ANNEXES

230 POUR UNE CLINIQUE DE LA GLOBALITÉ

Vers la Médiation somatique.

Section I.

A 1.1 - Les générateurs hautes fréquences à étincelles.

Ces générateurs HF sont basés sur le principe de l'excitation, suite à un choc électrique, d'un circuit oscillant inductance-capacité. Dans le passé, divers dispositifs ont été réalisés sur ce principe en fonction des applications envisagées, notamment en radiotélégraphie [ADAM, 1938].

Le principe de fonctionnement est le suivant. Une capacité, un éclateur et une inductance forment un circuit série refermé sur lui-même. L'éclateur est constitué de deux électrodes fixes, l'une vis à vis de l'autre, et séparées par un gaz. La capacité est chargée par un circuit annexe (continu ou alternatif). Lorsque la tension de charge atteint une certaine valeur (fixée par la distance et la forme des électrodes, la nature et la pression du gaz), le gaz contenu entre les électrodes de l'éclateur s'ionise brusquement (étincelle), rendant l'éclateur conducteur : la capacité chargée se trouve directement connectée à l'inductance, produisant ainsi des oscillations haute fréquence qui s'amortissent rapidement ; l'amortissement étant déterminé surtout par la résistance du gaz ionisé. En répétant ce processus, on obtient une succession d'oscillations amorties.

Lorsque l'éclateur est à l'air libre, des émanations d'ozone peuvent s'en dégager plus ou moins fortement selon la puissance du générateur ; de plus, un tel dispositif ne peut fonctionner en permanence pendant de longues heures à cause de la corrosion des électrodes.

Un vibreur peut être utilisé à la place de l'éclateur : la capacité chargée est connectée à l'inductance par un interrupteur commandé par un électroaimant. Ce dispositif réduit les émanations d'ozone. D'autres dispositifs réunissent éclateur et vibreur, et tentent de réduire l'amortissement pour produire des oscillations un peu plus longues.

Si l'inductance est couplée à un enroulement secondaire constitué de nombreuses spires, des pics de tension HF élevés peuvent être atteints : jusqu'à 90kV pour les applications par effluves... mais sous haute impédance [Dumoulin, 1987]. Les puissances HF utilisées en diathermie (quelques centaines de watts) sont accessibles avec ce type de générateurs.

Section II.

A 2.1 - Les facteurs immunitaires analysés lors des expérimentations réalisées avec *T.equiperdum*.

Lors de leurs investigations, R.PAUTRIZEL et coll. se sont intéressés à certains facteurs immunitaires, essentiellement humoraux [PAUTRIZEL, 1971, 1971/09; PRIORE, 1974]. La présence des divers anticorps étant révélée selon plusieurs modalités, il faut donc plutôt parler de « *propriétés d'anticorps* ». Les principaux anticorps examinés sont les suivants :

• Anticorps agglutinants : Ils sont spécifiques au type antigénique. Lorsque ces anticorps correspondent à l'antigène situé en surface, les trypanosomes sont agglutinés, collés entre eux. Pendant cette réaction, les parasites restent vivants, mobiles [PAUTRIZEL, 1962]. La glycoprotéine de surface, spécifique au type antigénique, participe à la réaction d'agglutination [BALTZ, 1976]. Seuls les anticorps agglutinants spécifiques au type antigénique *Bo-Tat-1* ont été recherchés lors des expériences.

• Anticorps hémagglutinants : Des souris ou des rats sont infestés par le type antigénique de base *Bo-Tat-1*. Lorsque la parasitémie atteint ou dépasse 10^6 tryp./µl de sang, le sang est récolté, mélangé à de l'héparine (1µl/ml de sang) et déposé sur une couche de DEAE-cellulose (épaisseur 3cm) en équilibre dans un tampon phosphate glucosé pH8. Les trypanosomes passent ainsi rapidement à travers la couche contrairement aux éléments figurés du sang ; trois lavages successifs permettent d'éliminer les protéines plasmatiques de la suspension concentrée en trypanosomes ainsi obtenue. Les corps parasitaires sont ensuite désintégrés (liquéfaction de cette suspension à -50°C sous une pression de $10T/cm^2$, puis expansion à travers une fente de 0,5mm de large), et les particules insolubles sont éliminées par centrifugation (30mn, 20000g). Le surnageant contient les antigènes somatiques et les exo-antigènes, et constitue le réactif antigénique. Il est ajusté à une concentration de protéines totales de 5mg/ml.

