\text{onde de retour } E^-}$$

$$u = \underbrace{I_t \frac{(Z_t + Z_c)}{2}}_{E^+} (e^{j\beta d} + \Gamma e^{-j\beta d})$$

avec

$$\Gamma = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c} = |\Gamma| \text{arc} \psi$$

ou encore

$$u = E^+ e^{j\beta d} (1 + \Gamma e^{-j2\beta d})$$

on notera le produit $2\beta d$.

De même, pour le courant, on trouverait :

$$i = \underbrace{I_t^+}_{\frac{E^+}{Z_c}} e^{+j\beta d} (1 - \Gamma e^{-j2\beta d})$$

Les composantes précédentes évoluent comme suit : figure A2.7.

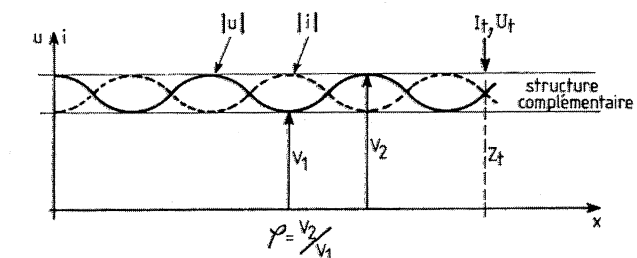


Figure A2.7.

Les vecteurs tension/courant se combinent comme l'indique la figure A2.8.

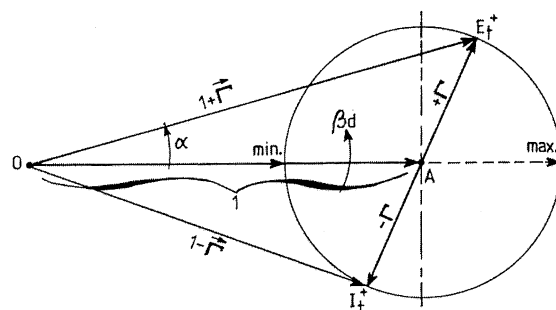


Figure A2.8.

Le vecteur \vec{OA} tourne d'un angle βd mais subit une modulation angulaire de $\pm \alpha$ telle que $\alpha_{\max} = \arctg \Gamma$, les vecteurs Γ tournant 2 fois plus vite que \vec{OA} .

◆ Ligne désadaptée avec pertes

On reprend la forme générale de la répartition en tension :

$$u = U_t \operatorname{ch} \gamma d + Z_c I_t \operatorname{sh} \gamma d$$

ou, avec les équivalents exponentiels :

$$u = Z_t I_t \frac{e^{\gamma d} + e^{-\gamma d}}{2} + Z_c I_t \frac{e^{\gamma d} - e^{-\gamma d}}{2}$$

$$u = \frac{(Z_t + Z_c)}{2} I_t e^{\gamma d} + \frac{(Z_t - Z_c)}{2} I_t e^{-\gamma d}$$

ou encore :

$$u = E^+ e^{j\beta d} (1 + \Gamma e^{-j2\beta d})$$

$$u = E^+ e^{\alpha d} (\cos \beta d + j \sin \beta d) (1 + \Gamma e^{-2\alpha d} \cdot e^{-2j\beta d})$$

Nous retrouvons la même équation que pour le système sans pertes **mais avec** :

- 1) E'^+ qui croît à mesure qu'on s'éloigne de la charge $E^+ e^{\alpha d}$;
- 2) Γ , un coefficient de réflexion **qui décroît** :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{e^{2\alpha d}} \# \frac{\Gamma}{(1 + \alpha d)^2}$$

Conclusion : l'adaptation s'améliore car Γ' diminue avec d .

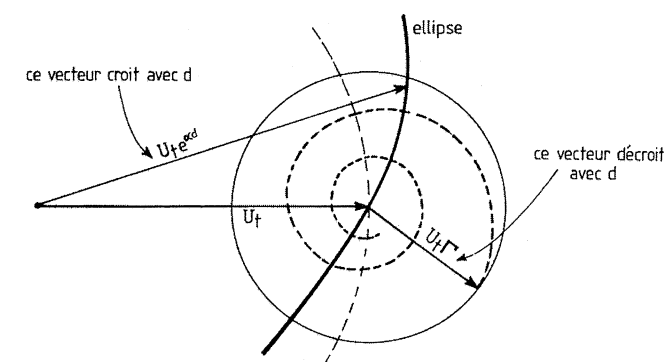
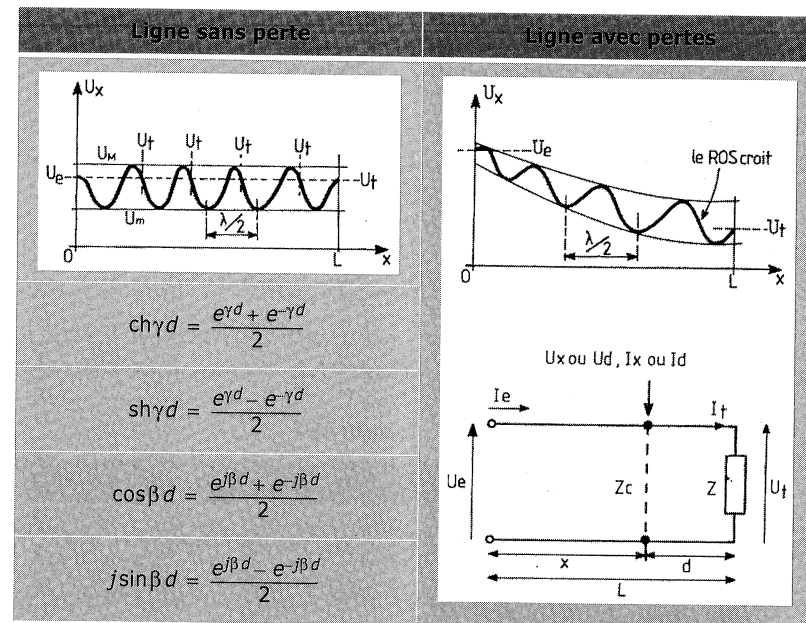


Figure A2.9.

Tableau A2.2 .

| Ligne sans perte | Ligne avec pertes |
|---|--|
| $U_d = U_t \cos \beta d + j Z_c I_t \sin \beta d$ | $U_d = U_t \operatorname{ch} \gamma d + Z_c I_t \operatorname{sh} \gamma d$ |
| ou $U_x = U_e \cos \beta d - j Z_c I_e \sin \beta d$ | ou $U_x = U_e \operatorname{ch} \gamma x - Z_c I_e \operatorname{sh} \gamma d$ |
| $I_d = I_t \cos \beta d + j \frac{U_t}{Z_c} \sin \beta d$ | $I_d = I_t \operatorname{ch} \gamma d + \frac{U_t}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma d$ |
| ou $I_x = I_e \cos \beta x - j \frac{U_e}{Z_c} \sin \beta x$ | ou $I_x = I_e \operatorname{ch} \gamma x + \frac{U_e}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma x$ |
| $Z_d = Z_c \frac{\frac{Z_t}{Z_c} + j \operatorname{tg} \beta d}{1 + j \frac{Z_t}{Z_c} \operatorname{tg} \beta d}$ | $Z_d = Z_c \frac{\frac{Z_t}{Z_c} + \operatorname{th} \gamma d}{1 + \frac{Z_t}{Z_c} \operatorname{th} \gamma d}$ |
| ou $Z_x = \frac{\frac{Z_e}{Z_c} - j \operatorname{tg} \beta x}{1 - j \frac{Z_e}{Z_c} \operatorname{tg} \beta x}$ | ou $Z_x = Z_c \frac{\frac{Z_e}{Z_c} - \operatorname{th} \gamma x}{1 - \frac{Z_e}{Z_c} \operatorname{th} \gamma x}$ |

Tableau A2.2 (suite).



A.2.2 Utilisation de l'abaque de Smith avec les lignes à pertes

Il faut s'entendre sur la notion des lignes à faibles fuites (cas d'un mauvais diélectrique) et à faibles pertes (cas d'une résistance série non négligeable). Elle se traduit par une constante d'atténuation α non négligeable mais faible ; exemple : $\alpha = 0,5$ à 1 dB/m. Ceci permet quelques indispensables simplifications dans la théorie des lignes. De même, il sera sous-entendu que la ligne considérée ne sera pas trop désadaptée. Exemple : $\Gamma \leq 0,1$.

♦ Théorie de base

Le lieu XY de la ligne est défini par le couple :

$$U_d = U_t \text{ch } \gamma d + Z_c I_t \text{sh } \gamma d \quad \text{avec} \quad \begin{cases} U_t = Z_t I_t \\ \gamma = \alpha + j\beta \\ \beta = 2\pi/\lambda \end{cases}$$

En remplaçant $\text{ch } \gamma d$ et $\text{sh } \gamma d$ par ses équivalents exponentiels :

$$\text{ch } \gamma d = \frac{e^{\gamma d} + e^{-\gamma d}}{2} \quad \text{sh } \gamma d = \frac{e^{\gamma d} - e^{-\gamma d}}{2}$$

On aboutit à :

$$U_d = (Z_t + Z_c) \frac{I_t}{2} e^{\gamma d} + (Z_t - Z_c) \frac{I_t}{2} e^{-\gamma d}$$

et en mettant en jeu le coefficient de réflexion :

$$U_d = \underbrace{(Z_t + Z_c) \frac{I_t}{2}}_{U_a} e^{\gamma d} (1 + \Gamma e^{-2\gamma d})$$

$$\downarrow$$

$$\underbrace{(Onde d'aller)}_{\frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c}}$$

Cette structure peut s'écrire autrement :

$$U_d = \underbrace{U_a e^{\alpha d}}_{U_+ = \text{croît avec la distance } d} \cdot e^{j\beta d} + \underbrace{\frac{\Gamma U_a}{e^{\alpha d}}}_{U_- = \text{décroît avec la distance } d} \cdot e^{-j\beta d}$$

$$\downarrow \quad \downarrow$$

$$\cos \beta d + j \sin \beta d \quad \cos(-\beta d) + j \sin(-\beta d)$$

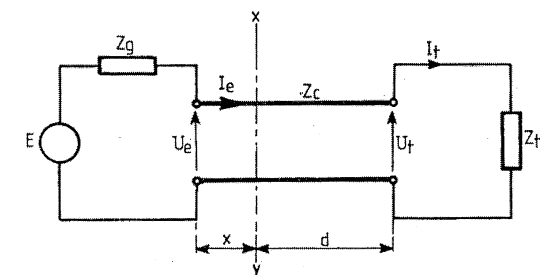


Figure A2.10.

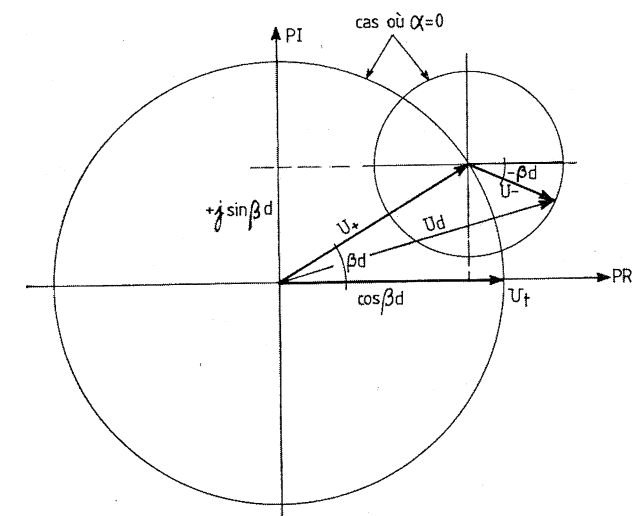


Figure A2.11 - Représentation graphique.

Conclusions :

Le vecteur U_+ est limité par une ellipse **divergente**.

Le vecteur U_- sur une ellipse **convergente** (figure A2.12).

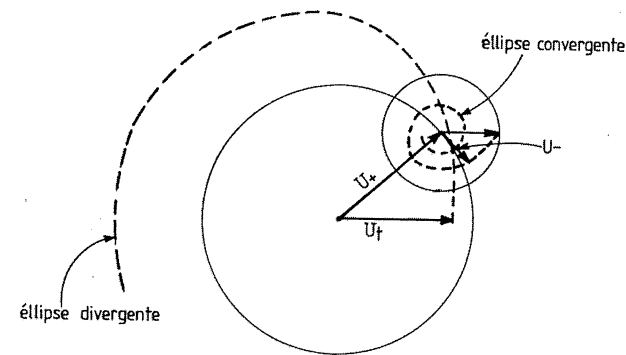


Figure A2.12.

♦ Usage pratique de l'abaque

Cette technique de calcul sous-entend l'absence totale de pertes en ligne. En tous points de la ligne, la tension s'exprime par l'équation :

$$U_d = U_a e^{j\beta d} (1 + \Gamma e^{-j2\beta d})$$

C'est le terme entre parenthèses qui définit la position de l'impédance réduite z_d au point B situé à une distance d de la charge Z_r .

Le vecteur $\vec{\Gamma}$ tourne à vitesse double de l'angle de propagation, dans le sens inverse du sens trigonométrique. De plus, \vec{AB} est défini par rapport à \vec{OA} . Or si l'on prend le cas général d'une ligne à pertes, il faut tenir compte des valeurs absolues des vecteurs en présence : figure A2.13.

La position angulaire de \vec{AB} n'est pas changée.

Si les pertes sont faibles, on peut poser $e^{\alpha d} \approx (1 + \alpha d)$. Si l'adaptation n'est pas trop mauvaise, on peut dire que \vec{OA} et \vec{OB} sont accrus tous les deux de $e^{\alpha d}$. Le nouveau coefficient de réflexion est donc sensiblement :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{(1 + \alpha d)^2}$$

ce qui positionne z'_d réel (point B', voir figure A2.14).

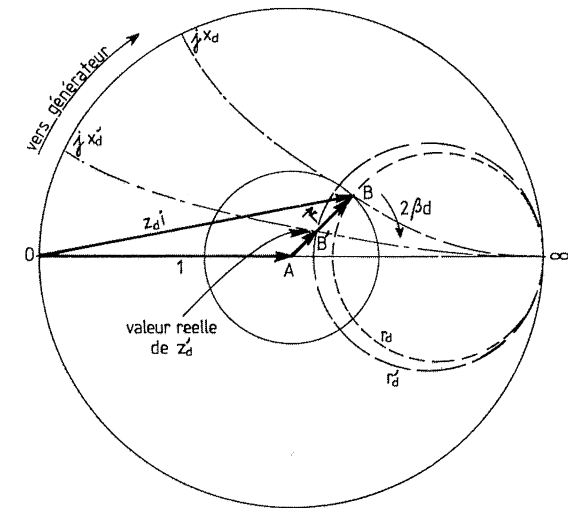


Figure A2.13.

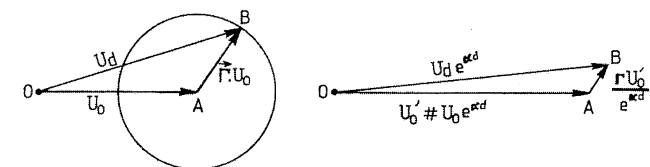


Figure A2.14.

♦ Démonstration mathématique

Si $U_D = U_t \cosh \gamma d + Z_c I_t \sinh \gamma d$ avec

$$\cosh \gamma d = \frac{e^{\gamma d} + e^{-\gamma d}}{2} \quad \text{et} \quad \sinh \gamma d = \frac{e^{\gamma d} - e^{-\gamma d}}{2}$$

On a :

$$U_D = (Z_t + Z_c) \frac{I_t}{2} e^{\gamma d} + (Z_t - Z_c) \frac{I_t}{2} e^{-\gamma d}$$

Car $I_t = \frac{U_t}{Z_t}$.

Posons : $\Gamma = \frac{Z_t - Z_c}{Z_t + Z_c}$.

Il vient : $U_D = \underbrace{(Z_t + Z_c) \frac{I_t}{2}}_{U_a} e^{\gamma d} (1 + \Gamma e^{-2\gamma d})$.

De même :

$$I_D = I_t \operatorname{ch} \gamma d + \frac{U_t}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma d \text{ avec } U_t = Z_t I_t$$

$$= \frac{I_t (Z_c + Z_t)}{2} e^{\gamma d} + \frac{I_t (Z_c - Z_t)}{2} e^{-\gamma d}$$

avec l'équivalence :

$$\frac{Z_c + Z_t}{Z_c} \cdot \underbrace{\frac{Z_c - Z_t}{Z_c + Z_t}}_{-\Gamma}$$

La mise en facteur de $\frac{Z_c + Z_t}{Z_c}$ fournit l'équation :

$$I_D = \underbrace{\frac{I_t (Z_c + Z_t)}{2}}_{I_a} e^{\gamma d} (1 - \Gamma e^{-2\gamma d})$$

Le rapport $\frac{U_D}{I_D} = Z_D$ donne rigoureusement :

$$Z_D = Z_c \frac{1 + \Gamma' e^{-2\gamma d}}{1 - \Gamma' e^{-2\gamma d}}$$

comme $\gamma d = (\alpha + j\beta)d$, on a :

$$Z_D = Z_c \frac{1 + \Gamma' e^{-j2\beta d}}{1 - \Gamma' e^{-j2\beta d}} \text{ avec } \Gamma' = \frac{\Gamma}{e^{2\alpha d}}$$

C'est la formule d'une ligne sans perte mais Γ' devient approximation : $\Gamma/(1 + \alpha d)^2$.

A.3 Théorie générale du champ

L'étude du champ de forces peut s'aborder de différentes manières selon la nature intrinsèque de la force et le niveau de préhension de la théorie.

Nous allons nous efforcer de simplifier tout en généralisant la notion de champ de forces. Le but poursuivi est de raisonner sur les données acquises de la physique afin d'aboutir aux équations de Maxwell utilisées dans la propagation des ondes électromagnétiques, sans recourir à des développements mathématiques trop abstraits ou trop complexes.

A.3.1 Rappel des lois de l'électricité

◆ Définition du champ magnétique

La loi de **Laplace** donne le sens et l'amplitude du champ magnétique engendré par le déplacement dl d'une quantité d'électricité dq dans un conducteur cc' (figure A3.1).

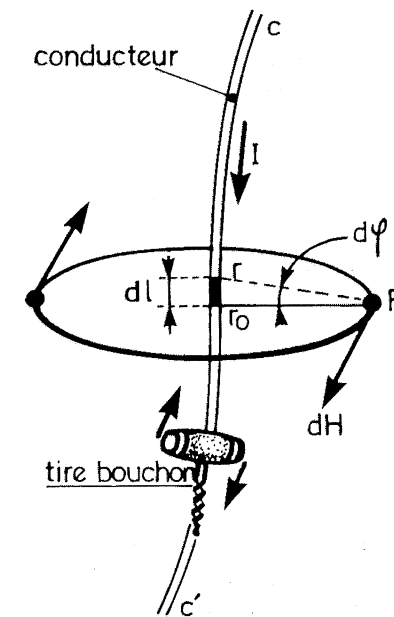


Figure A3.1 - Un conducteur parcouru par un courant engendre un champ élémentaire dont l'amplitude décroît comme le carré de la distance :

$$|dH| = \frac{I dl}{4\pi r_0^2}$$

Nous aurons la différentielle du champ magnétique égale à :

$$dH = \frac{I dl}{4\pi R^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

\vec{r} est le rayon vecteur mené de l'élément de conducteur dl au point de l'espace P où le champ doit être défini.