Les antigènes sont ensuite fixés chimiquement (glutaraldéhyde) à des hématies de Mouton. Les hématies de Mouton ainsi traitées s'agglutinent lorsqu'elles sont mise en présence d'anticorps hémagglutinants (les hématies ne jouent donc qu'un rôle passif de support).

Les anticorps hémagglutinants sont communs à l'ensemble des types antigéniques d'une même souche.

• Anticorps précipitants : Le même réactif antigénique que ci-dessus est utilisé, mais ajusté à 10mg/ml de protéines totales. Les anticorps précipitants sont décelés et dosés par des techniques d'immuno-précipitation en gel de gélose ou d'Agar (double diffusion semi-quantitative et analyse par immunoélectrophorèse).

Les structures antigéniques précipitantes sont multiples et chacune d'elles induit pour son compte la formation, par l'organisme hôte, d'anticorps correspondants. Pour cette raison, R.PAUTRIZEL et coll. n'ont considéré qu'un titre global dans la recherche de ces anticorps.

Les anticorps précipitants sont, pour certains, spécifiques aux types antigéniques et, pour les autres, dirigés contre les antigènes communs aux différents types antigéniques d'une même souche.

• Anticorps séro-protecteurs (ou neutralisants) : On injecte à des souris normales une dilution de sérum (0,5 ml) provenant d'un animal supposé produire de tels anticorps. Puis, 24h après, on leur inocule une dose de 2×10^4 trypanosomes. Les dilutions d'immunsérums varient du $1/50^e$ (parfois $1/10^e$) au $1/1000^e$. Selon la concentration en anticorps séro-protecteurs, le pouvoir protecteur peut être total (il empêche le développement des parasites) ou partiel (certaines souris peuvent être protégées ; pour les autres, l'évolution de la parasitémie est retardée ou ralentie).

Les anticorps séro-protecteurs sont spécifiques au type antigénique. R.PAUTRIZEL et coll. ont démontré leur nature immunoglobulinique en comparant le pouvoir séro-protecteur et le titre des IgM et IgG des différentes fractions de centrifugation (gradient de saccharose 5 à 20%, à 4°C, 24000tr/mn, pendant 13h) du sérum à analyser.

Les animaux protégés par l'injection de l'immunsérum perdent, ~45 jours après, leur état de protection du fait de l'élimination des anticorps.

Les titres des anticorps indiqués dans le texte sont exprimés par l'inverse de la dernière dilution donnant une réaction immunologique positive.

Par ailleurs, R.PAUTRIZEL et coll. ont eu l'occasion d'étudier la cinétique de production d'anticorps hétérocytotropes chez des lapins infestés et négativés plusieurs fois avec les champs EM PRIORE. Il ont utilisé pour cela la peau de cobayes (technique d'Ovary modifiée) [PAUTRIZEL, 1972].

D'une façon plus globale, R.PAUTRIZEL et coll. ont étudié la variation du taux de deux classes d'immunoglobulines : IgG et IgM. L'IgG a été choisie parce qu'elle est pondéralement l'immunoglobuline la plus importante, aussi bien chez le Lapin que chez la Souris. L'IgM, quant à elle, voit son taux très augmenté chez un animal porteur d'une trypanosomiase évoluant depuis un certain temps.

234 POUR UNE CLINIQUE DE LA GLOBALITÉ

Dans certaines situations expérimentales (trypanosomiases chroniques notamment), une parasitémie indécelable dans le sang circulant ne permet pas de conclure, de façon certaine, à la guérison de l'animal. La mesure du taux de l'IgM constitue alors un critère « *commode* » permettant de suivre l'état pathologique de l'animal et de déterminer sa guérison.

Ces immunoglobulines ont été dosées par une technique semi-quantitative de double diffusion en gel de gélose en opposant des dilutions successives du sérum à tester $(2^n, n = 0, 1, ...)$ à un immun-sérum mono-spécifique anti-IgG ou anti-IgM de Souris ou de Lapin ; les traits de précipitation sont comparés avec ceux obtenus avec le sérum du même animal mais prélevé avant l'expérience. « *Bien que semi-quantitative, cette technique est sensible et très reproductible* » [PRIORE, 1974]. Les chiffres indiqués dans le texte donnent les proportions d'immunoglobulines par rapport à leur taux normal.

Les anticorps agglutinants sont de nature IgM et IgG. Les anticorps précipitants sont de nature IgG. Les anticorps hémagglutinants et séro-protecteurs sont de nature IgG et peut-être IgM.

Parallèlement, le rapport albumine/globuline a été suivi (électrophorèse sur acétate de cellulose et densitométrie après coloration de l'albumine et des globulines) ; il varie en fonction de l'état d'infestation de l'animal.

A 2.2 - Expériences réalisées avec des lapins hypercholestérolémiés.

Une série d'expériences a été réalisée avec des lapins soumis à un régime riche en cholestérol. Un projet de rapport a été rédigé [DALLOCCHIO, 1972]. Nous le reproduisons ici dans son intégralité bien qu'il présente quelques lacunes, notamment figure, tableaux, mots (notés *).

« <u>MATERIEL ET METHODE</u>.

Trente deux lapins, Fauves de bourgogne, mâles, âgés de 5 mois au début de l'expérimentation, d'un poids voisin de 3 kg, sont placés en batteries de cages individuelles avec distribution contrôlée d'aliments (granules industriels). Ils sont maintenus en stabulation pendant 3 semaines avant d'être utilisés pour l'expérimentation. Dès le début de l'expérience, ils sont nourris exclusivement de granulés industriels de même nature, mais dosés à 1% de cholestérol. La quantité d'aliment ingérée par chaque animal pesés quotidiennement, est d'environ 100g, soit 1g de cholestérol par jour pour chaque animal. Le régime est poursuivi pendant 15 semaines dans toutes les séries expérimentales.

Le animaux sont repartis en deux groupes : le premier est composé de 12 lapins non soumis au rayonnement, utilisés comme témoins - le deuxième groupe comprend 20 lapins répartis en plusieurs séries expérimentales. Dans chacune de ces séries, les animaux d'expérience subissent, par groupe de deux, un traitement qui consiste à les maintenir sous un appareil émettant des ondes électromagnétiques et des champs magnétiques, chaque jour pendant 90mm et pour certaines expériences 180mm. Ils sont ensuite placés dans la pièce où se trouvent les témoins, par conséquent, dans les mêmes conditions d'isolement et de climatisations. Pour certaines expériences, les animaux des deux groupes (traités et non traités) sont replacés dans une cage de Faraday.

Chaque semaine, 10ml de sang sont prélevés par dépression dans la veine marginale de l'oreille chez les animaux témoins et les animaux d'expérience. Sur chaque échantillon de sérum, le cholestérol (méthode de Ferro et HAM), les phospholipides (technique de Connerty), les triglycérides (techniques de VAN HANDEL et ZILVERSMIT) et les B lipoprotéines (technique de BURSTEIN et SAMAILLE) sont appréciés. Les animaux sont sacrifiés 4 à 5 semaines après l'arrêt du traitement cholestérolé (19° à 20° semaine d'expérience).

Les organes sont prélevés et pesés ; les aortes, sont ouvertes et on évalue microscopiquement l'étendue des dépôts lipidiques aortiques (pourcentage de la surface aortique occupée par les dépôts lipidiques) dans toutes les séries expérimentales. Les pièces prélevées sont fixées au Formol, incluses à la *, coupés à 5 * et colorées au TRICHROME DEMASSON, à l'HEMALUN - EOSINE -SAFRAN. Les fibres élastiques sont mises en évidence par le WEIGERT, les éventuelles calcifications sont recherchées par Von Kossa.

Pour certaines expériences, l'étude enzymologique est effectuée sur la paroi aortique. L'évaluation des activités enzymatiques se fait à partir d'un homogénat aortique (500mg d'aorte par 10ml de soluté isotonique de chlorure de sodium) subissant une centrifugation de 15' à 5000g et à $+4^{\circ}C$.

a) Parmi les déshydrogénases ont été déterminées les activités des enzymes appartenant à divers cycles métaboliques :

- la Lactico-déshydrogénase (E.C.1.1.1.27) LDH du carrefour glycolytique déterminée par la méthode de WROBLEWSKI.,

- l'Isocitrique-déshydrogénase (E.C.1.1.1.42) ICDH du cycle de Krebs,

- la Glucose-6-phosphate-déshydrogénase (E.C.1.1.1.49) G6PDH et la 6-phosphoglucono-déshydrogénase (E.C.1.1.1.44) toutes deux du cycle des pentoses.

Les activités de ces trois dernières enzymes nécessitant comme coenzyme le NADP sont déterminées par la technique de Wolfson et Williams-Aseman modifiée.

b) Parmi les hydrolases, ont été étudiées :

- les Phosphomonoestérases I et II

- P.M.E. I ou Phosphatase-alcaline (E.C.3.1.3.1)

- P.M.E. II ou Phosphatase-acide (E.C.3.1.3.2)

Utilisant comme substrat le Phénylphosphate-disodique (méthode de KING)

Deux hydrolases impliquées dans le métabolisme des mucopolysaccharides :

- la Glucuronidase (E.C.3.2.1.31) (première méthode de FISHMAN utilisant comme substrat la Phénolphtaleïne-glucuronide)

- la N-acétyl-D-glucosaminidase (E.C.3.2.1.30) (méthode de WALKER, substrat Nitrophényl-acétyl-D-glucosaminide)

c) Comme transférase : la Créatine-phosphokinase (E.C.2.7.3.2) CPK.