$\frac{\vec{r}}{r}$ marque l'opération vectorielle. Quant à la fonction, elle répond à la règle générale de répartition sphérique des forces.

Le sens découle de la règle du tire-bouchon placé sur le conducteur dans la direction du courant et tournant dans le sens dextrogyre. Le conducteur peut avoir une forme quelconque. S'il est rectiligne, on intègre de 0 à l'infini l'ensemble des éléments de courant : dans ce cas, on obtient la loi de **Biot et Savart** :

$$H = \frac{2I}{4\pi r_0}$$

r_0 est la distance minimale du point p au conducteur, et le facteur 2 résulte du fait que les effets s'additionnent de part et d'autre du plan de P .

Remarques :

a) La notion d'intensité de champ H est une abstraction. En fait, il ne peut exister qu'une induction dans un milieu de perméabilité définie par :

$$\mu = \mu_r \cdot \mu_0$$

avec : μ_r perméabilité relative (1 dans le vide et l'air sec), et μ_0 perméabilité absolue du vide = $4\pi \times 10^{-7}$ henry par mètre.

Dans ce cas, les formules ci-dessus deviennent

$$dB = \frac{Idl}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \cdot 10^{-7}$$

$$\text{et } B = \frac{2I}{r_0} \cdot 10^{-7} \text{ (tesla)}$$

b) On prendra garde de ne pas faire l'amalgame entre la quantité d'électricité dq et l'électron. C'est une confusion que l'on pratique souvent en oubliant que l'électron a une masse : la quantité d'électricité est la cause d'un champ uniquement statique **si elle est fixe et conjointement** statique et magnétique **si elle se déplace**. Une quantité d'électricité n'a pas besoin d'un support matériel pour exister et son déplacement n'est pas lié à celui de l'électron. On peut en comprendre la notion en observant ce qui se passe dans un conducteur soumis à une différence de potentiel, donc à un champ électrostatique : le déplacement des électrons est relativement lent ; par contre, la propagation du phénomène s'avère quasi instantanée. Pour se fixer les idées, on aura recours à un tube rempli de billes d'acier de même diamètre que le diamètre intérieur du tube, si l'on pousse la première bille accessible à un bout du tube, comme toutes les billes se touchent, celle qui occupe l'autre extrémité va sortir du tube presque immédiatement ; la propagation de la force s'effectue donc de proche en proche pratiquement sans délai. Par contre, la première bille n'aura avancé que d'une distance égale à son diamètre ! Il en est de même pour les électrons en mouvement dans un conducteur.

On pourrait en fait démontrer que la vitesse de propagation est intimement liée à la « perméabilité » du milieu alors que celle des électrons se trouve fixée indirectement par la « viscosité » de ce milieu donc à la résistance du conducteur, au nombre des électrons libres, à l'ampleur de la différence de potentiel, etc. On touche là un des concepts les plus délicats de la physique.

♦ Définition du champ électrostatique

Une charge électrique **immobile** exerce autour d'elle une influence qui se nomme le « champ » E.S. L'intensité d'une charge ponctuelle q est :

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

$\frac{\vec{r}}{r}$ est le rayon vecteur unitaire mené de la charge ponctuelle au point considéré du champ. La direction est, en principe, « radiante ». $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ est la permittivité du milieu.

On constate que la loi précédente est de même essence que celle que l'on définit en magnétisme (figure A3.2).

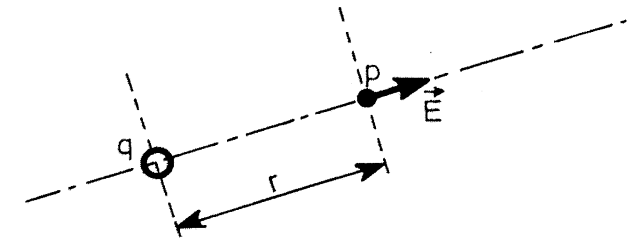


Figure A3.2 – Champ électrostatique créé par une charge isolée à une distance r .

Toutefois, une charge électrique n'est ni unique, ni immobile. Les effets de toutes les charges s'ajoutent algébriquement et les déplacements engendrent un champ magnétique.

Comme dans les aimants où l'on distingue un pôle Nord et un pôle Sud, on constate que les charges de signes contraires s'accouplent pour constituer des « dipôles » de moment $M = ql$ (figure A3.3).

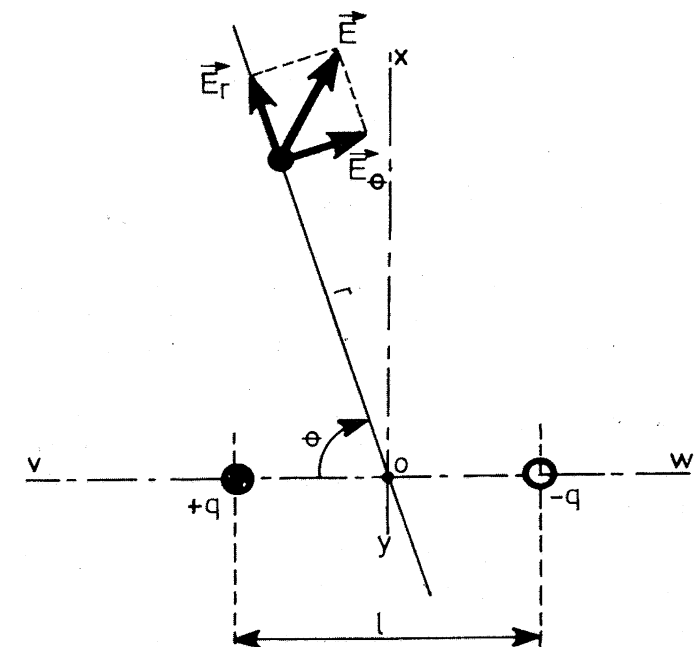


Figure A3.3 – Action d'un couple de charge complémentaire en fonction de l'angle θ défini sur le plan de symétrie.

Dans ce cas, les champs se combinent de telle sorte que la résultante \vec{E} s'incline en fonction de l'angle θ . La formulation se complique par le fait que la référence est prise sur l'axe médian et qu'il faut tenir compte des 2 charges écartées de l .

Or, on peut généraliser la loi de **Coulomb** à n charges électrostatiques telles que :

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \sum_{i=1}^n \cdot \frac{q_i}{r_i^2} \cdot \frac{\vec{r}_i}{r_i}$$

On suppose que $l < r$ et l'application, pour $n = 2$, donne les combinaisons de la figure A3.3.

On a : $\vec{E} = \vec{E}_r + \vec{E}_\theta$.

$$\text{Soit } |E| = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{M}{r^3} \sqrt{3 \cos^2 \theta + 1}.$$

Cette formule n'a, en soi, qu'une importance d'estime car les couples de charges ne sont jamais seuls et il convient d'appliquer la série ci-dessus pour une infinité de charges ! La notion d'intégrale apparaît donc et le problème doit être formulé autrement... La remarque qu'on peut toutefois faire se situe dans l'aspect commun revêtu par les lois physiques en magnétisme et en électrostatique et dans la décroissance rapide du champ en fonction de la distance r . De plus, on notera que le champ \vec{E} est orienté dans le sens de la distance alors qu'en magnétisme, le champ \vec{H} tourne autour de la charge en mouvement (figure A3.1).

◆ Dualité magnétisme électrostatique

Une charge définit un champ électrique. Un déplacement de charges engendre un courant électrique et nous avons vu que cela crée un champ magnétique. Cela conduit à une évidence pourtant mal appréhendée par le technicien : **il ne peut y avoir de champ magnétique sans champ électrique et vice versa**. Seules les proportions varient selon l'organe générateur de champ.

◆ Définition du champ électromagnétique

Imaginons deux conducteurs C_1 et C_2 alignés dans le prolongement l'un de l'autre. Ils supportent des charges q en déplacement puisqu'on suppose qu'un courant les parcourt (figure A3.4). Le générateur E est la source de ce courant, lequel se referme à l'infini sur les conducteurs supposés très longs et se rejoignant à l'infini. Le cas est fondamentalement différent de l'électrostatique car les charges sont ici en mouvement et elles ont toutes le même signe.

En fait, le champ créé est plus complexe car il doit conjuguer les phénomènes magnétiques et statiques des lois précédentes. Toutefois, la comparaison s'arrête là car les lois énoncées ne doivent pas être appliquées telles quelles. Expérimentalement, on recense trois champs, orientés en quadrature, deux par deux :

- Le champ magnétique H_ϕ qui a une direction définie par la loi de Laplace, c'est-à-dire : perpendiculaire à la direction de la propagation.
- Le champ électrique \vec{E}_r , dirigé dans cette direction et qui répond à la loi de Coulomb ; **son amplitude décroît très vite avec la distance**.
- Le champ électrique \vec{E}_θ en quadrature avec le champ précédent et qui est le pendant de la composante magnétique.

La distance r étant grande devant la localisation des courants I ($h < r$), on considère que $E_\theta \neq 0$ et que la direction P est la résultante du produit vectoriel $E_\theta \wedge H_\phi$. Il s'agit d'une puissance par m^2 que l'on a coutume d'appeler « vecteur de Poynting ».

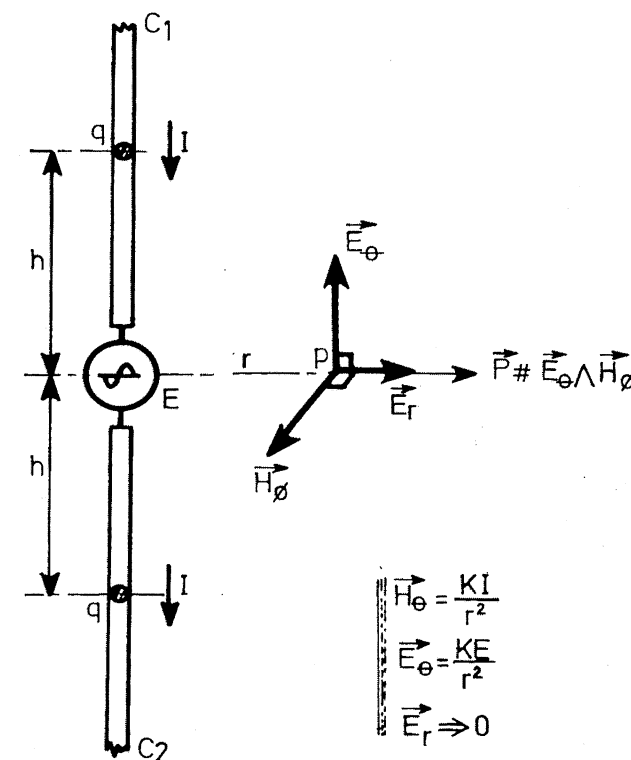


Figure A3.4 – Champ électromagnétique créé par un courant I parcourant deux conducteurs jugés suffisamment longs.

$$|\vec{P}| = \frac{V}{m} \times \frac{A}{m} = \frac{W}{m^2}$$

La grandeur des champs composites dépend du mode de répartition des « charges » (c'est-à-dire du courant) qui circulent dans les conducteurs. De là, découle le mode de propagation des ondes et, par son contour, le diagramme de rayonnement de l'antenne ainsi constituée.

◆ Lois fondamentales du champ EM

La source d'énergie génère une énergie de caractère vibratoire donc variant avec le temps et le lieu. Pour un endroit précis de l'espace, le champ de force aura pour expression :

$$E, H = E_0, H_0 \sin(\omega t + \phi)$$

Cette onde « électromagnétique » a son amplitude qui change avec le lieu puisqu'il y a propagation. Elle répond à tout instant à la loi relativiste¹.

$$\frac{\delta^2 E, H}{\delta r^2} = \frac{\delta^2 E, H}{\delta t^2} \cdot \epsilon \cdot \mu$$

1. Loi d'Einstein.

où la distance, le temps et les constantes du milieu sont liés au niveau des dérivées partielles du second ordre, pour chaque composante du champ EM. Cette équation fondamentale trouve son application dans un système d'axes orthonormés dont l'origine coïncide avec le centre de la source d'énergie radiante. Si celle-ci est de caractère ponctuel (source isotropique), le rayonnement est sphérique comme il est supposé être dans le cas de la sphère « pulsante » (figure A3.5). Dans le cas d'une source quelconque il faut analyser dans l'espace comment rayonne la source en fonction de sa forme, c'est-à-dire dans le cadre du champ EM, en fonction de la répartition en courant qui parcourt les conducteurs soumis au générateur.

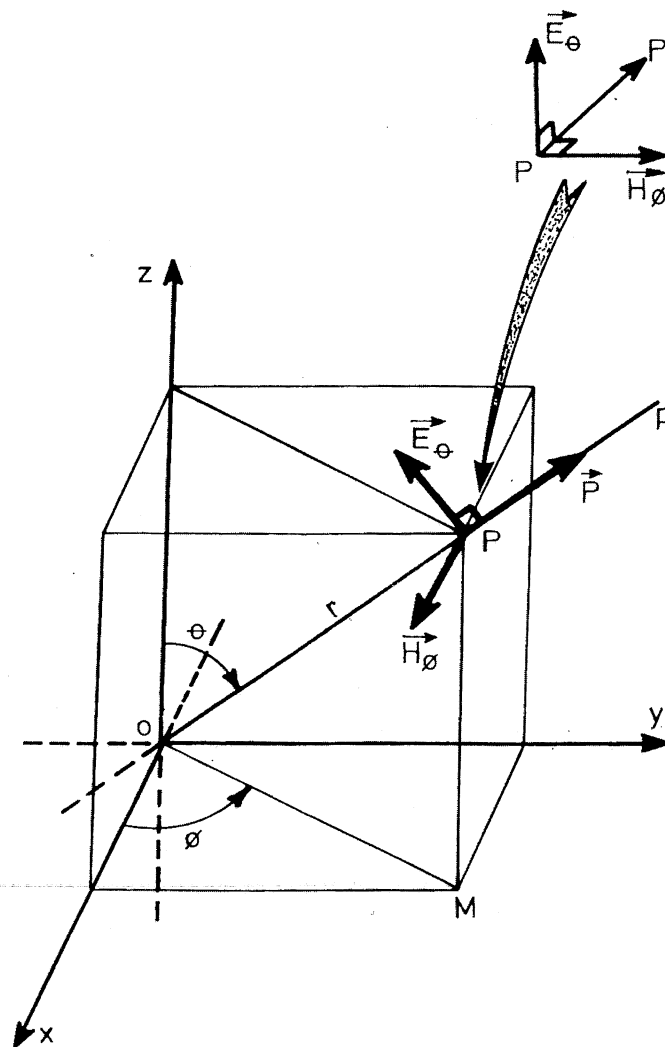


Figure A3.5 – Définition d'un champ EM dans un système d'axes orthonormés.

Si nous nous plaçons dans les conditions idéales où la source placée en O est ponctuelle, le lieu des points où la puissance P reste constante est une sphère de rayon r passant par le point P .

À mesure qu'on s'éloigne de O , la surface qui coupe la direction OP devient de moins en moins convexe et s'approche de plus en plus d'une surface **plane**. Les ondes qui y sont localisées sont également planes donc équiphasées.

Tout d'abord, nous allons tourner le système d'axes orthonormés de telle sorte que les composantes \vec{E} et \vec{H} soient dans le même plan que les directions Ox et Oy . Les dérivées partielles de \vec{E} et de \vec{H} par rapport à x et à y sont donc toujours nulles, ce qui simplifie la loi relativiste ci-dessus. Il ne reste que la variation suivant z et, évidemment, celle en fonction du temps.

Pour définir comment varient les vecteurs en présence, il faut analyser l'évolution de la surface énergétique dans l'espace en fonction du temps et suivant les trois axes. On arrive à une symbolique regroupant dans une seule formule une application qui implique les lois de Faraday, d'Ampère, de Gauss sous des formes dont le mérite revient à Maxwell (calcul réalisé en 1860 !) et qu'on appelle « rotationnelles » et « divergences », dans le langage mathématique.

Pour ce faire, il convient de souligner une évidence : la loi relativiste – que ne connaissait pas Maxwell à l'époque – prouve que le temps et le lieu sont reliés. C'est la **propagation des ondes** qui justifie cela car l'énergie ne se répand pas instantanément autour de la source ponctuelle ; il y a une vitesse de propagation qui est celle existant dans les milieux de perméabilité relative μ_r , et de permittivité relative ϵ_r :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

C relie en effet les perméabilités et permittivité absolues :

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$$

$$\mu = \mu_r \cdot \mu_0$$

$$\text{Vitesse de la lumière : } c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

En conséquence, à cause du phénomène vibratoire, il peut exister deux endroits où les amplitudes de champ sont les mêmes, un où l'amplitude est liée à la distance de la source, donc au système d'axes, l'autre est en relation avec le temps puisque le champ est périodique.

Sans entrer trop dans le détail de ce qui est un développement mathématique assez ardu, surtout au niveau de cet ouvrage, nous aurons dans le **tableau A3.1** les bases des équations de Maxwell **appliquées à un milieu diélectrique parfait : le vide** et, par extension, l'air sec. En effet, la conductibilité $\sigma = 1/\rho$ est nulle, ce qui a pour effet de simplifier les lois de Maxwell/Ampère et de les rendre de même forme que celles de Maxwell/Faraday, caractéristique particulière conduisant à l'onde plane élémentaire. De même, la densité de charge électrique propre au milieu est nulle.

A.3.2 Postulat de la sphère « pulsante »

Considérons une entité radiante de forces présentée sous la forme d'une sphère « pulsante » sur laquelle se répartissent les énergies issues d'une source ponctuelle coïncidant avec le centre de la

sphère (figure A3.6). Soit W_i (en joules) l'énergie issue de cette source : chaque parcelle de surface soumise à cette énergie reçoit la quotité disponible :

$$w = \frac{W_i}{4\pi R^2} \text{ (J/m}^2\text{)}$$

R étant le rayon de la sphère (en mètres).

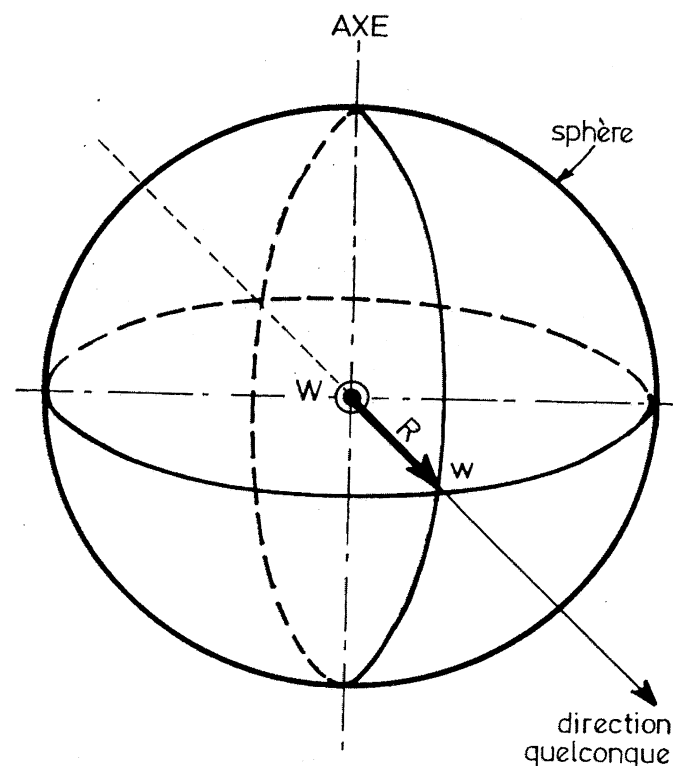


Figure A3.6 – Une énergie radiante W développe un champ de forces dans toutes les directions. Cette même énergie se répartit à une distance R sur la surface d'une sphère centrée sur le point d'irradiation.