A - EVOLUTION DES COMPOSANTES SERIQUES.

I - Animaux témoins cholestérolés : (Fig. n°1)

Pendant la durée du régime cholestérolé, les concentrations sériques en cholestérol augmentent d'une manière régulière et progressive pour atteindre des taux de l'ordre de 15g/l à la fin du régime. L'arrêt du régime détermine une chute brutale des ces taux et en fin d'expérimentation la valeur moyenne des concentrations en cholestérol sérique ne dépassent pas 1,5g/l.

Les triglycérides suivent la même évolution qui les amènent à des concentrations maximales à la fin du régime et leur fait retrouver des taux normaux en fin d'expérience.

Les Phospholipides présentent la même courbe évolutive ainsi que les lipoprotéines.

II - Animaux Traités.

Qu'elles que soient les modalités du traitement physique, les paramètres n'évoluent qu'après une période de latence de 3 semaines en moyenne ; après cette période, l'efficacité de l'irradiation se manifeste avec netteté par un temps variable et se prolonge malgré l'interruption du traitement.

L'application de ce traitement dès le début du régime cholestérolé se traduit par des concentrations de cholestérol maximales en fin de régime nettement inférieures à celles des animaux témoins ; et la durée d'efficacité du traitement est également proportionnelle au temps d'application : une période de 2 semaines paraît constituer le seuil minimal.

Par contre, en ce qui concerne les triglycérides, si la diminution d'amplitude des concentrations se prolonge pendant toute la durée du régime, cet effet est indépendant du temps d'application du traitement.

Enfin, les modalités de d'évolution des concentrations en phospholipides et en β -lipoprotéines suivent une évolution semblable à celle du cholestérol. Lorsque le traitement physique n'est appliqué que 5 semaines après le début du régime cholestérolé, la réponse des paramètres sériques est fonction de la durée quotidienne du traitement. Lorsque celui-ci est appliqué pendant 1h30mm par jour, l'évolution de la composante lipidique du sérum reste en tout point comparable à ce qui a été précédemment défini.

Par contre à 3h par jour, on observe une période de latence réduite et une efficacité prolongée plus faible. Ainsi, on observe les triglycérides, une diminution

238 POUR UNE CLINIQUE DE LA GLOBALITÉ

brutale des concentrations dès l'application du traitement ; les taux restent très faibles 1 à 2 semaines après la fin du traitement.

Par contre, pour les phospholipides et les β -lipoprotéines, il ne semble pas possible de mettre en évidence de quelconque variation par rapport à la série précédente.

Conclusion.

L'application du traitement physique se traduit par une action spectaculaire sur la cholestérolemie et à un moindre degré sur les triglycérides, les phospholipides et les β -lipoprotéines sériques.

Le fait essentiel de cette action réside dans l'existence d'une période de latence de 2 à 3 semaines avant la manifestation positive du phénomène. Cette période peut être réduite lorsque la durée quotidienne du traitement est augmentée.

L'importance des diminutions observées dépend essentiellement de la valeur de la cholestérolemie lorsque commence l'irradiation. Dans la plupart des cas, cette action peut se prolonger un certain temps après l'arrêt du traitement malgré la continuation du régime alimentaire riche en cholestérol.

<u>B - EVOLUTION DE LA COMPOSANTE PARIETALE.</u>

I - Etude Macroscopique

a) Animaux témoins cholestérolés.

Chez ces animaux, les pourcentages moyens de la surcharge lipidique pariétale atteint 50% de la surface totale de l'aorte. Ces lésions commencent à l'origine de l'aorte thoracique sous la forme de cupules parfois calcifiées et puis s'étendent en direction de l'aorte abdominale.

b) Animaux traités.

Chez tous les animaux traités, l'étendue des lésions identiquement déterminée est toujours inférieure à celle observée chez les animaux cholestérolés. Nous n'observons jamais de lésions supérieures à 40% de la surface totale de l'aorte chez tous les animaux traités et la valeur moyenne est fonction des modalités de l'irradiation. Les résultats sont rapportés dans le tableau n° *.