L'énergie disponible décroît donc comme le carré de la distance au centre de la sphère. Cette énergie peut être quelconque : mécanique fluide, électrique, magnétique ou électromagnétique. La théorie est la même pour toutes. S'il s'agit d'un phénomène à caractère vibratoire, la source ponctuelle rayonne une puissance P_i et la puissance par unité de surface est égale à :

$$p = \frac{P_i}{4\pi R^2} \text{ (W/m}^2\text{)}$$

A.3.3 Puissance recueillie

L'énergie répartie sur la surface sphérique existe à l'état latent. Si l'on imagine un dispositif capteur, l'énergie recueillie dépendra de la surface S du capteur. Afin de se donner une idée concrète du phénomène, considérons la lumière rayonnée par le soleil. On peut la considérer, vue la distance, comme une source d'énergie sphérique donc émettant la lumière de manière uniforme autour d'elle. Plaçons maintenant un capteur solaire perpendiculairement à la direction du soleil. Le problème de l'angle d'incidence est résolu, et il semble logique que plus la surface S du capteur est grande, plus la puissance qui s'y développe est élevée (figure A3.7).

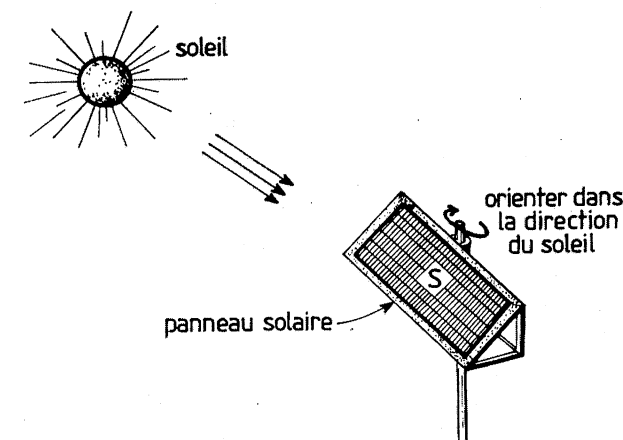


Figure A3.7 – Un panneau solaire capte de l'énergie proportionnelle à sa surface.

La puissance recueillie est donc donnée par la relation élémentaire :

$$P_r = p \cdot S = \frac{SP_i}{4\pi R^2} \text{ (W)}$$

A.3.4 Équivalent de transmission

Il y a transmission d'énergie entre la source « radiante » et le « capteur » de surface S .

Le rapport des puissances incidente et recueillie constitue un affaiblissement qui intègre la distance puisque l'on effectue un rapport entre la surface S de l'organe capteur et l'aire de la sphère $4\pi R^2$ passant par le lien du capteur :

$$\frac{P_r}{P_i} = \frac{S}{4\pi R^2}$$

qui s'exprime en dB, si l'on implique les logarithmes.

A.3.5 Orientation du champ de forces

Cela suppose que l'« onde » issue de la source ponctuelle se répartisse effectivement selon une structure régulièrement sphérique et qu'aucun obstacle ne vienne en troubler la répartition. On dit alors que la source est **isotropique** et que la propagation s'effectue en milieu homogène et neutre. Sinon, un coefficient $G_{(\alpha, \theta)}$ vient multiplier la puissance émise et tient compte de l'orientation α, θ

subie dans l'espace par le rayonnement : $P_i = G_{(\alpha, \theta)} \cdot P_o$. Cela suppose un référentiel approprié passant par le centre théorique de la sphère où se développe la puissance P_o .

Si le milieu n'est pas neutre, un coefficient τ, μ , ou ϵ s'insinue dans la transmission de l'énergie ; mais il faut en qualifier exactement la nature pour corriger par le bon coefficient, le paramètre qui est altéré ou amélioré. Aussi, on considère plutôt que l'organe capteur d'énergie possède un rendement qui dépend :

- de sa disposition par rapport au champ de forces incident donc par rapport au référentiel déjà cité ;
- de sa forme et de ses dimensions par rapport au plan sphérique de l'onde incidente ;
- du milieu perméable où se propage ce champ de forces.

Le troisième aspect est délicat et intervient dans la vitesse de propagation de l'onde : si le milieu est transparent à la force et si le champ de forces est une onde de choc (par exemple : les vagues qui résultent de la chute d'une pierre dans l'eau : voir figure A3.8), le phénomène se propage selon la même loi que ci-dessus, mais la « viscosité » du milieu s'accompagne évidemment d'une absorption d'énergie qu'il faudra bien dimensionner d'une façon ou d'une autre. Par contre, le problème de l'orientation du capteur se résout facilement en multipliant la puissance de réception par un coefficient $G_{(\beta, \varphi)}$ qui manipule les angles du système par rapport au champ de force incident (figure A3.9). La construction géométrique est évidente : les angles se justifient par le fait que la source et le capteur ne sont pas sur le même plan, ni même *a priori*, orientés l'un vers l'autre ! Par conséquent, si l'on conçoit un système d'axes orthonormés x, y, z , nous aurons donc un premier référentiel défini par la direction privilégiée du champ de force (par exemple Oy pour la source) et un second référentiel défini par le plan actif du capteur (direction Oy pour le cas où elle reste perpendiculaire au plan xoz de celui-ci).

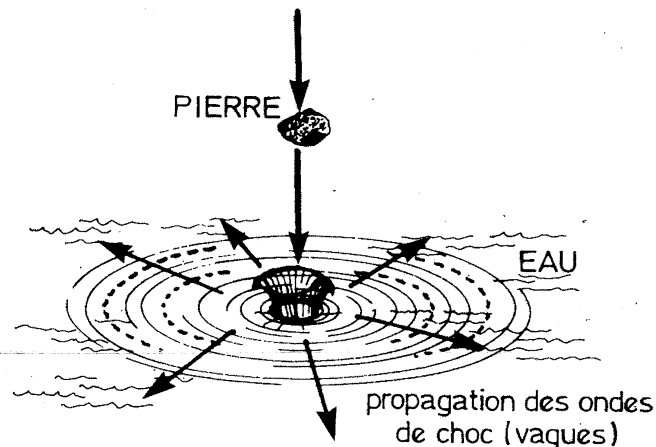


Figure A3.8 – Une pierre jetée dans l'eau engendre des ondes qui se propagent vers l'extérieur en ronds concentriques.

Ainsi, la direction OP vers le capteur se situe, au niveau de la source, dans un plan toz tourné de α par rapport au plan référentiel xoz . Puis, par rapport à la verticale zoz' , cette direction est inclinée de θ vers le bas. Le champ de force ou « rayon énergétique » OP tombe sur le capteur sous un angle

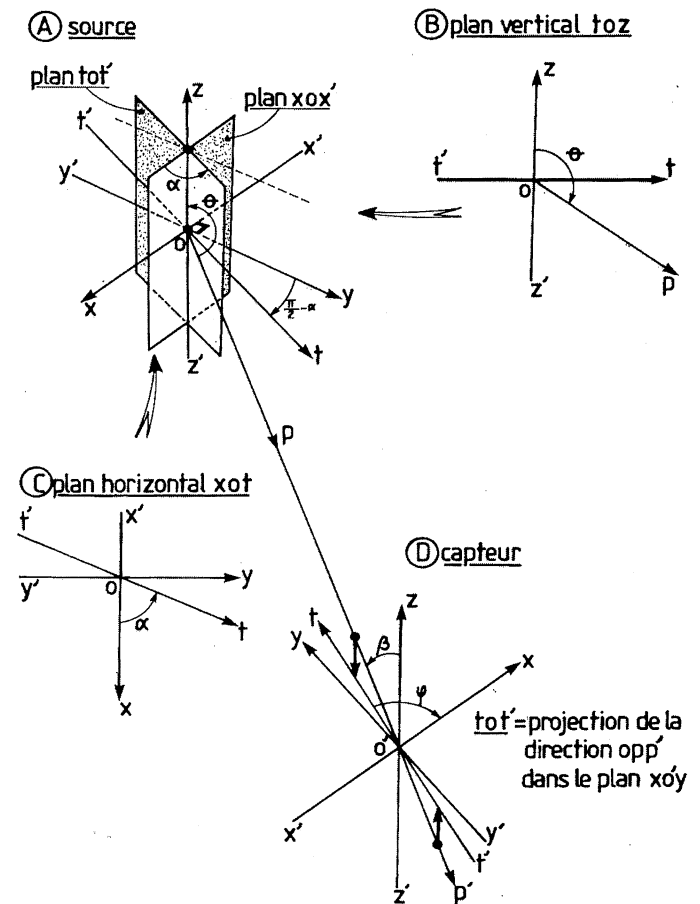


Figure A3.9 – Situation du référentiel du capteur vis-à-vis de celui de la source.

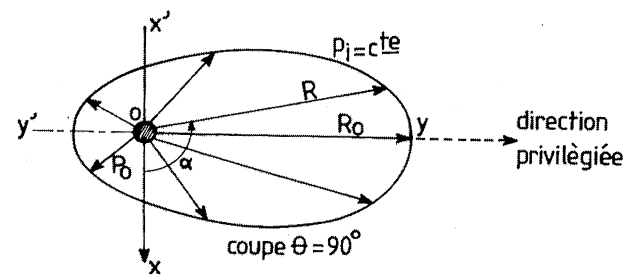
β défini par rapport au plan xoz où s'inscrit le plan du capteur. La projection du rayon OP sur le plan xoy perpendiculaire au plan du capteur, définit la ligne tot' qui est tournée de φ vers l'arrière de la construction c'est-à-dire vers la source.

Là, une remarque s'impose : la définition des angles est dextrogyre – de gauche à droite –, dans le plan horizontal et du haut vers le bas, dans le plan vertical, quand on observe le système dans la direction où le coefficient correcteur G intervient.

A.3.6 Diagramme de directivité

Nous sommes partis du principe que la source de forces n'était pas isotrope et que certaines régions de l'espace étaient plus avantagées que d'autres.

Il paraît judicieux de définir le coefficient correcteur le plus fort c'est-à-dire celui qui correspond à la direction privilégiée du champ de forces. Tous les autres points de l'espace auront donc une efficacité moins grande (figure A3.10).



— Figure A3.10 – Lieu des points où la puissance est constante dans un cas – quelconque – où le rayonnement énergétique est orienté dans une direction privilégiée R_0 .

Si l'on souhaite connaître le lien des points où la puissance captée est constante, il paraît évident que la distance R va intervenir. Ainsi, en se plaçant dans la direction privilégiée nous aurons la puissance :

$$p_{io} = \frac{G_o \cdot P_o}{4\pi R_o^2}$$

Le coefficient G_o est maximal dans la direction R_o . Si nous voulons la même puissance dans une direction différente, définie par les angles α et θ , puisque le coefficient $G_{(\alpha, \theta)}$ baisse, il faudra réduire aussi la distance $R < R_o$ telle que :

$$p_i = p_{io} = \frac{G_{(\alpha, \theta)} \cdot P_o}{4\pi R^2} = \text{constante}$$

Le lieu des points dans l'espace où la puissance $P_i = Sp_i$ reste constante sera donc un volume qui entoure le point où se situe la source d'énergie P_o .

Ces formules vont nous permettre de tirer une relation liée à l'équation caractéristique du contour :

$$\frac{G_o}{G_{(\alpha, \theta)}} = \left(\frac{R_o}{R}\right)^2$$

G_o est une constante, c'est la valeur du « gain » maximum. $G_{(\alpha, \theta)}$ varie avec les angles donc se trouve liée à G_o au moyen de cette équation caractéristique. Nous la désignerons sous la forme d'une variable paramétrique :

$$G_{(\alpha, \theta)} = G_o r_{(\alpha, \theta)} = G_o \left(\frac{R}{R_o}\right)^2$$

L'équation polaire du contour est donc $R^2 = R_o^2 r_{(\alpha, \theta)}$.

Le facteur $r_{(\alpha, \theta)}$ est égal à 1 pour $R = R_o$; mais il devient inférieur à 1 pour $R < R_o$, c'est-à-dire si α et θ ont des angles différents de ceux qui donnent le « gain » maximum G_o .

$r_{(\alpha, \theta)}$ est donc bien le diagramme de directivité de la source.

La figure A3.10 donne un exemple quelconque de contour à niveau de puissance constant découpé dans le plan horizontal xoy . Il est tout aussi possible de définir une découpe ou « lobe » (contour

fermé) dans le plan vertical $yo z$. Les résultats ne seront pas identiques si le diagramme $r_{(\alpha, \theta)}$ n'est pas lui-même symétrique.

En modifiant les formules ci-dessus, on peut donc établir une loi de répartition de la puissance :

$$p_i = \frac{G_o \cdot P_o \cdot r_{(\alpha, \theta)}}{4\pi R^2}$$

Le produit $G_o \cdot P_o$ est une grandeur particulière qui accroît ou qui abaisse la puissance « incidente » P_i en fonction du facteur de directivité de la source.

Exemple : les satellites de télévision émettent avec une antenne qui possède un gain important à cause d'une surface rayonnante élevée (parabole). Le produit $G_o \cdot P_o$ est désigné par le sigle PIRE (Puissance Isotrope Rayonnée Équivalente). Dans une direction non privilégiée, la puissance incidente s'exprime donc de la façon suivante : $P_i = P_o \cdot r_{(\alpha, \theta)}$.

A.3.7 Équations de Maxwell

Comme il n'est pas possible de situer physiquement courant et tension dans une source ponctuelle, on construit un modèle mathématique manipulable. Ensuite, on voit comment évolue le champ autour de la source réelle à distance constante. Cela conduit notamment à étudier comment varie le gradient de potentiel dans des conditions précises. Ce sont les équations de propagation qui constituent la pierre d'achoppement de tout l'édifice mathématique. Toutefois, leur application n'est possible que si les composantes H et E sont en quadrature : le but poursuivi est de trouver la relation qui existe entre les deux composantes du champ électromagnétique.

Avant de poursuivre, il faut commenter les équations de Maxwell exposées dans le tableau A3.1 car les lecteurs ne sont pas tous familiarisés avec la symbolique proposée. Notre souci est en effet de privilégier l'aspect physique des équations et de les rendre accessibles au plus grand nombre, même si la symbolique mathématique n'est pas évidente.

Tout d'abord, il faut rappeler le sens de la dérivée partielle, avec pour cause initiale la propagation dans l'espace référentiel du point P où le champ est défini.

À cause de cette propagation, Maxwell a eu le mérite d'isoler les composantes de l'évolution du champ projetées sur chaque axe. Ainsi le vecteur E possède trois projections E_x , E_y et E_z , puisqu'il y a 3 axes et qui évoluent aussi.

Comme il a été spécifié ci-dessus, les champs ne sont pas fonctions de x et de y mais de z , à cause de l'orientation choisie pour le référentiel orthonormé. C'est aussi ce que révèlent les lois de Gauss (que nous évoquons dans le tableau A3.1).

En revanche, les projections peuvent évoluer en fonction des autres axes, ce qui constitue la proposition originale de Maxwell. La relation entre H , E et le temps se définit par les variations relatives et les signes résultant de la position des vecteurs par rapport aux axes arbitraires.

L'emploi des **dérivées partielles** se justifie par le fait que tous les paramètres de la propagation varient en même temps et que, pour définir la variation relative, on ne retienne qu'une **seule variable à la fois**, les autres étant considérées temporairement constantes.

Il nous reste à simplifier la représentation car ces équations sont lourdes à écrire.

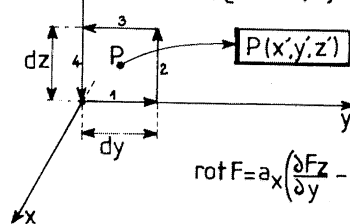
En mathématiques, la notation rotationnelle permet cela : il s'agit de calculer le gradient d'un contour fermé ramené au niveau infiniment petit (figure A3.11). On pratique cela d'un plan à l'autre. La résolution de l'équation de la figure A3.11 aboutit à la transposition d'un plan à l'autre :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= \mu \frac{\delta H}{\delta t} \\ \text{rot } \vec{H} &= \epsilon \frac{\delta E}{\delta t} \end{aligned} \right\} (1)$$

pour un plan zoy :

$$\oint_C F \cdot dl = \int_1 F_y dy + \int_2 F_z dz - \int_3 F_y dy - \int_4 F_z dz$$

$$\int_C F \cdot dl = \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) dy dx$$



$$\text{rot } F = a_x \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) + a_y \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) + a_z \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right)$$

Figure A3.11 – Définition du rotationnel et intégrale de circulation du contour dans un plan donné pour une fonction F quelconque.

Il faut s'assurer que l'énergie rayonnée reste stable, c'est-à-dire quelle ne **diverge** pas. On analyse dans un espace référencé comment évolue le flux de force par unité de volume (figure A3.12).

Si l'on part du principe que l'on souhaite un rayonnement de type sphérique, toutes les forces issues de la source ont la même grandeur (rayonnement isotropique) : leur résultante est un point d'application qui ne change pas de coordonnées. On démontre donc que :

$$\left. \begin{aligned} \text{div}(\mu H) &= 0 \\ \text{div}(\epsilon E) &= 0 \end{aligned} \right\} (2)$$

Les conclusions qui en découlent sont que les opérateurs rotationnels¹ sont liés à l'équation relativiste vue précédemment et que distance et temps définissent essentiellement la propagation. Celle-ci donne l'effet de deux sinusoïdes qui s'entrecroisent (figure A3.13) dans deux plans en quadrature. Il s'agit de l'onde monochromatique plane que l'on verra plus loin.

Or, que l'on observe les équations du tableau A3.1 ou bien la forme résumée (1) ci-dessus, on constate que l'on peut passer du champ magnétique au champ électrique par simple application de la rotationnelle.

On a :

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\delta \vec{H}}{\delta t}$$

1. Indifféremment féminin ou masculin, selon qu'on parle de « notation rotationnelle » ou d'« opérateur rotationnel ».

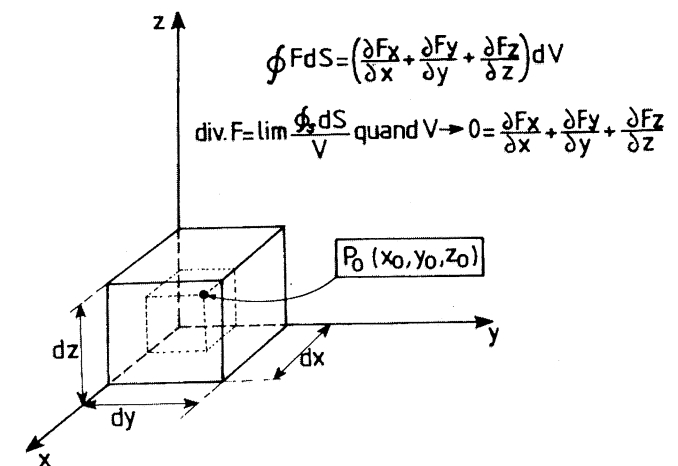


Figure A3.12 – Évaluation du flux de force traversant chaque surface du cube élémentaire de volume et partant du point d'application P_0 . Le flux de force par unité de volume $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ qualifie la divergence de la fonction F , c'est-à-dire son évolution dans l'espace. Il s'agit d'un système scalaire qui qualifie l'expansion d'un phénomène dans des coordonnées cartésiennes.

Mais :

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{rot} \left(-\mu \frac{\delta \vec{H}}{\delta t} \right)$$

ou encore :

$$-\mu \frac{\delta}{\delta t} (\text{rot } \vec{H})$$

La rotationnelle de \vec{H} est donnée par la loi de Maxwell/Ampère et en remplaçant par son équivalent, il nous faut dériver deux fois :

$$\text{rot}(\text{rot } E) = -\epsilon \mu \frac{\delta^2 \vec{E}}{\delta t^2}$$

Maintenant que l'égalité est homogène, il convient de définir ce que signifie la rotationnelle d'une rotationnelle ! Physiquement, cela correspond à une évolution du vecteur \vec{E} , c'est-à-dire à un « gradient » auquel on va ôter le déplacement relatif de même degré défini par :

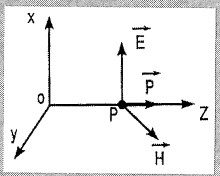
$$\Delta \vec{E} = \frac{\delta^2 \vec{E}}{\delta z^2}$$

... dans la direction de z où se place par convention le vecteur de Poynting \vec{P} .

Physiquement, le gradient s'exprime par :

$$\text{Grad}(\Sigma E_c) = \text{rot}(\text{rot } \vec{E}) + \Delta \vec{E}$$

Tableau A3.1 – Équations de Maxwell*.

| | |
|--|---|
| 1. Loi de Faraday | |
| $\left. \begin{aligned} -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned} \right\} \text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ |  |
| 2. Loi d'Ampère (en milieu diélectrique parfait) | |
| $\left. \begin{aligned} \epsilon \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \epsilon \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \epsilon \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{aligned} \right\} \text{rot } \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ | |
| 3. Loi de Gauss (en milieu sans charge volumique) | |
| $\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{div } \vec{E} = 0$ | |
| * Les équations sont appliquées aux lois fondamentales de l'électricité. | |

Mais la somme des composantes de $\vec{E}_c(\Sigma E_c)$ est en fait la divergence ($\text{div } \vec{E}$) qui est nulle dans le paragraphe 3 du tableau A3.1. On a donc :

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = -\Delta \vec{E}$$

et en remplaçant ces grandeurs par leur équivalence, on obtient l'équation différentielle homogène suivante :

$$\left\{ \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \right\}$$

dans laquelle $\epsilon \mu = \frac{1}{v^2}$ avec v = vitesse de propagation réelle dans le milieu considéré.

Cette équation se résout selon les règles de mathématiques qui nous suggèrent une solution de la forme :

$$E = E_o \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right)$$

selon l'axe dans lequel la propagation se fait arbitrairement.

La distribution du champ se fait donc dans le plan de x en fonction de la distance z comme une sinusoïde, ce qui justifie la figure A3.13.

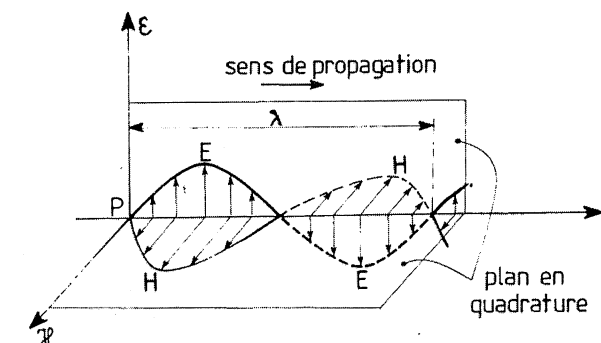


Figure A3.13 – Représentation instantanée des composantes de l'onde monochromatique plane.

On aurait pu, de même, établir une loi analogue pour \vec{H} , à la différence près qu'elle serait constamment en phase avec \vec{E} mais dans le plan de y .

Cette représentation aboutit à une « onde transverse électromagnétique » ou TEM, avec \vec{E} selon l'axe x et \vec{H} selon l'axe y .

Dans cette convention, il n'y a pas de composante dans le plan de z . En fait, cela n'est pas tout à fait vrai car nous avons fait quelques approximations au départ et il y a bien un champ en quadrature avec les deux autres mais qui décroît très vite, comme le carré de la distance. On le néglige donc...

De plus, il y a des pertes et l'onde n'est pas tout à fait plane, d'où des différences qui sont toujours constatées entre la théorie et la pratique.

Enfin, il faut modifier ces relations pour séparer le temps et la distance dans une formulation plus commode à manipuler.

L'application qu'on en fait résulte de la résolution des équations différentielles ci-dessus que l'on peut résumer comme suit, en ne retenant que les parties réelles :

$$E, H = E_o, H_o (e^{-j(\omega t - kr)})$$

avec :

- $E_o, H_o = j\omega A_o = j\frac{k}{\mu} A_o$
- $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ = Constante de la propagation de l'onde plane.
- A_o = amplitude du phénomène électrique correspondant.
- r = distance de la source.

A.3.8 Équations de propagation

L'équation de propagation étant définie, il suffit de la lier au phénomène électrique qui génère l'onde, c'est-à-dire : l'antenne.

Le modèle de générateur est celui du dipôle élémentaire, concept théorique du doublet court devant la longueur d'onde λ et où l'on suppose constante l'amplitude du courant I (figure A3.14).

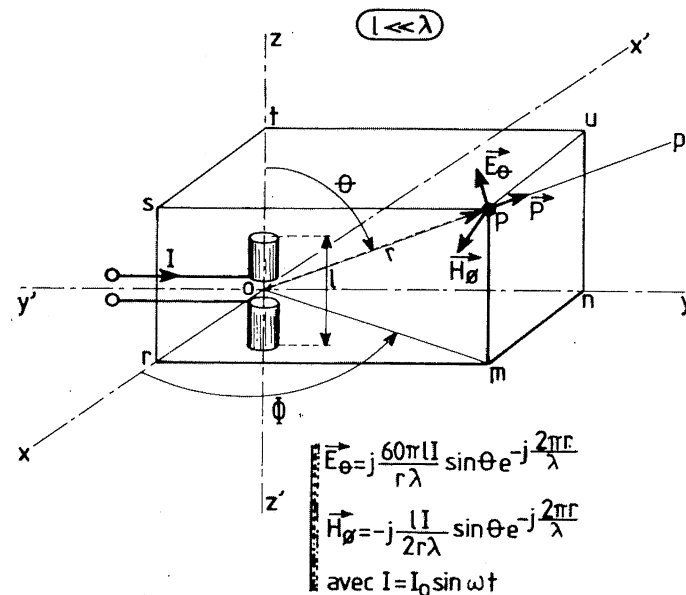


Figure A3.14 – Rayonnement d'un doublet de très faible longueur devant la longueur d'onde (dipôle élémentaire).

Comme le champ est jugé pratiquement nul dans le prolongement des brins, et maximum dans le plan perpendiculaire (postulat vérifié par l'expérience), l'inclinaison θ du point de test par rapport à la verticale permet de modifier la conception isotropique au profit d'un diagramme de rayonnement proche de la réalité :

$$E_\theta = j \frac{E_0}{r} \sin \omega t \cdot \sin \theta e^{-j \frac{2\pi r}{\lambda}}$$

$$H_\theta = -j \frac{H_0}{r} \sin \omega t \cdot \sin \theta e^{-j \frac{2\pi r}{\lambda}}$$

avec $E_0 = \frac{60\lambda I l}{\lambda}$ et $H_0 = \frac{I l}{2\lambda}$

L'exponentielle représente l'argument qui tourne dans le sens horaire (figure A3.15) :

$$e^{-j \frac{2\pi r}{\lambda}} = \cos \frac{2\pi r}{\lambda} - j \sin \frac{2\pi r}{\lambda}$$

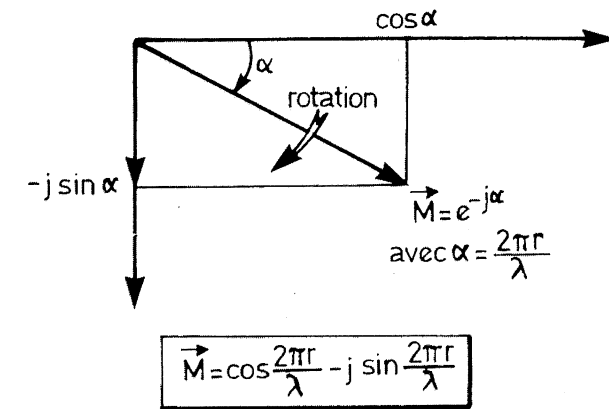


Figure A3.15 – Équivalence de l'exponentielle avec l'argument α laquelle gère la phase de la propagation.

A.3.9 Développement du champ dans l'espace

La loi de variation du champ en fonction de la distance est évidemment hyperbolique :

$$|E| = \frac{E_0}{r} e^{-j \frac{2\pi r}{\lambda}}$$

Cela signifie qu'en « vue directe »¹ l'amplitude de l'onde baisse de moitié chaque fois que la distance double (figure A3.16).

La notion de **force cymomotrice** découle par conséquent du produit $|E| \cdot r$, car il s'agit alors d'une constante exprimée en volts.

(Sur la courbe, nous avons : f.c.m. = $|E| \cdot r = 4 \cdot 10^{-3} \cdot 20 \cdot 10^3 = 80 \text{ V}$.)

Le facteur correctif qui tient compte de l'inclinaison θ par rapport à l'axe passant par le doublet caractérise le diagramme de directivité dans le plan de l'antenne, c'est-à-dire tout autour du dipôle élémentaire. On peut dire que :

$$E = E_1 \sin \theta$$

avec E_1 , le champ à un endroit précis dans le plan perpendiculaire à l'antenne.

La figure obtenue en coupe est deux cercles accolés de chaque côté de l'antenne (figure A3.17). Il s'agit en fait d'un volume constitué d'un cercle tangent au dipôle élémentaire et tournant autour de celui-ci en maintenant le centre dans le plan horizontal xoy , si l'antenne est elle-même verticale.

On dit alors que la polarisation du champ E est verticale (figure A3.4).

Si le doublet était dans le plan horizontal, le diagramme aurait la même forme mais l'on pourrait affirmer que le rayonnement serait nul dans les directions Oz et Oz' , les axes ayant basculé de 90° .

1. Propagation sans obstacle.

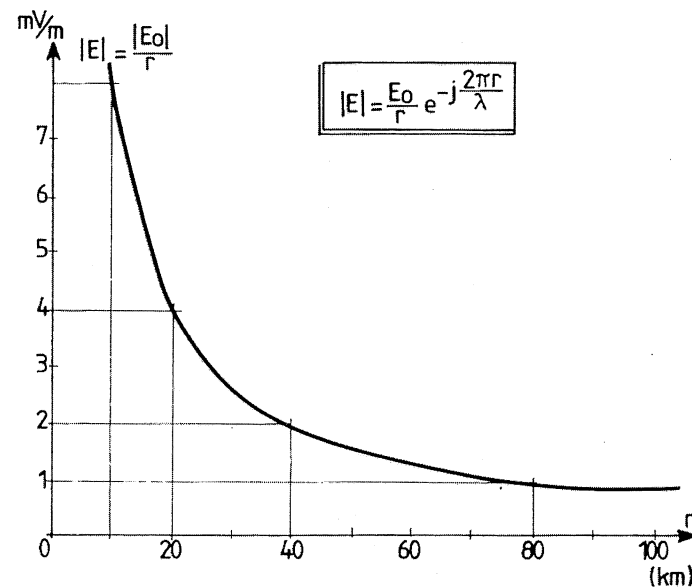


Figure A3.16 – Variation hyperbolique de l'amplitude maximale d'un champ EM en fonction de la distance r . La force cymomotrice s'élève, ici, à $|E|r = 80$ volts.

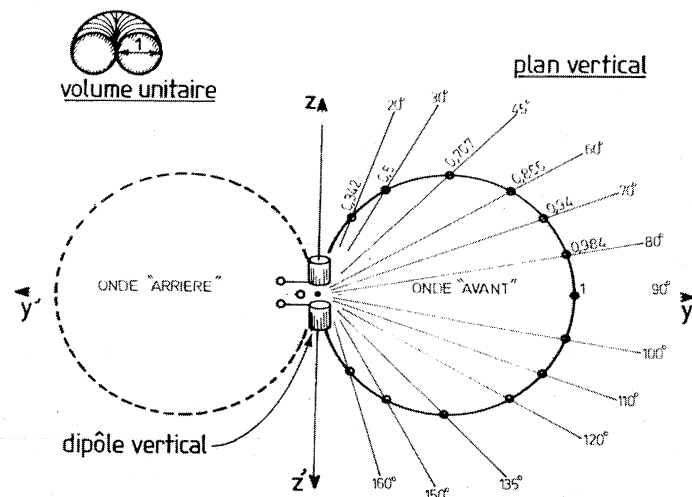


Figure A3.17 – Diagramme de directivité d'un dipôle élémentaire dans le plan vertical. C'est un cercle de rayon 1 dans le plan horizontal yoy' . Le volume « unitaire » est donc voisin d'une citrouille très régulière.

A.3.10 Impédance du milieu

La définition du champ dans le système d'axes orthonormés peut nous conduire à une formulation qui intègre la notion de plans en quadrature :

$$\vec{E} = E_o \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \vec{x}$$

$$\vec{H} = H_o \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \vec{y}$$

\vec{E} et \vec{H} sont en phase en ce qui concerne la variable temporelle.

Le rapport $\frac{E}{H}$ est significatif du milieu dans lequel s'opère la propagation :

$$\frac{E}{H} = \frac{\text{Volt par mètre}}{\text{Ampère par mètre}} = \text{Ohm}$$

Il s'agit d'une impédance qualifiant ce milieu traversé par l'onde EM.

Si nous nous reportons au *tableau A3.1*, il est possible de passer d'une composante de l'onde à l'autre, en tenant compte du fait que les composantes E_x et E_y n'existent pas ; par suite, les dérivées partielles $\frac{\delta E'}{\delta x}$ et $\frac{\delta E'}{\delta y}$ sont nulles.

Nous pouvons dire également que :

$$\mu \frac{\delta H_x}{\delta t} = 0$$

$$\mu \frac{\delta H_z}{\delta t} = 0$$

D'où :

$$\mu \frac{\delta H_y}{\delta t} = \mu \frac{\delta E_x}{\delta z}$$

ce qui, après résolution, donne :

$$\mu \frac{\delta H_y}{\delta t} = \frac{\omega}{v} E_o \sin \omega \left(t - \frac{z}{v} \right)$$

... et après intégration :

$$H_y = \frac{E_o}{\mu v} \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) + C^{\text{Te}}$$

Ce qui justifie le fait que \vec{E} et \vec{H} soient perpendiculaires. Nous pouvons affirmer que :

$$\frac{E_o}{\mu v} = H_o$$

d'où :

$$\frac{E_o}{H_o} = \mu v = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_r \mu_o}{\epsilon_r \epsilon_o}}$$

puisque la vitesse de propagation est égale à :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

Dans le vide (et l'air sec), $\epsilon_r = \mu_r = 1$; donc l'impédance intrinsèque est :

$$Z_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = 120\pi = 377 \Omega$$

Si le milieu est en fait un diélectrique imparfait – on le dit dissipatif –, toute la théorie est à reprendre et il faut notamment considérer un indice n tel que :

$$n = \epsilon - j\frac{\sigma}{\omega}$$

σ = conductibilité = $\frac{1}{\rho}$.

Le milieu devient alors une impédance réactive qui fait déphaser entre elles les composantes du champ électromagnétique (voir Annexe A.5).

A.3.11 Puissance rayonnée

Nous avons déjà affirmé que le produit $P = E \cdot H$ avait l'équation aux dimensions d'une puissance... Sans tenir compte de l'aspect vectoriel, nous pouvons calculer l'expression réelle de cette puissance en effectuant le produit précédent ; on aboutit à une formule très intéressante parce qu'elle suscite bon nombre de réflexions :

$$P = \frac{P_o \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2}{r^2} \cdot \sin \theta \cdot e^{-j2\beta r}$$

avec :

- $P_o = 30\pi I_o^2$ = puissance maximale
- $\frac{l}{\lambda}$ = facteur de réduction dû à la faible dimension de l'antenne
- $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ = constante de propagation.

Cette formule est fondamentale car elle vérifie la théorie qui dit que la puissance décroît comme le carré de la distance.

Le facteur $\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \sin^2 \theta$ qualifie la dimension et le contour du diagramme de directivité en puissance, celui-là même qui va permettre de calculer le gain en puissance de l'antenne.

Enfin, l'exponentielle donne la phase de l'onde, laquelle tourne deux fois plus vite puisque :

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} r \text{ (deux tours de cercle trigonométrique pour une longueur d'onde).}$$

Ces remarques conduisent à une conclusion évidente : le calcul fondamental s'adresse à une répartition de champ qui est déjà une évolution par rapport à la propagation d'une source ponctuelle, entité pour laquelle cette propagation d'ondes est omnidirectionnellement sphérique.

Le rayonnement du doublet élémentaire dans le plan perpendiculaire axial présente donc un gain par rapport à celui d'une source ponctuelle.

A.4 Calcul du rayonnement des antennes

La connaissance des lois fondamentales de l'électricité nous permet de mettre maintenant en œuvre une théorie appliquée au rayonnement des antennes et, surtout, à leur directivité. Elle définit aussi leur gain par rapport à une source ponctuelle, ce qui n'est qu'une vue de l'esprit, ou par rapport au doublet élémentaire qui est le lien physique entre la source ponctuelle et la réalité.

A.4.1 Notion de directivité

Une antenne de petites dimensions par rapport à la longueur d'onde (antenne « ponctuelle » à rayonnement **isotropique**, **omnidirectionnel** et **sphérique**) détermine à une distance D , grande devant la longueur d'onde, une puissance p par unité de surface (figure A4.1) :

$$p = \frac{P_o}{4\pi D^2} \quad (1)$$

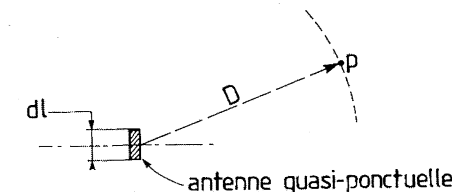


Figure A4.1 – Définition de la puissance par unité de surface à une distance D d'une antenne élémentaire.

On suppose en effet que le rayonnement se répartit sur une sphère de surface $4\pi D^2$. Cela n'est vrai que dans un milieu homogène. Si son impédance fait $120\pi \Omega$ (377Ω)¹ il s'y développe un champ :

$$|\vec{E}| = \sqrt{120\pi p} \quad \text{Soit } E = \frac{1}{D} \sqrt{30P_o}$$

Le champ décroît donc comme une loi hyperbolique (rayonnement en « espace libre »). L'expérience montre en fait, qu'au-dessus du sol, une absorption considérable réduit bien davantage le champ résiduel (figure A4.2).