II - Etude microscopique

a) Animaux témoins.

Chez ces animaux, nous observons les images classiques d'athéromatose ; des plaques d'athérome très épaisses constituées de cellules xanthomateuses à cytoplasme clair, dans la plupart des cas une limitante interne rompue ou dilusurée et très souvent un début de calcification dans la *.

L'examen systématique des organes, s'il n'a pas montré de manifestations caractéristiques au niveau pulmonaire, nous a par contre permis de mettre en évidence des coronaires athéromateuses ; stéatose hépatique et dans un petit nombre de cas, des fibroses péri-vasculaires dans les zones corticales du rein.

b) Animaux traités.

L'étude histologique des animaux traités, dont les résultats sont présentés dans le tableau $n^{\circ} *$, nous a permis de constater que lorsque le traitement irradiant est appliqué après 5 semaines de régime cholestérolé, il s'avère incapable de réduire la stéatose hépatique, mais que par contre il est susceptible de provoquer une désorganisation des plaques athéromateuses sans toutefois les supprimer totalement.

Lorsque le traitement est appliqué simultanément avec le régime cholestérolé, la sténose hépatique se trouve réduite, proportionnellement à la durée du traitement, pour disparaître dès que celui-ci atteint 4 semaines.

Cependant bien que les manifestations athéromateuses n'aient pas été étudiées au niveau de l'aorte, elles restent présentes sur les coronaires. Ici, leur amplitude est fonction de la durée du traitement : ainsi, après 4 semaines de rayonnement, il n'est plus possible de les mettre en évidence.

III - Etude enzymologique.

La durée du traitement irradiant caractérise cette série expérimentale : en effet, les animaux sont exposes au rayonnement pendant deux, trois et quatre semaines. Il convient donc de classer ces résultats selon cette progression dans le temps afin de pouvoir confirmer ou infirmer les observations précédemment effectuées.

Lorsque le traitement est appliqué une seule semaine, les variations d'activités enzymatique entre ce lot et le lot témoin ne sont pas significatives.

Par contre, ces variations deviennent significatives et d'autant plus que l'on s'adresse aux résultats des animaux irradiés 3 et 4 semaines

240 POUR UNE CLINIQUE DE LA GLOBALITÉ

Parmi les déshydrogénases, les deux enzymes du cycle du pentose ont une activité nettement diminuée ainsi que l'activité de la LDH du groupe R 3.

Les deux enzymes impliquées dans le métabolisme des mucopolysaccharides, (Glucuronidase et N-acétyl-glucosaminidase) présentent une activité nettement diminuée.

Discussion :

La diminution des activités (G6PDH et 6PGLDH) révélerait une sous production de NADPH, coenzyme nécessaire à la synthèse du complexe lipidique.

La diminution de l'activité (Glucuronidase et N-acétyl-glucosaminidase) pourrait manifester un retard du catabolisme des mucopolysaccharides.

Ces deux comportements biochimiques peuvent certainement rendre compte de la diminution des plaques d'athéromes et de la quasi intégrité du tissu conjonctif de la paroi des animaux subissant un traitement prolongé ».

Section IV.

A 4.1 - Caractéristiques d'une modulation de phase.

Considérons un champ électrique dont l'oscillation dans le temps est décrite par la forme temporelle suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{t}) = \mathbf{E}_0 \mathbf{e}^{\mathbf{j}} (\boldsymbol{\omega} \mathbf{t} - \boldsymbol{\varphi}) \tag{A.4.1.1}$$

 ω est la pulsation de l'onde ; t est le temps ; E₀ l'amplitude du champ (ne varie pas en fonction du temps) ; φ est la phase.

Si la phase est constante, cette oscillation est monochromatique. Le spectre fréquentiel se limite à une raie à la pulsation ω .

Si la phase φ est fonction du temps, l'oscillation E(t) est modulée en phase. Lorsque la variation de φ s'effectue sinusoïdalement en fonction du temps :

$$\varphi(t) = \Delta \varphi \cos(\omega_{mod} t)$$

l'indice de modulation de phase η est donné par la relation [Fontolliet, 1994] :

$$\eta = \Delta \omega / \omega_{\text{mod}} = \Delta \phi \qquad (A.4.1.2)$$

où $\Delta \varphi$ est l'excursion en phase ; $\Delta \omega$ est l'excursion de la pulsation du champ, centrée sur la valeur ω ; ω_{mod} est la pulsation du signal modulant. Le spectre fréquentiel du champ modulé est constitué de raies à $\omega \pm m \omega_{mod}$, avec m entier positif. L'amplitude de chaque raie est proportionnelle à la valeur de la fonction de Bessel d'ordre m et d'argument égal à l'indice de modulation. Ainsi, la raie centrale (m = 0) a pour amplitude :