1. Impédance intrinsèque du vide et de l'air sec.

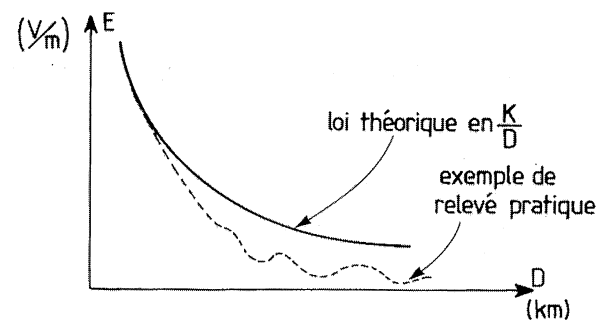


Figure A4.2 – Le champ propagé suit une loi décroissante en fonction de la distance.

Si l'antenne émettrice présente des propriétés directives, le champ est orienté dans une direction privilégiée telle que les valeurs données par un mesureur de champ se trouvent accrues. Par rapport à une antenne isotropique donnant un champ E_1 à une distance D_1 , le dit mesureur de champ constate le même champ $E_2 = E_1$ à une distance $D_2 > D_1$ (figure A4.3).

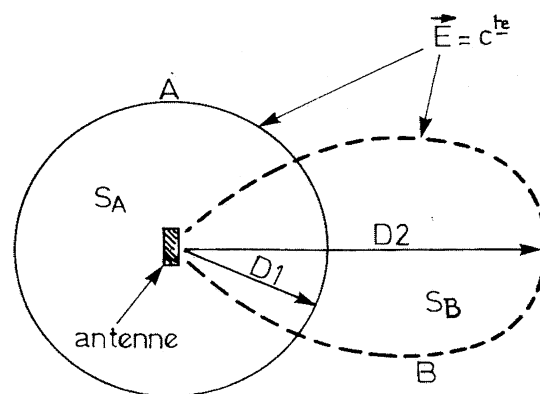


Figure A4.3 – Comparaison à champ détecté constant des diagrammes d'une antenne quasi ponctuelle (A) et d'une antenne directive (B). Animées par une même énergie, ces deux antennes développent des diagrammes de même surface ($S_A = S_B$).

Partant du principe que les puissances rayonnantes sont différentes pour les 2 types d'antenne, il vient l'égalité évidente :

$$E_1 = E_2 = \frac{\sqrt{30P_1}}{D_1} = \frac{\sqrt{30P_2}}{D_2}$$

Cela signifie, *a priori*, que $P_2 > P_1$, puisque $D_2 > D_1$. Si nous estimons que $P_2 = GP_1$ c'est-à-dire que l'antenne accroît la puissance apparente au moyen d'un dispositif concentrant le champ, système « directeur » ou « réflecteur », nous aurons :

$$G = \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2 \quad (2)$$

$$\text{ou } 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 20 \log \frac{D_2}{D_1} \quad (\text{en dB})$$

A.4.2 Généralisation de la notion de directivité (diagramme)

Supposons que le diagramme de directivité d'une antenne ou lieu des points dans l'espace où la puissance recueillie est constante¹ prenne l'allure d'un ballon de rugby ; l'antenne est placée dans la partie oblongue du ballon (figure A4.4).

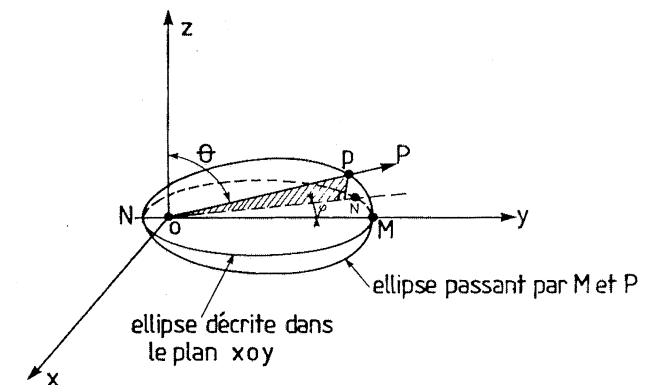


Figure A4.4 – Dans un volume de forme ovale, toute direction s'écartant l'axe OM coupe la surface à une distance OP inférieure.

Un point P quelconque dans l'espace est défini par la distance D , par l'inclinaison θ par rapport à la verticale Oz au plan de l'antenne et par l'angle \varnothing fait par la projection ON sur ce plan avec la direction privilégiée OM .

La « portée » privilégiée OM est évidemment supérieure à la distance D pour lequel la puissance définie reste la même qu'au point M. La direction OP subit donc une réduction de champ que l'on peut définir en relatif (figure A4.5) :

$$10 \log \Delta G = 20 \log \frac{OM}{OP} \quad (\text{en dB})$$

Mais on peut aussi définir la variation de gain en tournant à distance D constante autour de l'antenne et en observant l'évolution du champ (ou de la puissance) en fonction de θ ou de \varnothing selon le plan retenu, soit :

- plan de θ : plan vertical
- plan de \varnothing : plan horizontal.

La puissance à distance fixe D n'est donc plus constante et décrit une loi $P_{(\theta, \varnothing)}$ en fonction de θ et de \varnothing . L'estimation en Q est évidemment maximale puisque c'est la direction privilégiée ; on la nomme P_{\max} ou P_M . Le diagramme de directivité est donné par :

1. Mesure faite, par exemple, au mesureur de champ.

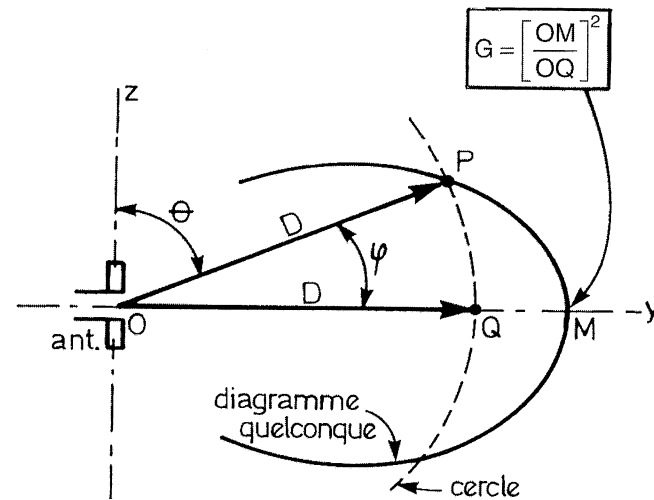


Figure A4.5 – Situation du point P par rapport au centre d'où est tracé le cercle sécant. —
Le gain s'exprime par le carré du rapport des longueurs OM et OQ.

$$r_{(\theta, \varphi)} = \frac{P_{(\theta, \varphi)}}{P_M}$$

Et pour faire intervenir les expressions du gain :

$$G_{(\theta, \varphi)} = \frac{P_{(\theta, \varphi)}}{P_{\text{iso}}}$$

$$\text{avec } G_M = \frac{P_M}{P_{\text{iso}}}$$

P_{iso} = puissance rayonnée à la même distance par une antenne isotropique.

$$\text{D'où } r_{(\theta, \varphi)} = \frac{G_{(\theta, \varphi)}}{G_M}$$

Le gain en un point de l'espace est donc le gain maximal G_M multiplié par l'expression $r_{(\theta, \varphi)}$, c'est-à-dire un nombre inférieur à 1 et qui varie selon les angles θ et φ .

$$G_{(\theta, \varphi)} = G_M(r_{(\theta, \varphi)}) \quad (3)$$

A.4.3 Calcul du gain maximal

Au point P distant de D mètres de l'antenne isotropique, la surface élémentaire dS est « vue » sous un angle solide d Ω tel que (figure A4.6) :

$$d\Omega = \frac{dS}{D^2}$$

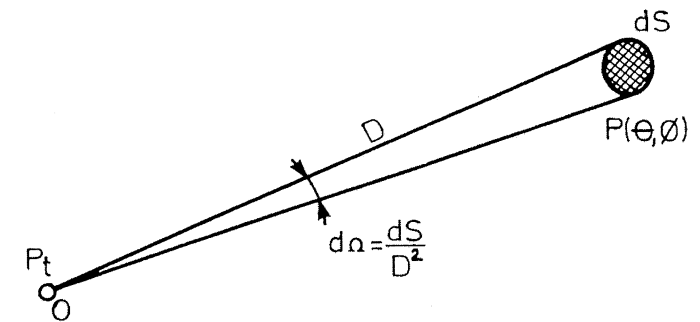


Figure A4.6 – Définition d'un angle solide par rapport à la surface inscrite à une distance D.

Considérons que l'antenne reçoit (ou rayonne) une puissance P_t . Par unité d'angle solide, chaque direction supporte la quote-part $P_t/4\pi$; c'est la puissance de référence P_{iso} évoquée ci-dessus, dans

le cas d'une antenne isotropique : $P_{\text{iso}} = \frac{P_t}{4\pi}$.

Le gain $G_{(\theta, \varphi)}$ résulte donc du rapport $\frac{P_{(\theta, \varphi)}}{(P_t/4\pi)}$.

De même, on aura : $G_M = \frac{P_M}{(P_t/4\pi)}$ avec P_M : puissance maximale de $P_{(\theta, \varphi)}$.

$P_{(\theta, \varphi)}$ et P_M sont des puissances par unité de surface, pour une direction donnée.

La puissance totale se répartit sur la surface du diagramme de contour $r_{(\theta, \varphi)}$ et résulte de l'intégrale curviligne des puissances selon θ et φ :

$$P_t = \oint_0^{4\pi} P_{(\theta, \varphi)} \cdot d\Omega$$

d Ω : élément d'angle solide.

Si l'on remplace $P_{(\theta, \varphi)}$ par $P_M \cdot r_{(\theta, \varphi)}$ par $G_M(P_t/4\pi)$, on obtient :

$$P_t = G_M(P_t/4\pi) \oint_0^{4\pi} r_{(\theta, \varphi)} d\Omega$$

$$\left\{ G_M = \frac{1}{\frac{1}{4\pi} \oint_0^{4\pi} r_{(\theta, \varphi)} d\Omega} \right\} \quad (4)$$

Cette formule s'adapte à tous les contours de directivité. La difficulté réside dans le modèle mathématique que l'on doit choisir pour raccorder la courbure pratique à celle d'une formule théorique facilement exploitable.

A.4.4 Développement mathématique

L'intégrale (4) étant de type curviligne, il semble plus simple de travailler sur la projection plane de la surface courbe du contour à intégrer (figure A4.7).

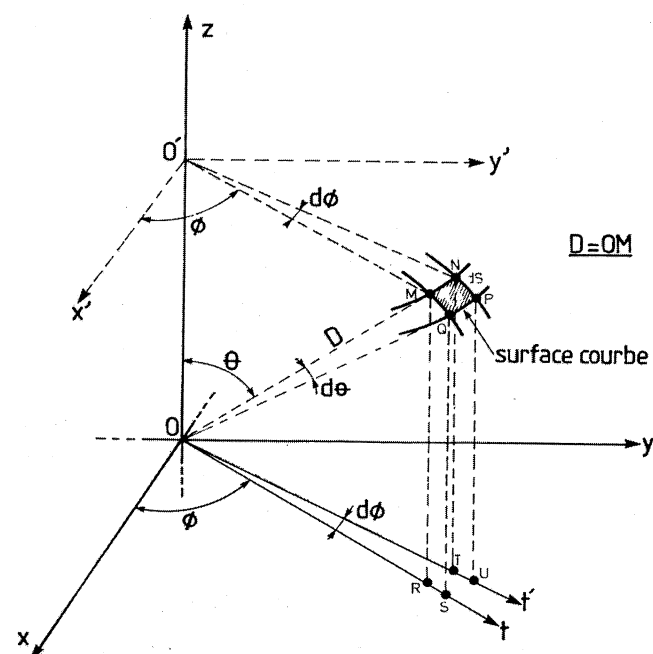


Figure A4.7 - Calcul de la surface élémentaire du lobe avant intégration.

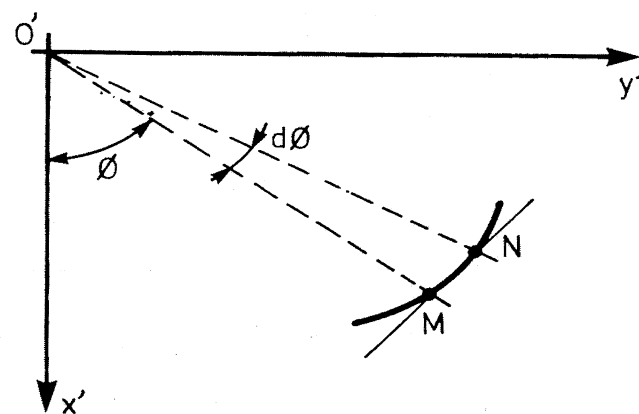


Figure A4.8 - Calcul de MN.

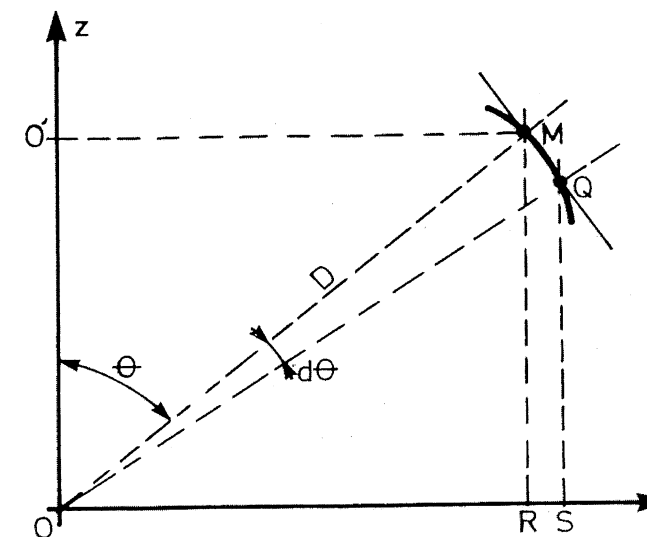


Figure A4.9 - Calcul de MO.

Donnons des accroissements $d\theta$ et $d\phi$ aux angles de situation dans l'espace du point M .
On a ici :

$$d\Omega = \frac{MN \times MQ}{D^2}$$

Les relations trigonométriques donnent les démonstrations suivantes :

◆ Calcul de MN

On se place dans le plan de $\widehat{MO'N} = d\phi$. La longueur $O'M$ est égale à $D \sin\theta$.

$$\begin{aligned} \text{Puis : } MN &= O'M \tan \widehat{MO'N} \\ &= D \sin\theta \tan(d\phi) \approx D \sin\theta d\phi \end{aligned}$$

◆ Calcul de MQ

On se place dans le plan $OO'MQSR$. On a : $OM = D = OQ$ sur la projection, avec :

$$\begin{aligned} \overline{MQ} &\approx \widehat{MQ} \\ MQ &= OM \tan \widehat{MOQ} \\ MQ &= D \tan(d\theta) \approx D d\theta \end{aligned}$$

◆ Calcul de $d\Omega$

$$d\Omega = \frac{MN \times MQ}{D^2} = \frac{D^2 \sin\theta d\theta d\phi}{D^2}$$

L'intégrale (4) devient :

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varnothing$$

$$\left\{ G_M^{-1} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi r_{(\theta, \varnothing)} \sin\theta d\theta d\varnothing \right\} \quad (5)$$

Cette formule est remarquable car avec une approximation très acceptable, on s'affranchit d'une intégrale curviligne au profit d'une double intégration linéaire.

A.4.5 Applications

♦ Cas d'une antenne à rayonnement isotrope

Partant du principe qu'une antenne isotropique n'a pas de gain, vérifions que, dans ce cas, $G = 1$. Si l'antenne est isotropique $r_{(\theta, \varnothing)} = 1$ car le diagramme de directivité est une sphère (rayon constant).

Intégrons grâce à la formule (5) simplifiée :

$$\begin{aligned} G_M^{-1} &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varnothing \cdot \int_0^\pi \sin\theta d\theta \\ &= \frac{1}{4\pi} [\varnothing]_0^{2\pi} \cdot [-\cos\theta]_0^\pi \\ &= \frac{1}{4\pi} (2\pi - 0) \cdot (+1 - (-1)) \\ &= \frac{2\pi \cdot 2}{4\pi} = 1 \quad \text{CQFD} \end{aligned}$$

Ceci vérifie la réalité de l'intégrale (5).

♦ Cas d'un doublet « élémentaire »

Il s'agit d'un dipôle de dimension très faible devant la longueur d'onde λ . Il faut alors tirer la relation $r_{(\theta, \varnothing)}$ du champ réellement rayonné et, pour ce faire, on a recours aux équations de Maxwell :

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= j 60\pi I l \sin\theta \frac{e^{-j\beta D}}{\lambda D} \\ H_\varnothing &= j \frac{I}{2} l \sin\theta \frac{e^{-j\beta D}}{\lambda d} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

avec $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ (figure A4.10).

Les champs supportent en eux-mêmes toute l'énergie. Le vecteur de Poynting \vec{P} définit la puissance par unité de surface $\vec{P} = \vec{E}_\theta \cdot \vec{H}_\varnothing$ (W/m²).

Comme les grandeurs E_θ et H_\varnothing recelant les paramètres de situation angulaire \varnothing, θ , effectuons le produit ci-dessus et plaçons-nous dans le plan MON . Pour une distance D donnée, il apparaît

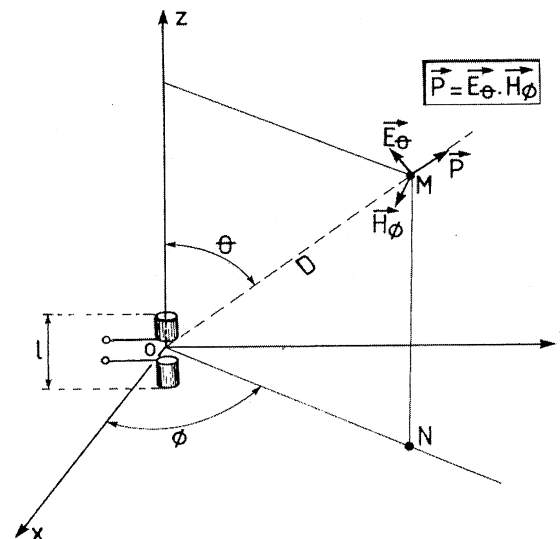


Figure A4.10 - Situation d'un point M de l'espace environnant une antenne centrée elle-même sur l'origine d'un système d'axes orthonormés.

l'équivalent d'une puissance $30\pi I_a^2$, le facteur $\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$ qui régleme le champ en fonction de la dimension de brins et l'expression $\frac{e^{-j2\beta D}}{D}$ qui regroupe phrase et argument en fonction de la distance D . Soit P_M le produit de ces grandeurs. Il reste : $P_{(\theta, \varnothing)} = P_M \sin^2\theta$ d'où : $r_{(\theta, \varnothing)} = \sin^2\theta$. Appliquons donc l'intégrale (5) :

$$G_M^{-1} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta d\varnothing$$

$$1^{\text{re}} \text{ intégrale : } \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta = \left[-\cos\theta + \frac{1}{3}\cos^3\theta \right]_0^\pi = \frac{4}{3}.$$

$$2^{\text{e}} \text{ intégrale : } \int_0^{2\pi} d\varnothing = [\varnothing]_0^{2\pi} = 2\pi.$$

D'où :

$$G_M = \frac{4\pi}{\frac{8}{3}\pi} = 1,5 (1,76 \text{ dB})$$

Le diagramme de rayonnement comporte deux lobes car le champ est nul dans l'axe zz' (figure A4.11).

plan vertical

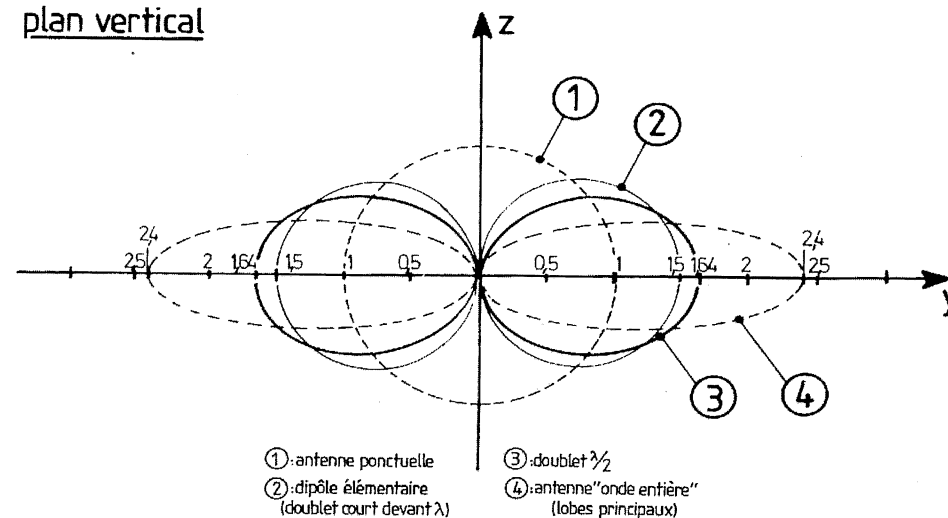


Figure A4.11 – Comparaison entre les diagrammes principaux obtenus avec des antennes de forme et de dimensions différentes.

♦ Cas d'un doublet $\lambda/2$

Le calcul se pratique de la même façon mais met en cause la théorie de Van der Pol. Après développement on trouve :

$$r_{(\theta, \varphi)} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}$$

Ce qui donne après résolution de l'intégrale (5) :

$$G_M = 1,64 \text{ (2,14 dB)}$$

En fait, ce gain n'en est pas un car le doublet $\lambda/2$ est la première antenne de base qui sert à toutes les réalisations de collecteur d'ondes.

♦ Cas d'une antenne « onde entière »

Utilisée en émission, l'antenne « onde entière » (figure A4.12) possède un diagramme de configuration voisine de celui du doublet $\lambda/2$. En fait, l'expression de la directivité est celle de ce doublet mais élevée au carré :

$$r_{(\theta, \varphi)} = \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}$$

Introduite dans l'intégrale (5), on aboutit après résolution à un gain maximum égal à : $G_M = 2,4 \text{ (3,8 dB)}$. Par rapport aux lobes du diagramme du doublet $\lambda/2$, ceux de l'onde entière présentent un angle d'ouverture à - 3 dB de 47° environ au lieu de 78°.

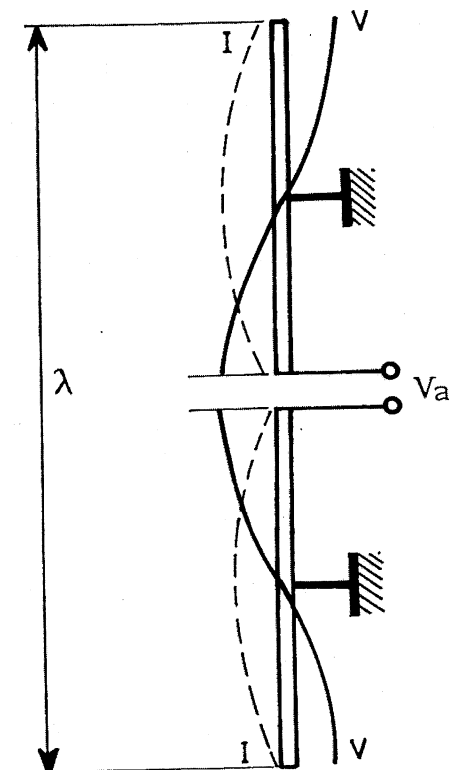


Figure A4.12 – Profil de l'antenne « onde entière » et répartition des tensions et courants sur chaque brin $\lambda/2$.

Il faut néanmoins signaler que des lobes secondaires peuvent se produire de chaque côté des lobes principaux.

♦ Notion de surface effective

Pour recueillir la puissance dans une antenne collectant l'onde émise par un émetteur, il faut multiplier la « puissance énergétique » p par une surface. En effet, la « puissance » rayonnée s'exprime en watts par m^2 et pour obtenir des watts, il faut bien multiplier cette puissance par une surface, celle équivalente à l'antenne réceptrice et qui dépend essentiellement de son gain :

$$S_{\text{eff}} = \frac{G\lambda^2}{4\pi}$$

Cette formule révèle deux aspects fondamentaux :

- la surface élémentaire d'une source ponctuelle est $\lambda^2/4\pi$;
- le gain en puissance multiplie cette surface.

L'expression découle de l'équivalent de transmission entre deux antennes.

◆ Comparaison des diagrammes

En résumé, nous retiendrons pour définition du **diagramme de directivité**, l'application de l'équation caractéristique $r_{(\theta, \varphi)}$ dans le plan qu'on s'est choisi d'analyser. On aboutit à des allures voisines de celles exprimées figure A4.11, dans le plan vertical. Signalons que dans le plan horizontal, il s'agit d'un cercle de rayon égal au gain de l'antenne.

A.5 Théorie des images (réflexion – réfraction – diffraction)

Les principales lois de l'Optique sont transposables dans le domaine des ondes électromagnétiques. Notamment, les phénomènes de réflexion et de réfraction s'appréhendent de la même manière, dès lors qu'on connaît les propriétés des milieux où se propagent les ondes dites « planes »¹.

Considérons le plan XY séparant les milieux d'indices absolus N_1 et N_2 . L'onde incidente I_1 , inclinée de α par rapport à la normale mn du plan XY, rebondit, **en partie**, en O, pour constituer l'onde réfléchie I_3 ; celle-ci demeure penchée de α mais dans l'autre sens. Le reste de l'onde pénètre dans le milieu N_2 pour constituer l'onde réfractée I_2 (figure A5.1).

Enfin, si l'on ajoute les amplitudes de I_2 et de I_3 , on constate que la somme reste inférieure à : cela est dû au manque de planéité de la limite XY, de sorte que des composantes diffractées apparaissent autour de l'onde réfléchie.

Les phénomènes de réflexion et de réfraction sont assez évidents en optique car on bénéficie généralement d'un rayonnement très concentré : il est en effet assez facile de créer un mince pinceau lumineux, on peut expérimentalement suivre le trajet de celui-ci et dégager aisément des lois physiques précises.

A.5.1 La réfraction

Pour caractériser la déviation de l'onde passant du milieu N_1 au milieu N_2 , les lois de Descartes s'appliquent alors sans réserve :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = n_{2/1} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$$

Indices de réfraction, vitesses de propagation et permittivités sont ainsi liés par des relations simples. On ne tient pas compte de la perméabilité car dans le rapprochement que l'on fait avec les ondes électromagnétiques planes, on ne retient généralement que l'amplitude du champ E .

Les indices absolus comptés par rapport au vide dépendent donc du matériau et de la vitesse avec laquelle l'onde la traverse :

$$N = n_{1/\text{vide}} = \frac{c}{\vartheta}$$

Comme la vitesse de propagation des ondes EM dans l'air sec est sensiblement la même que dans le vide, on peut dire aussi que l'indice absolu résulte du rapport des vitesses dans l'air et dans le milieu considéré :

1. C'est-à-dire que les composantes E et H ne tournent pas autour du vecteur de Poynting.

$$N = \frac{\vartheta_{\text{air}}}{\vartheta}$$

En fait, on commet là une légère erreur puisque l'indice absolu de l'air n'est pas égal à 1, comme pour le vide, mais : 1,000292.

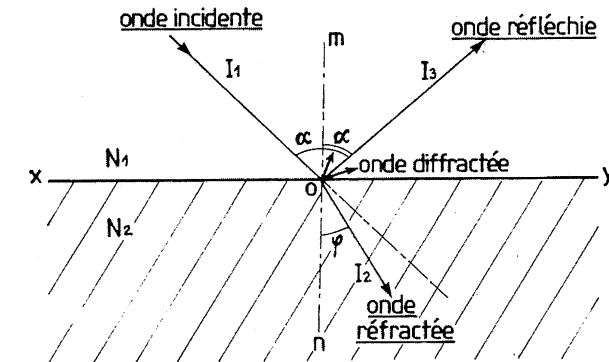


Figure A5.1 – Rapprochement des phénomènes de réflexion et de réfraction en optique avec ceux des ondes EM sur un plan semi-absorbant.

L'eau pure a un indice de 1,33 mais l'eau de mer a un indice qui varie avec la salinité.

A.5.2 Lois de Fresnel

Les solides doivent être transparents pour la lumière mais, pour les ondes EM, c'est la nature du milieu qui argumente la réfraction ; la fréquence intervient beaucoup dans les calculs. Notamment, les indices varient en fonction des permittivités.

En général, ce sont les diélectriques qui sont retenus pour les applications, lesquelles ont pour but essentiel de concentrer les faisceaux émis par une antenne, dans une direction précise (parabole). L'incidence a alors une action prépondérante sur l'amplitude de l'onde qui passe d'un milieu à l'autre.

La théorie est sensiblement plus compliquée qu'en optique car la polarisation de l'onde intervient comme paramètre supplémentaire. Ces problèmes s'appréhendent au moyen des formules de **Fresnel**. On démontre en effet que les amplitudes des ondes réfractées et réfléchies subissent des transformations qui dépendent des angles α et φ , angles qui, eux-mêmes, sont liés aux indices absolus des milieux traversés et à l'inclinaison de l'incidence.

En effet, on suppose que la source S_1 est inclinée de α par rapport à la normale au plan de séparation des milieux. On procède par projection des composantes sur les différents plans et on ne retient que celles qui vérifient les lois de Descartes. Les coefficients qui lient les grandeurs aux angles sont donnés dans le tableau A5.1.

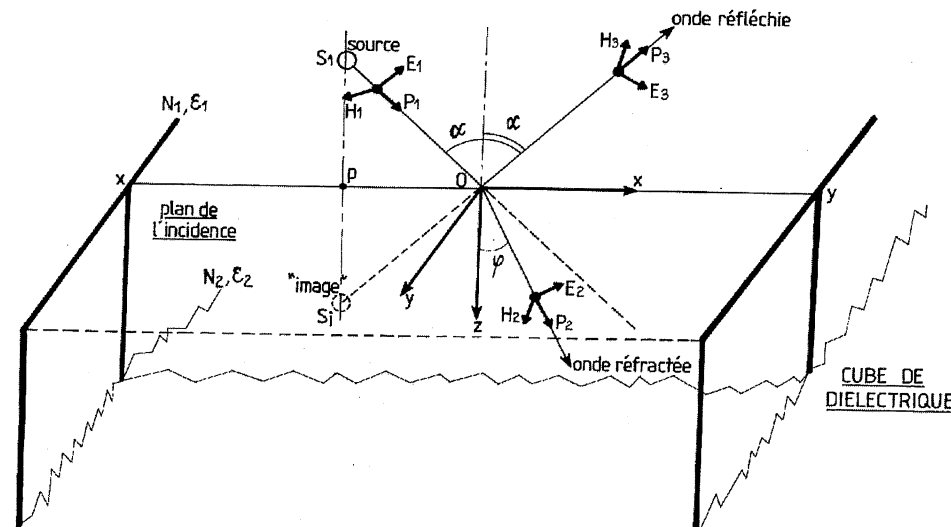


Figure A5.2 – Description des lois de Fresnel selon la polarisation de l'onde. Dans le cas de la figure, le champ E se trouve dans le plan de l'incidence.

Tableau A5.1.

| E1 dans le plan xoz (plan de l'incidence) | E1 parallèle au plan xoy (parallèle au plan de séparation) |
|--|---|
| $\frac{E_{x2}}{E_{x1}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \varphi}{\sin(\alpha + \varphi) \cos(\alpha - \varphi)}$ | $\frac{E_{y2}}{E_{y1}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \varphi}{\sin(\alpha + \varphi)}$ |
| $\frac{E_{x3}}{E_{x1}} = \frac{\tan(\alpha - \varphi)}{\tan(\alpha + \varphi)} (*)$ | $\frac{E_{y3}}{E_{y1}} = \frac{\sin(\alpha - \varphi)}{\sin(\alpha + \varphi)} (*)$ |

(*) Le plan de réflexion inverse la phase.

A.5.3 Incidence Brewstérienne

Rien n'empêche que la composante E_1 soit tournée dans un plan **normal** à la séparation des milieux de réfringences différentes, telle que $N_2 > N_1$. Il se passe alors un phénomène particulier tel que l'onde incidente pénètre entièrement dans le matériau : il n'y a plus d'onde réfléchie,

c'est l'incidence **Brewstérienne**, telle que le rapport $\frac{E_{x3}}{E_{x1}}$ s'annule pour : $\tan(\alpha_B + \varphi_B) = \infty$.

Appelons α_B cet angle particulier ; nous avons les formules qui s'enchaînent de façon assez évidente :

Puisque :

$$\alpha_B + \varphi_B = \frac{\pi}{2}$$

il vient : $\sin \alpha_B = \cos \varphi_B$.

Mais, comme : $\sin \alpha_B = n_{2/1} \sin \varphi_B$

nous avons :

$$\frac{\sin \alpha_B}{n} = \cos \alpha_B$$

$$\text{et } \tan \alpha_B = n_{2/1} > 1 \quad (1)$$

Cet angle est donc parfaitement connu si le matériau l'est également. On peut, par exemple, tracer, figure A5.3, la variation de la **puissance réfléchie** dans le cas du passage de l'air dans du plexiglass

d'indice relatif $n = \frac{N_2}{N_1} \approx 1,5$.

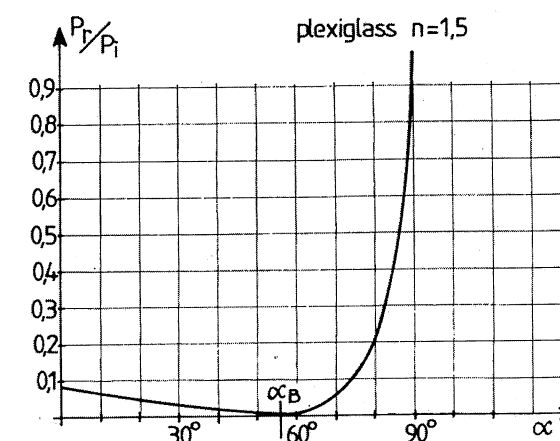


Figure A5.3 – Incidence Brewstérienne lorsque le champ E_1 est dans un plan normal au plan de séparation des milieux d'indice relatif $n = \tan \alpha_B$ (P_r = puissance réfléchie, P_i = puissance incidente).

Pour $\alpha_B \approx 56,18^\circ$, satisfaisant à la relation (1), la puissance réfractée est donc maximale puisque l'onde réfléchie est nulle (voir courbe). Si l'on examine, enfin, les positions occupées par les vecteurs E_1 et E_3 pour $\alpha \neq \alpha_B$, on constate qu'ils restent toujours dans le sens contraire, comme dans le cas où E_1 se trouve parallèle au plan de réflexion. Il y a, par ailleurs, changement de signe **comme dans tout phénomène de réflexion sur un plan**.

A.5.4 Cas d'une réflexion normale sur un diélectrique

Un cas relativement courant dans la pratique des antennes consiste en l'interception de l'onde EM par un diélectrique (matières plastiques, teflon polystyrène, paraffine, plexiglass, etc.), soit que l'on dispose une feuille de ce matériau pour réduire l'amplitude du champ, soit qu'on veuille réaliser une lentille électromagnétique...

Le cas général est celui qui a été exposé précédemment ; le cas particulier que nous évoquons ici est celui d'une incidence normale au plan de séparation des milieux N_1 et N_2 . On a alors $\alpha = 0^\circ$

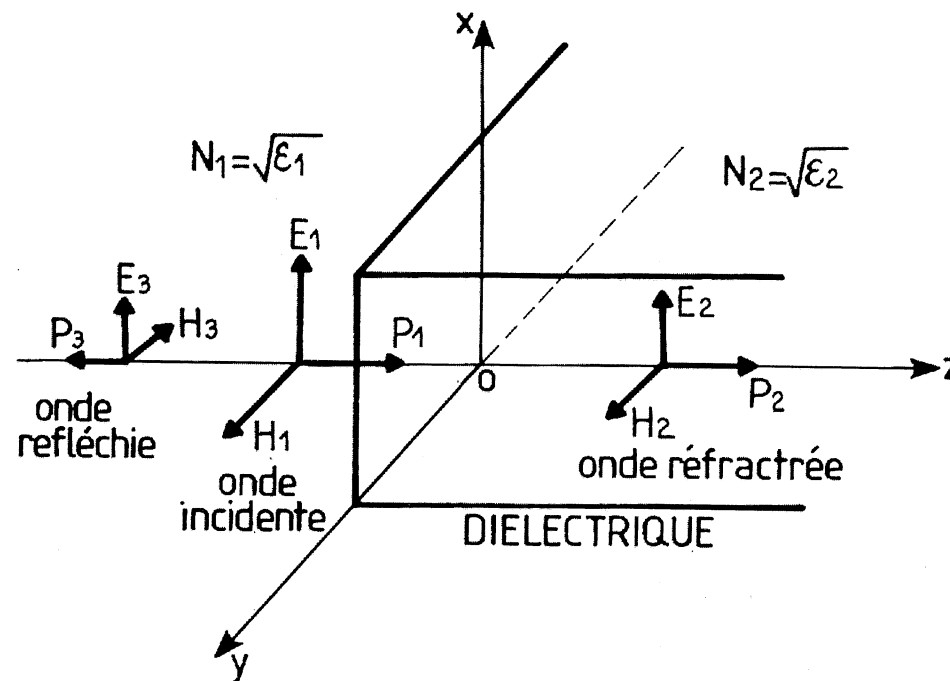


Figure A5.4 - Réflexion normale sur un diélectrique.

(figure A5.4). Dans ces conditions, E_1 est parallèle à ce plan. En passant du milieu N_1 au milieu N_2 , de telle sorte que $N_2 > N_1$, l'onde subit une atténuation telle que :

$$\left| \frac{E_2}{E_1} \right| = \frac{2}{1 + n_{2/1}}$$

Cela suppose par conséquent une réflexion :

$$\left| \frac{E_3}{E_1} \right| = \frac{n_{2/1} - 1}{n_{2/1} + 1} = \Gamma$$

Ce facteur est assimilable au coefficient de réflexion défini dans la théorie des lignes.