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\omega}) = \mathbf{E}_0 \mathbf{J}_0(\boldsymbol{\eta})$$

Les raies au dessus et en dessous de la raie centrale ont respectivement pour amplitude :

$$E(\omega + m \omega_{mod}) = E_0 J_m(\eta)$$
$$E(\omega - m \omega_{mod}) = E_0 (-1)^m J_m(\eta)$$

Pour une valeur de m donnée, les deux raies à $\omega \pm m \omega_{mod}$ ont la même amplitude. Le spectre est donc symétrique en amplitude. La largeur du spectre est théoriquement infinie.

A 4.2 - Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma isotrope.

Considérons une onde électromagnétique monochromatique, de fréquence f, progressive et plane. Dans un trièdre direct, l'onde se propage dans la direction z, dans le sens des z positifs ; le vecteur champ électrique est contenu dans le plan x,y et obéit à l'expression suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{t},\mathbf{z}) = \mathbf{E}_0 e^{\mathbf{j} (\boldsymbol{\omega} \mathbf{t} - \mathbf{k} \mathbf{z})}$$

 ω est la pulsation de l'onde ($\omega = 2\pi$ f) ; t est le temps ; k le nombre d'onde ou constante de propagation. Dans l'air ou le vide, on a :

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 = 2 \ \pi \ / \ \lambda_0$$
 , $\lambda_0 = c \ / \ f$

 λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, *c* la célérité de la lumière ($\cong 3.10^8$ m/s).

Pour caractériser les phénomènes de propagation dans les milieux isotropes, on définie l'indice de propagation :

$$\mathbf{N} = (\boldsymbol{\varepsilon}_r \boldsymbol{\mu}_r)^{1/2}$$

où ε_r et μ_r sont respectivement la permittivité et la perméabilité relatives du milieu. Habituellement, on néglige les propriétés magnétiques des gaz ionisés [HEALD, 1965 ; QUEMADA, 1968 ; GINSBURG, 1960] ; nous prendrons donc $\mu_r = 1$. D'une façon générale, la permittivité relative (ou constante diélectrique) est complexe :

Ainsi :

$$\mathbf{N} = \mathbf{N}' - \mathbf{j} \ \mathbf{N}'' = \sqrt{\varepsilon_r} \qquad A.4.2.1.a$$

N' =
$$(1/2)^{1/2} [(\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2)^{1/2} + \epsilon_r']^{1/2}$$
 A.4.2.1.b

$$N'' = (1/2)^{1/2} \left[(\epsilon_{r'}^{2} + \epsilon_{r''}^{*'})^{1/2} - \epsilon_{r'}^{*'} \right]^{1/2}$$
 A.4.2.1.c

La constante de propagation et la longueur d'onde dans ce milieu prennent pour expression:

$$k=k_0\;N\quad,\quad\lambda=\lambda_0\,/\,N$$

L'expression donnant le champ électrique de l'onde en fonction du temps et de l'espace devient :

$$\mathbf{E}(t,z) = \mathbf{E}_0 \ e^{-k_0 N'' z} \ e^{j(\omega t - k_0 N' z)}$$
 A.4.2.2

$$\varepsilon_{\rm r} = \varepsilon_{\rm r}' - j \varepsilon_{\rm r}''$$

La vitesse de phase de l'onde est définie par :

$$v_{\varphi} = \omega / k = c / N$$

On définie le coefficient de qualité Q d'un diélectrique par le rapport entre l'énergie emmagasinée - due à la polarisation du diélectrique sous l'influence du champ électrique - divisée par l'énergie dissipée pendant un cycle, le tout multiplié par 2π . Cette définition est équivalente à la relation suivante (δ est l'angle de perte):

$$\mathbf{Q} = \mathbf{\varepsilon}_{\mathbf{r}}' / \mathbf{\varepsilon}_{\mathbf{r}}'' = \mathrm{tg} \ \mathbf{\delta}$$

Dans cette étude, nous ne tenons compte que des oscillations électroniques dues au champ électrique de l'onde et négligeons les oscillations ioniques. Cette approche est justifiée dans le cas des champs hautes fréquences et à plus forte raison dans le cas des champs ultra hautes fréquences.