Par suite, on peut affirmer que la puissance P_2 transmise dans le milieu N_2 est égale à : $P_2 = P_1(1 - |\Gamma|^2)$.

Ce facteur est d'une importance considérable lorsqu'on veut émettre au sein de l'eau à partir d'un navire et capter à bord d'un sous-marin le rayonnement aérien.

♦ Application

Considérons la lumière frappant verticalement la surface de l'eau. Nous savons que $n_{2/1} \approx 1,35$ pour une eau moyennement salée. Il vient le coefficient de réflexion :

$$\Gamma = \frac{1,35 - 1}{1,35 + 1} \approx 0,15$$

et la puissance transmise s'élève à :

$$P_2 = P_1(1 - 0,0225) = 0,9775 P_1$$

Le pinceau lumineux se perd dans les profondeurs presque intégralement. Si le pinceau de lumière s'incline par rapport à la verticale, une réflexion plus intense apparaît. Il faut alors appliquer les relations du tableau A5.1. Dans le cas des ondes hertziennes, la perméabilité de l'eau est toute différente car la fréquence est nettement plus faible : $\epsilon \approx 80$. L'indice devient $n_{2/1} = \sqrt{\epsilon} \approx P$.

Dans les mêmes conditions que précédemment, la réflexion atteint :

$$\Gamma = \frac{9 - 1}{9 + 1} = 0,8$$

et la puissance qui pénètre dans l'eau salée devient :

$$P_2 = P_1(1 - 0,64) = 0,36 P_1$$

L'affaiblissement est beaucoup plus important et il croît encore quand l'onde s'incline par rapport à la verticale (voir formule figure A5.2).

Il faut aussi signaler qu'un phénomène de diffraction apparaît quand la surface de l'eau est agitée.

A.5.5 Notion d'image

L'onde réfléchie sur le plan XY (figure A5.2) présente la même inclinaison, par rapport à la normale, que l'onde incidente. Si celle-ci est issue d'une source S_1 , pour l'onde réfléchie, la source semble se trouver dans le milieu d'indice N_2 , en un point S_i situé à une distance du plan de séparation identique à celle de S_1 vis-à-vis de ce plan.

La distance OS_i est égale à OS_1 et le triangle S_1OS_i est isocèle.

Si nous observons la polarisation des vecteurs constituant les ondes incidente et réfléchie, on constate qu'ils sont respectivement en opposition. Il y a bien inversion de phase au niveau de l'onde réfléchie.

Si le plan XY est constitué d'un conducteur, l'onde réfléchie est totale et aucune onde n'entre dans le matériau. Dans ce cas, la source S_1 se réfléchit totalement sur le plan et l'origine de l'onde réfléchie semble se trouver en S_i . Cette source est l'image virtuelle de la source primaire. Le chemin parcouru par l'onde est identique mais, dans les équations de propagation, il faut ajouter l'inversion de phase due à la réflexion.

Dans le cadre de l'onde EM où la distance D intervient, la loi de propagation découle des équations de Maxwell :

$$E_3 = \frac{E_{S1}}{\lambda \cdot D} e^{j\omega t} \cdot e^{-j(\beta D + \pi)}$$

L'inversion de phase apparaît dans la somme $(\beta D + \pi)$ et E_{S1} est l'amplitude du champ initial supposé créé en S_1 par un dipôle élémentaire : $E_{S1} = j60\pi I l \sin\theta$. Ici, θ est l'angle complémentaire de α : $\theta = \pi - \alpha$.

... Si l'onde est créée par un dipôle vertical. On voit ici que la polarisation du champ intervient dès sa création (voir incidence ci-dessus).

Enfin, le phénomène s'accompagne d'une réduction d'amplitude lorsque le plan est semi-réfléchissant. Certains matériaux (matières plastiques) accompagnent cela d'une rotation de phase supplémentaire.

A.5.6 Applications

♦ Cas des réflecteurs imparfaits

Le phénomène se constate journellement dans le domaine des antennes, et nous osons dire que la saison a même de l'importance !

Les réflecteurs ne sont généralement pas « plan » mais constitués d'un grillage ou de tiges rapprochées : voir chapitres 2 (antennes type « rideau »), 6 (le plan réfléchissant) et 7 (l'antenne dièdre).

Cette configuration n'est pas tout à fait assimilable à un plan et, en fonction des dimensions des intervalles, une partie de l'onde traverse le panneau et se perd à l'arrière, plus ou moins bien diffractée, pour constituer un lobe parasite (figure A5.5).

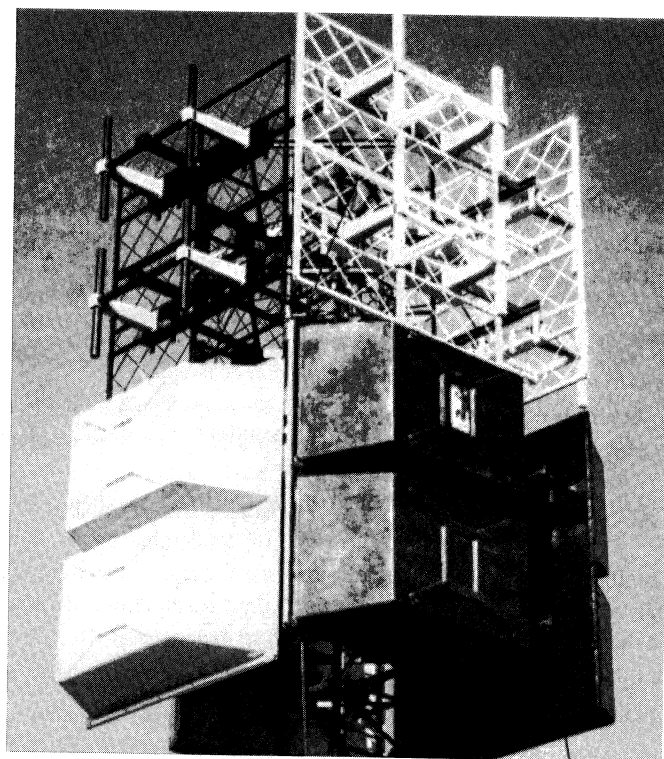


Figure A5.5 – Construction typique d'une antenne équidirective composée de 2×4 panneaux directifs Rohde et Schwarz HF 009 (partie inférieure avec capots de protection contre le givre ; la matière plastique utilisée n'absorbe pas les ondes. La réflexion sur les panneaux « arrière » situé à $\lambda/4$ se fait bien tant que la maille « 1 » (côté du carré du grillage) reste bien inférieure à $\lambda/4$.

Par contre, la réflexion est en général bien faite tant que $l \ll \frac{\lambda}{4}$.

♦ Cas des panneaux de protection

Pour protéger les antennes contre le givre, on dispose également des capots de matière plastique qui dévient très légèrement les faisceaux d'ondes situés sur les côtés du lobe principal. **Cela a pour action de concentrer légèrement ce lobe.** L'atténuation pour la partie frontale du rayonnement est jugée négligeable car l'épaisseur du panneau n'est pas suffisante pour qu'une induction s'y produise.

A.6 Compléments sur la propagation des ondes

A.6.1 Liaison radioélectrique théorique

En admettant l'antenne d'émission suffisamment « ponctuelle » on peut supposer que le rayonnement s'effectue dans toutes les directions. Ceci est une vue de l'esprit mais permet de dégrossir le problème.

La puissance d'émission se répartit donc théoriquement sur une sphère, et pour un rayon R passant par l'antenne de réception rappelons que la puissance par unité de surface est :

$$P_A/S_A = \frac{P_o}{4\pi R^2}$$

Connaissant la surface de rayonnement S_A de l'antenne de réception, on obtient immédiatement la puissance captée :

$$P_A = \frac{P_o}{4\pi R^2} \times S_A$$

La surface de rayonnement d'une antenne présentant un gain G donné se calcule de la façon suivante :

$$S_A = \frac{\lambda^2 G}{4\pi}$$

Le gain G est donné par le constructeur ou bien mesuré par un moyen approprié.

Un calcul théorique – mais approché – peut ainsi s'effectuer si l'on connaît le type d'antenne.

A.6.2 Estimation du champ capté

Si l'on retient l'expression de la puissance par unité de surface :

$$p = P_A/S_A = \frac{P_o}{4\pi R^2}$$

... on peut remplacer la puissance P_o par le champ créé dans l'environnement immédiat (l'air ou le vide, ce qui revient sensiblement au même) : $\vec{E} = \sqrt{P_o Z_v}$.

Comme $Z_v = 120\pi = 377 \Omega$, on obtient, à la zone de réception (figure A6.1) :

$$\vec{E}_A = \sqrt{\frac{120\pi P_o}{4\pi R^2}} = \frac{1}{R_{(m)}} \sqrt{30 P_{o(w)}}$$

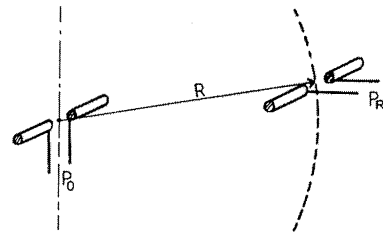


Figure A6.1.

Ceci n'est vrai qu'en ligne droite : on ne tient pas compte de la rotondité de la terre, auquel cas il existe une distance limite correspondant à la ligne d'horizon (figure A6.2).

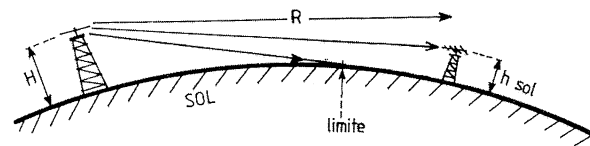


Figure A6.2.

On doit tenir évidemment compte de la hauteur des pylônes sur lesquels sont disposées les antennes (H et h_{sol}). Plus elles sont haut placées, **plus la communication sera lointaine**. En fait, on constate que le champ suit la courbure de la Terre sur quelques km.

A.6.3 Tension captée

Une antenne demi-onde possède une répartition de courant cosinusoidale par rapport à l'axe XY :

$$i = I_0 \cos \frac{2\pi l}{\lambda}$$

Imaginons une antenne équivalente de hauteur h – la **hauteur effective** – pour laquelle la répartition de courant est constante (figure A6.3). C'est le dipôle élémentaire.

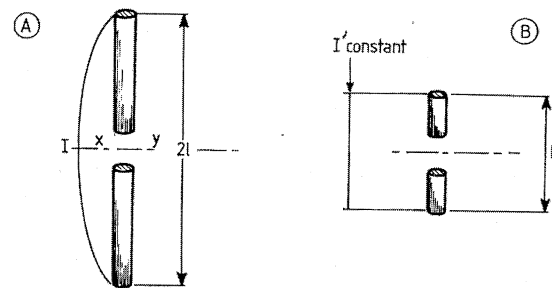


Figure A6.3.

$$h = \frac{1}{i_0} \int_0^l i \, dI$$

Intégrons :

Pour un « quart d'onde » :

$$h = \frac{1}{i_0} \int_0^{\lambda/4} i_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda} I \, dI$$

$$h = \frac{1}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot i_0 \left| \sin \frac{2\pi I}{\lambda} \right|^{\lambda/4}$$

$$\left\{ h_{\text{eff}} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{2l}{\pi} \right\}$$

Cette formule n'est valable que pour une antenne $\lambda/4$. **Pour le doublet, on multiplie par 2.**

Si l'antenne possède un gain G en tension par rapport au doublet $\lambda/2$, la formule devient :

$$h_{\text{eff}} = \frac{2Gl}{\pi}$$

avec l = longueur de l'antenne voisine de $\lambda/2$.

Pour $l = \lambda/2$ exactement, on a donc :

$$h_{\lambda/2} = \frac{G\lambda}{\pi}$$

Connaissant le champ \vec{E} au niveau de l'antenne de réception, la tension induite est égale à :

$$e = h_{\text{eff}} \vec{E} = 2 \frac{Gl}{\pi} \vec{E}$$

Rappelons que le gain dépend de la surface de rayonnement : $G = \frac{4\pi S}{\lambda^2}$ avec, pour le dipôle élémentaire :

$$S = S_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

On a donc : $G = 1$ pour le dipôle élémentaire théorique ponctiforme et isotropique (vue de l'infini, donc : vue de l'esprit !), $G = 1,5$ pour le dipôle élémentaire **réel** et $G = 1,64$ pour le doublet $\lambda/2$.

Pour les antennes spéciales (cornet, panneau à fente, parabole, etc.), un calcul approprié s'impose.

A.6.4 Phénomènes particuliers à la propagation des ondes

Dans le cas des ondes longues, il existe des abaques qui permettent d'obtenir directement le champ à une distance donnée pour la fréquence ou la bande de fréquence considérée (voir planches figure A6.5 à A6.7) : ce sont les lois d'**Austin-Cohen**. Ces abaques, donnés pour $P_0 = 1$ kW, tiennent compte de la rotondité de la terre et de l'absorption du sol sur les fréquences considérées.

Plus celles-ci sont élevées, plus l'absorption est grande. Le résultat final doit être enfin multiplié par le rapport :

$$k = \sqrt{\frac{P_{\text{réelle}}}{1 \text{ kW}}} \quad (\text{si } P_{\text{réelle}} > 1 \text{ kW})$$

Toutefois, ce résultat restera très approximatif car la configuration du sol réagit beaucoup sur l'homogénéité du champ. Notamment, les antennes situées dans une agglomération se trouvent particulièrement perturbées.

On admet 10 à 20 dB d'atténuation, selon l'importance de la ville et la hauteur des maisons. Par ailleurs, on ne peut jamais présager avec précision la réelle combinaison avec les ondes réfléchies sur les couches ionisées (figure A6.4) et celles qui y pénètrent.

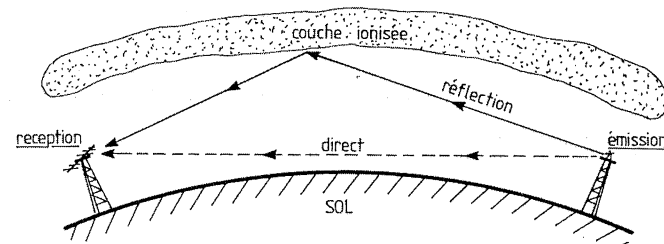


Figure A6.4.

Il en résulte des fluctuations de champ qu'on appelle fading et des anomalies de transmission comme le mélange de plusieurs stations de radio (effet Luxembourg ou effet Allouis).

A.6.5 Application à des sols divers

Un émetteur rayonne 72 W à 10 MHz. Une antenne réceptrice à 50 km est constituée d'un doublet $\lambda/2$. Le champ s'élève théoriquement à :

$$\vec{E} = \frac{1}{510^4} \sqrt{30 \cdot 72} \approx 930 \mu\text{V/m}$$

La hauteur effective de l'antenne réceptrice est égale à :

$$h_{\text{eff}} = \frac{G\lambda}{\pi} = \frac{1,64 \cdot 30}{\pi} = 15,66 \text{ m}$$

car $\lambda = 30 \text{ m}$.

Et la tension induite devrait être égale à :

$$e_A = h_{\text{eff}} \vec{E} = 14,56 \text{ mV}$$

En fait, ce résultat est tout à fait théorique et en se reportant sur l'abaque « bonne terre » (figure A6.6), on obtient pour 1 kW : 10 $\mu\text{V/m}$ à 50 km et pour 72 W :

$$\vec{E} = \sqrt{\frac{72}{1000}} 10 = 2,7 \mu\text{V/m}$$

Ce résultat est plus valable car il répond à la loi d'Austin-Cohen qui tient compte de la diffraction des ondes autour de la terre (onde de surface seule).

Si l'on se place dans les conditions d'une « mauvaise terre » ce qui peut s'apparenter à une région hérissée de maisons, le champ résiduel à 50 km s'élève à 2 $\mu\text{V/m}$ pour 1 kW émis soit (figure A6.5) :

$$\vec{E} = \sqrt{\frac{72}{10^3}} \cdot 2 = 0,536 \mu\text{V/m}$$

Ce champ est trop faible pour être bien exploitable : il engendrerait une tension induite noyée dans le bruit thermique.

Au contraire, si la liaison s'effectue sur l'eau (figure A6.7), on obtient un champ de 3 mV/m à 50 km pour $P_e = 1 \text{ kW}$.

$$\text{Donc : } \vec{E} = \sqrt{\frac{72}{10^3}} \cdot 3000 = 805 \mu\text{V/m}.$$

Ce champ est tout à fait exploitable par un récepteur d'ondes courtes courant. On remarquera l'extraordinaire facilité de propagation en mer puisque le résultat est proche de la propagation en espace libre, laquelle donnait 930 $\mu\text{V/m}$.

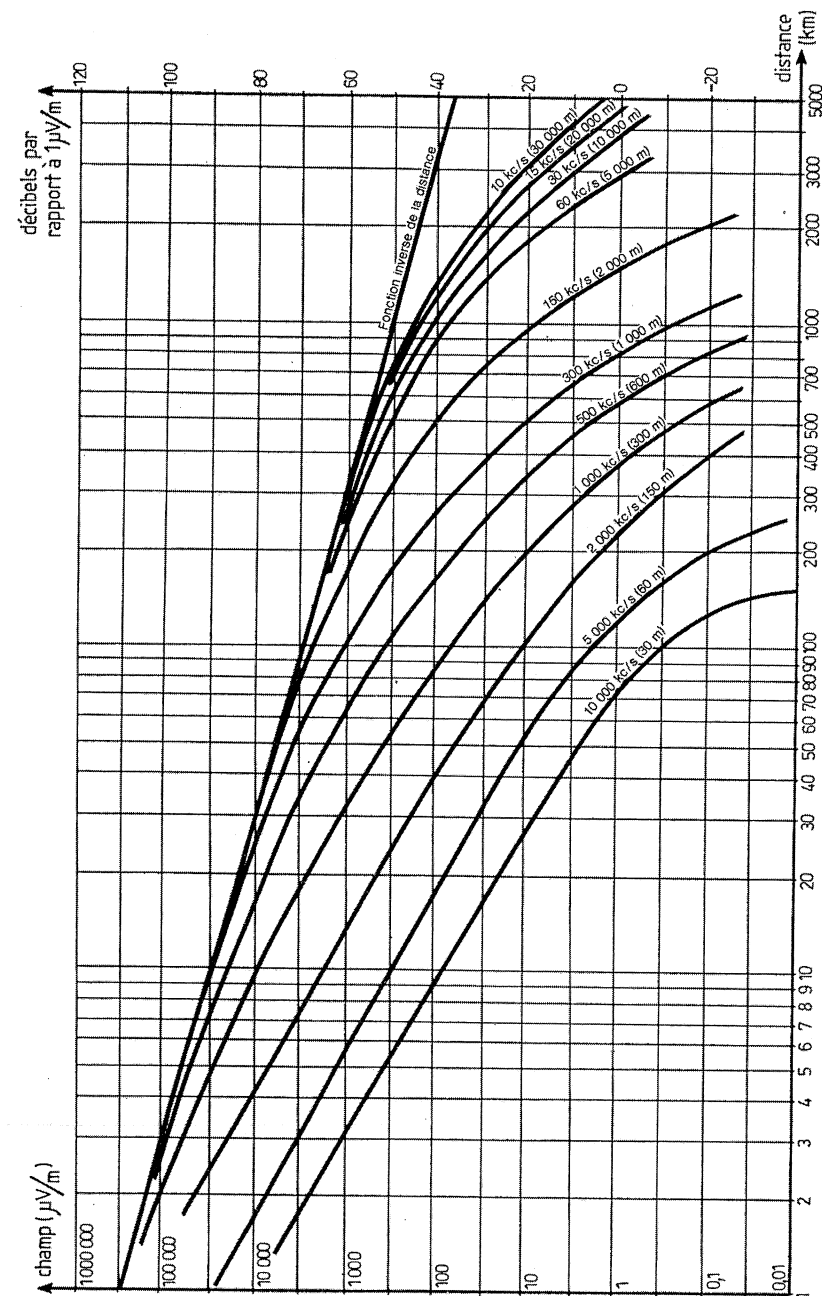


Figure A6.5 – Champ produit par l'onde de surface avec une antenne verticale rayonnant 1 kilowatt au-dessus d'une terre de mauvaise qualité $\sigma = 2 \times 10^{-3}$ (MKS) $E_{\text{relatif}} = 5$ (on admet $E = 300\,000 \mu\text{V/m}$ à 1 km).