Plaçons nous dans le cadre de la théorie des plasmas froids¹. Considérons l'électron représentatif du comportement moyen de l'ensemble des électrons du gaz ionisé. Sous l'effet du champ électrique, cet électron est mis en mouvement et subit des collisions avec les ions et les neutres du gaz. Plus la densité de neutres est importante (donc plus la pression est élevée), plus les collisions sont fréquentes. La fréquence de collision est notée v_c . A chaque collision, l'électron est plus ou moins dévié de sa trajectoire. Plus il est dévié, plus sa quantité de mouvement acquise sous l'effet du champ est modifiée. Si θ est l'angle de déviation, on définit la fréquence de transfert de quantité de mouvement par collision v de la façon suivante [GORDON, 1960 ; BROWN, 1959] :

$$v = v_c (1 - \cos \theta)_{mov}$$

où l'indice "moy" signifie qu'il s'agit d'une opération de moyenne portant sur l'expression entre parenthèse avec un grand nombre de collisions. De cette façon, l'onde électromagnétique cède de l'énergie au plasma par effet Joule, c'est à dire par conduction électrique. La constante diélectrique d'un milieu ionisé isotrope a alors pour expression [HEALD, 1965] :

$$\varepsilon_{\rm r} = 1 - \omega_{\rm p}^2 / \omega (\omega - j \nu)$$

¹ Ce choix est parfaitement justifié, vu les énergies mises en jeux pour créer le plasma dans les machines de A.PRIORE. En nous plaçant dans l'hypothèse des plasmas froids, la vitesse thermique des électrons est négligeable devant la vitesse de phase de l'onde ; la vitesse thermique des ions est, quant à elle, très inférieure à celle des électrons [HEALD, 1965].

soit :

$$\begin{split} \epsilon_{\mathbf{r}}' &= 1 - \omega_{\mathbf{p}}^{2} / (\nu^{2} + \omega^{2}) \leq 1 \\ \epsilon_{\mathbf{r}}'' &= \omega_{\mathbf{p}}^{2} \nu / \omega (\nu^{2} + \omega^{2}) = (1 - \epsilon_{\mathbf{r}}') \nu / \omega \end{split}$$

où ω_p est la pulsation plasma due à l'oscillation collective des électrons. Elle est définie par :

$$\omega_{\rm p} = (n_{\rm e} q_{\rm e}^2 / m_{\rm e} \epsilon_0)^{1/2}$$
 A.4.2.3

 n_e est la densité électronique (en él./m³), q_e , m_e respectivement la charge et la masse de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide. Notons que d'après ces relations, ν a la dimension d'une pulsation (radian s⁻¹). Néanmoins, nous continuerons à utiliser le terme abrégé consacré dans la littérature - à savoir "fréquence de collisions électroniques" - car plus parlant.

Plaçons nous dans le cas où les pertes par collisions sont faibles pour l'onde de pulsation ω ; c'est à dire que $\nu < \omega$ ou $\nu^2 << \omega^2$, ce qui est généralement le cas pour les hyperfréquences. La permittivité relative prend la forme suivante :

$$\varepsilon_{\rm r}' = 1 - \omega_{\rm p}^2 / \omega^2 = 1 - a n_{\rm e}$$
 A.4.2.4.a

$$\varepsilon_{\rm r}^{"} = \omega_{\rm p}^{2} \nu / \omega^{3} \qquad A.4.2.4.b$$

avec :

$$a = q_e^2 / m_e \, \epsilon_0 \, \omega^2 = 3,22.10^3 / \, \omega^2 \qquad \qquad A.4.2.4.c$$

et la conductivité du plasma :

$$\sigma = \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' = \epsilon_0 \nu (\omega_p/\omega)^2$$

Ainsi, ε_r' est une fonction linéaire de la densité électronique.

• Lorsque $\omega_p = \omega$, il vient :

$$\begin{aligned} \epsilon_r' = 0 \ , \ \ \epsilon_r'' = \nu \ / \ \omega \ , \ \ \sigma = \epsilon_0 \ \nu \end{aligned}$$
 et :
$$N = \ \xi \ (\ 1 + \ j \) \qquad \text{avec} \qquad \xi = (\ \nu \ / \ 2 \ \omega \)^{1/2} = (\ \sigma \ / \ 2 \ \epsilon_0 \ \omega \)^{1/2} \end{aligned}$$

Habituellement, dans la littérature, on néglige ε_r " (ξ =0), ce qui permet de définir la pulsation plasma comme une pulsation de coupure de l'onde [Quemada, 1968] : l'indice de propagation est nul et le coefficient de réflexion du dioptre vide-plasma (avec un profile d'indice abrupt) est égal à l'unité.