© Dunod. La photocopie non autorisée est un délit.

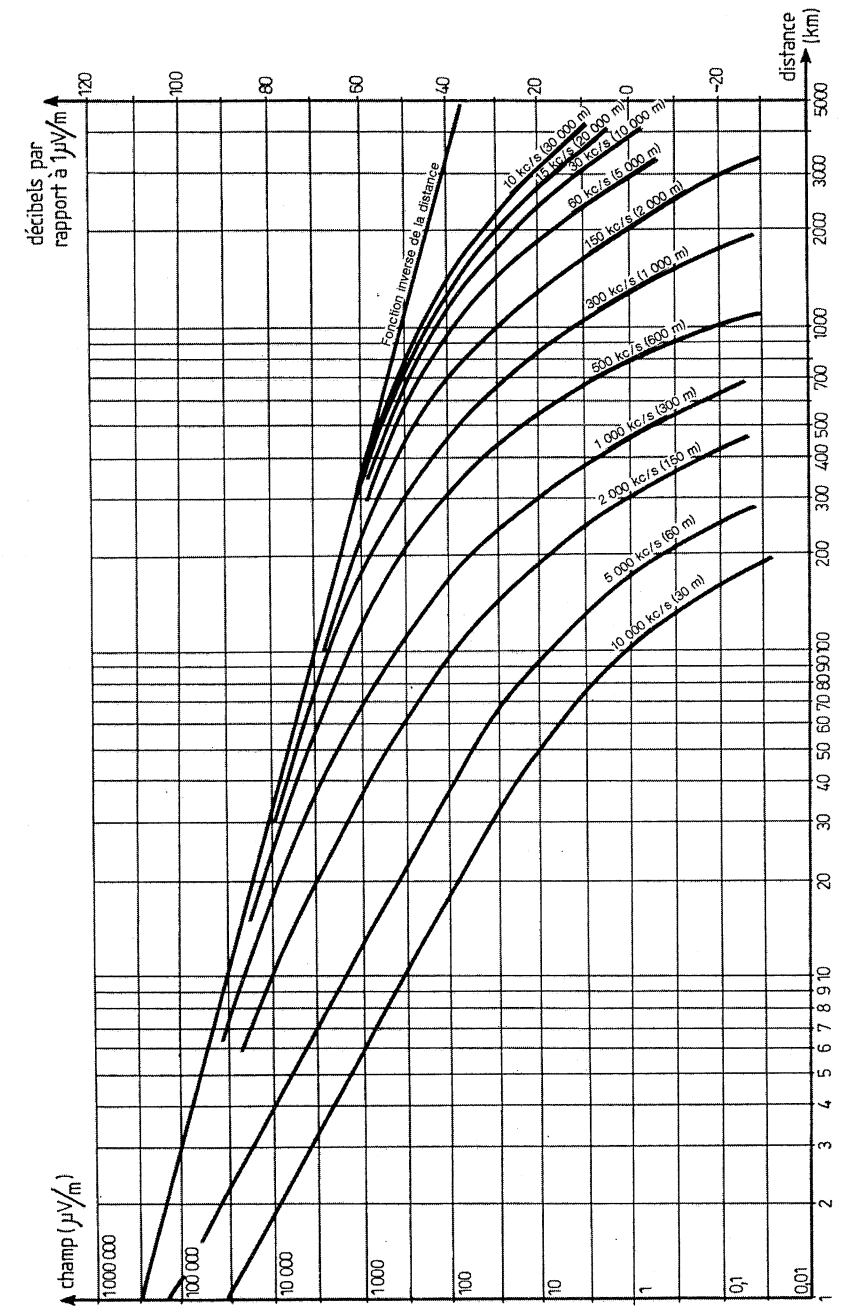


Figure A6.6 – Champ produit par l'onde de surface avec une antenne verticale rayonnant 1 kilowatt au-dessus d'une bonne terre $\sigma = 10^{-2}$ (MKS) $E_{\text{relatif}} = 15$ (on admet $E = 300\,000 \mu\text{V/m}$ à 1 km).

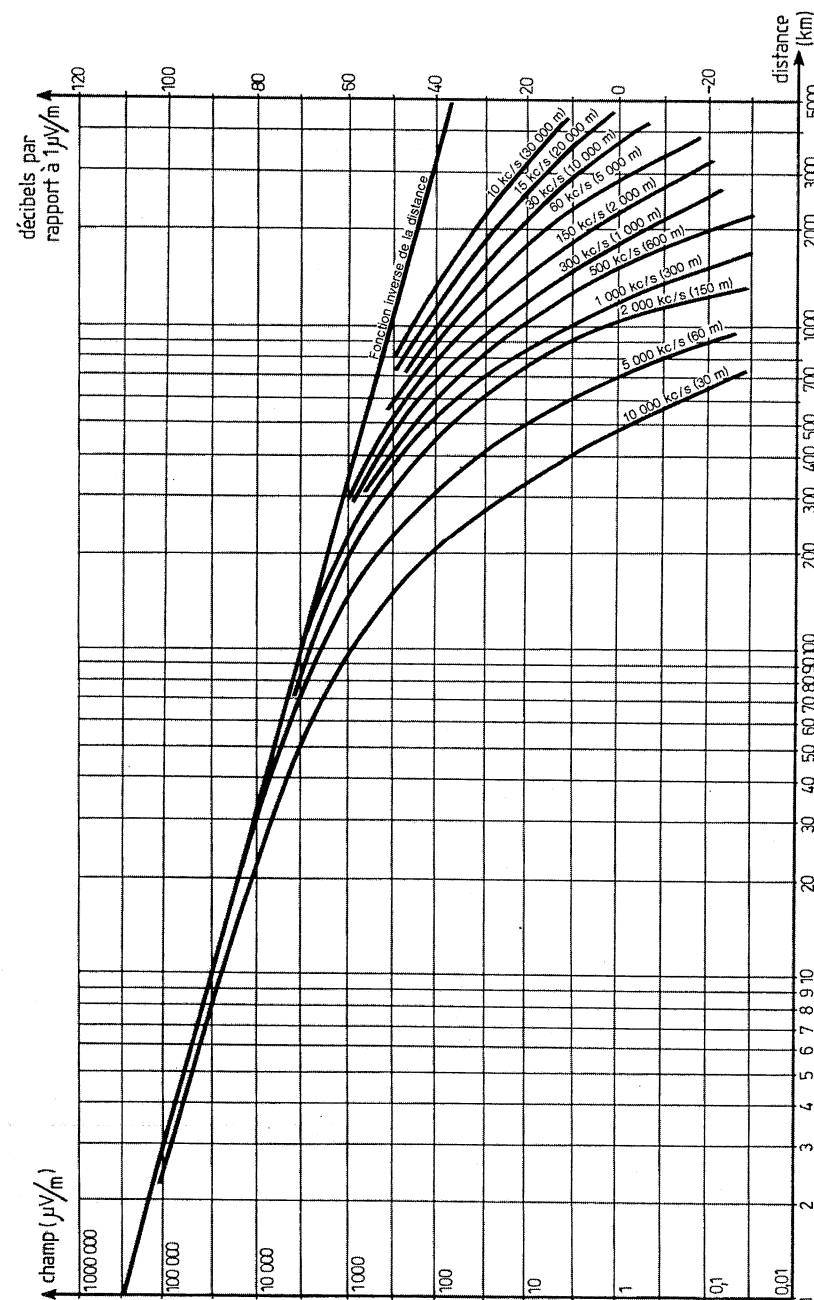


Figure A6.7 – Champ produit par l'onde de surface avec une antenne verticale rayonnant 1 kilowatt au-dessus de la mer $\sigma = 4$ (MKS) $E_{\text{relatif}} = 80$ (on admet $E = 300\,000 \mu\text{V/m}$ à 1 km).

A.6.6 Réfraction dans l'atmosphère (application aux ondes guidées)

Nous avons, à plusieurs reprises, dit que la propagation des ondes s'effectuait en ligne droite, en espace dit « libre ». En fait, cela n'est vrai que très loin de la terre – et nous ajouterons : des planètes ! – car la réfraction dans le voisinage immédiat de la terre donne un rayon de courbure ρ (figure A6.8) à la trajectoire des ondes. Ceci veut dire que partant du point O, le rayonnement devrait suivre la direction OA. En fait, elle s'incurve en OA' selon un rayon de courbure ρ que l'on assimile à une distorsion de la rotondité de la terre. Cela est dû à la réfraction de l'air ; la troposphère n'étant pas homogène, la trajectoire peut subir diverses distorsions assez difficiles à définir. Au voisinage du sol, on admettra que le milieu est à structure sphérique, c'est-à-dire que l'indice de réfraction varie uniquement en fonction de la distance R au centre de la Terre. La loi de Descartes est donc modifiée selon une loi qui donne l'équation des trajectoires de champ :

$$nR \cos \varphi = C^{\text{te}}$$

avec :

- n = indice de réfraction, voisin de l'unité (1,0002 à 1,0004)
- R = rayon du centre de la terre au lieu de l'émission, soit : $R = a + H$ avec $a = 6\,378,16$ km à l'équateur et H la hauteur de l'antenne émettrice
- φ = angle avec l'horizontale.

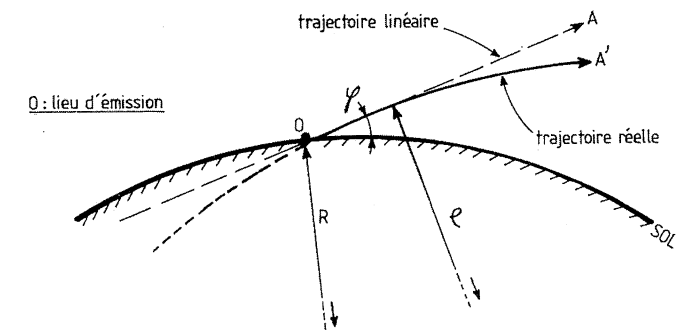


Figure A6.8.

Le rayon de courbure ρ découle de la dérivée de la variation de n en fonction de R :

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{\cos \varphi}{n} \cdot \frac{dn}{dR}$$

Au voisinage du sol, $\cos \varphi = 1$ et $n \approx 1$, et la variation de R est, en fait, celle de la hauteur H du point d'émission au-dessus du sol :

$$\frac{1}{\rho} \approx -\frac{dn}{dH}$$

Le rayon de courbure des trajectoires de champ est en gros égal au gradient de l'indice de réfraction dans l'atmosphère. On comprend alors pourquoi les régions situées au-delà de l'horizon peuvent proposer une recrudescence de champ par l'addition d'un champ incurvé OA' avec un rayonnement OB moins incurvé car rasant le sol (figure A6.9).

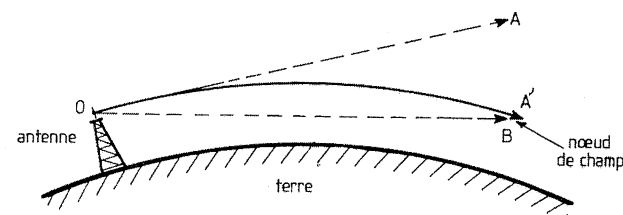


Figure A6.9.

On peut connaître avec une certaine précision la variation de n pour une zone climatique comme ce qui permet de dresser des cartes de prévision de propagation dans des gammes de fréquence limitées. Pour ce faire, il faut tout de même connaître ρ que l'on peut assimiler au rayon terrestre a multiplié par un coefficient multiplicateur K ; on peut même admettre que les trajectoires deviennent rectilignes pour une terre de rayon Ka (environ 8 500 km dans une atmosphère « normale » de climat tempéré), à condition que l'on s'éloigne du sol. Si le trajet de la liaison est court et limité à la zone terrestre, le facteur diminue selon la loi de la figure A6.10.

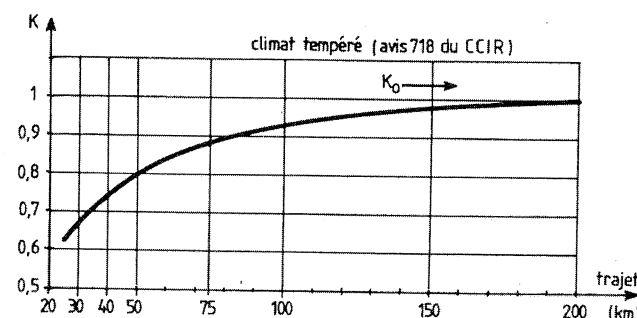


Figure A6.10.

A.6.7 Calcul de la limite maximale

On aboutit à la courbe de figure A6.10, où :

$$K_0 = \frac{1}{1 + a \left(\frac{dN}{dH} \right)}$$

avec :

$$N = \frac{\phi^2}{2} - \frac{H}{a} = f_{(H)}$$

si l'on a : H en mètres, a en 10^6 mètres (soit $a \approx 6,7$ milliers de km) et ϕ en milliradians. L'application donne $\frac{dN}{dH} = -39$ unités N/km.

Ceci débouche sur la notion d'une onde guidée qui revient sur la terre plusieurs fois mais en subissant, des atténuations normales dues à la distance (figure A6.11). Ce phénomène a lieu dans la tro-

posphère pour un angle ϕ_0 faible et on démontre que la hauteur de l'arc prend la valeur : $H = \frac{\lambda}{2\phi}$ (ϕ est compté en radian).

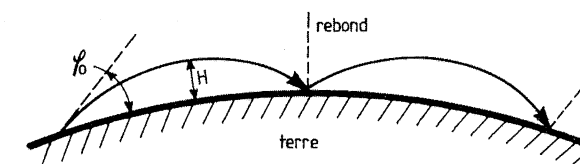


Figure A6.11.

Ce mode de propagation n'excède pas 1 à 2 mètres au-dessus de la mer ce qui conditionne la longueur d'onde (de l'ordre du mètre et en dessous) et l'on constate des évanouissements fréquents.

A.6.8 Conséquences sur les liaisons en visibilité directe

Deux points situés à des hauteurs différentes h_1 et h_2 (figure A6.12) au-dessus d'une terre jugée sphérique ne seront en visibilité réelle que si aucun obstacle ne vient entamer une zone où les ondes subissent une probable courbure. On appelle cela un ellipsoïde de Fresnel. Elle définit la distance de visibilité car l'ellipse ne doit pas entamer non plus la courbure de l'horizon :

$$d = \sqrt{2\rho}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$$

ρ est alors le rayon fictif calculé comme précédemment et que l'on peut souvent assimiler à $\frac{4}{3}a$, soit environ 8 500 km (climat tempéré).

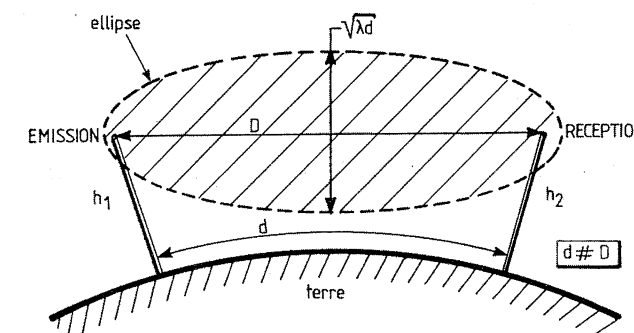


Figure A6.12.

Par ailleurs, le diamètre maximal de l'ellipse est évalué à $\sqrt{\lambda d}$.

Exemple : $h_1 = h_2 = 100$ m ; $\rho = 8\,500$ km ; $d = 82,462$ km ; $\sqrt{\lambda d} = 922$ m¹ pour $\lambda = 0,1$ m (3 GHz).

1. Il semble ici difficile que l'ellipse ne coupe pas les irrégularités du sol. Il y aura obligatoirement accroissement de l'atténuation de la liaison calculée comme indiqué ci-dessus.

A.6.9 Conséquences sur les liaisons aux satellites

Les indices de réfraction n changent de valeur à mesure que l'on s'éloigne du sol : voir figure A6.13. Les ondes subissent donc plusieurs incurvations avant d'atteindre le satellite. Le pointage vers un satellite (liaison montante) est donc délicat si l'antenne d'émission possède une très forte directivité. D'après M. Lucien Boithas, Ingénieur en Chef des Télécommunications au CNET (Techniques de l'Ingénieur), on apprécie la correction d'angle au moyen d'une expression approchée :

$$\Delta\varphi = \frac{n_o - 1}{\operatorname{tg} \varphi}$$

avec n_o , l'indice de réfraction au niveau du sol et pour $\varphi \geq 20^\circ$.

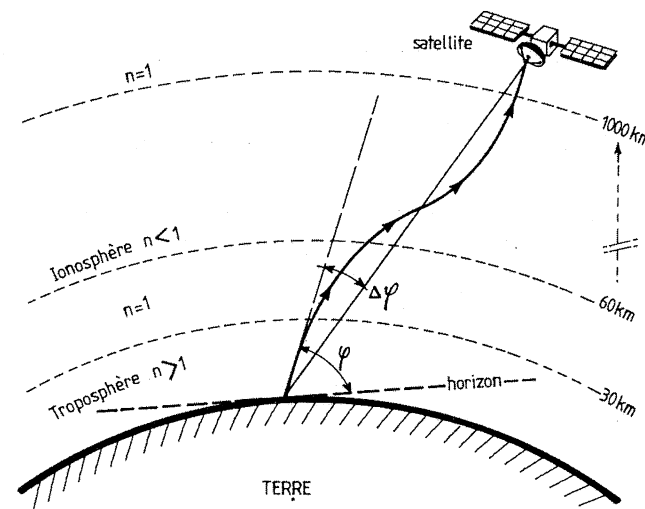


Figure A6.13.

Pour les liaisons descendantes (réception) il n'y a pas de correction à prévoir à cause de l'épanouissement du lobe de couverture.

049512 - (I) - (I) - OSB 80° - ALL - MPN

Achevé d'imprimer sur les presses de
SNEL Grafics sa
Z. I. des Hauts Sarts - Zone 3
Rue Fond des Fourches 21 - B-4041 Vottem (Herstal)
Tél +32 (0)4 344 65 60 - Fax +32 (0)4 286 99 61
septembre 2006 - 37944

Dépôt légal : septembre 2006

Imprimé en Belgique