A la coupure, la densité a pour valeur :

$$n_e = n_{ec} = 1/a$$

 n_{ec} est la densité critique. Dans ce cas, les courants de polarisations sont en opposition de phase par rapport aux courants de déplacements dans le vide [JOHNSON, 1990] pour l'oscillation UHF :

$$d\mathbf{P}/dt + d\mathbf{D}/dt = \varepsilon_0 \varepsilon_r d\mathbf{E}/dt = 0$$

D et **P** étant respectivement les vecteurs de déplacement électrique et de polarisation diélectrique. Dans le cas d'un milieu infini homogène, aucune onde électromagnétique ne se propage. S'ils sont mis en mouvement, les électrons se mettent à osciller librement autour de leur position moyenne à la pulsation ω_p .

Si l'on tient compte de ε_r'' ($\xi \neq 0$), la fonction d'onde prend pour expression :

$$\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E}_0 \ e^{-k_0 \xi z} \ e^{j(\omega t - k_0 \xi z)}$$
 A.4.2.5

Pour les hyperfréquences, les pressions et densités électroniques envisagées dans notre étude conduisent à un ξ petit : la longueur d'onde dans le plasma ($\lambda = \lambda_0/\xi$) s'allonge notablement par rapport au vide et la vitesse de phase augmente aussi de façon importante ; l'amplitude de l'onde s'atténue d'un facteur $1/e^{2\pi}$ sur une longueur d'onde dans le plasma.

En d'autres termes, contrairement à l'énergie dissipée par conduction électrique pendant une période d'oscillation, l'énergie électromagnétique emmagasinée dans le plasma est nulle ; le coefficient de qualité s'annule, mais une onde peut en partie se propager grâce à la faible conductivité du plasma.

• Lorsque $\omega_p > \omega$, on a :

$$\epsilon_{r}' < 0$$
 et $\epsilon_{r}'' = (1 + |\epsilon_{r}'|) \nu / \omega$

 ϵ_r " devient négligeable devant ϵ_r '. L'onde plane cesse d'être progressive et adopte une structure évanescente :

$$\mathbf{E}(\mathbf{z},\mathbf{t}) = \mathbf{E}_0 \mathbf{e}^{-\mathbf{k}_0 \mathbf{z}} |\mathbf{\varepsilon}_{\mathbf{r}'}|^{1/2} \mathbf{e}^{\mathbf{j} \boldsymbol{\omega} \mathbf{t}}$$

En tout points le long de l'axe des z, le champ électrique oscille en phase. La longueur d'onde est infinie ; sa définition revêt alors un caractère virtuel tout comme la vitesse de phase qui devient un imaginaire pur. L'amplitude décroît rapidement le long de l'axe z.

A 4.3 - Propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma anisotrope (magnétoplasma).

La présence d'un champ magnétique confère au plasma une anisotropie diélectrique. Les propriétés diélectriques du plasma sont décrites par un tenseur de rang deux. A partir de ce tenseur et des équations de Maxwell, on déduit l'équation de dispersion qui permet de déterminer l'indice de propagation de l'onde électromagnétique dans différents cas de figures [HEALD, 1965 ; QUEMADA, 1968 ; BOOKER, 1984]. L'orientation du champ électrique de l'onde (polarisation) peut ainsi subir des modifications.

A 4.3.1 - Pulsations caractéristiques.

L'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans les magnétoplasmas fait apparaître des pulsations qui caractérisent les propriétés d'anisotropie de ces milieux. Ces pulsations sont :

$$\omega_{1} = -(\omega_{b}/2) + [(\omega_{b}/2)^{2} + \omega_{p}^{2}]^{1/2}$$
$$\omega_{2} = +(\omega_{b}/2) + [(\omega_{b}/2)^{2} + \omega_{p}^{2}]^{1/2}$$
$$\omega_{hs} = (\omega_{b}^{2} + \omega_{p}^{2})^{1/2}$$

 ω_p est la pulsation plasma (A.4.2.3) ; ω_{hs} est la pulsation hybride supérieure ; ω_b est la pulsation cyclotron électronique et est donnée par la formule :

$$\omega_{\rm b} = q_{\rm e} B / m_{\rm e} = 1,777.10^{11} B$$

. .

 q_e , m_e étant respectivement la charge et la masse de l'électron, et B est l'intensité du champ magnétique en Tesla $(T)^2$. La différence entre ω_2 et ω_1 est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique puisque :

$$\omega_2 - \omega_1 = \omega_b$$

La pulsation hybride inférieure apparaît lorsque l'on prend en compte la présence des ions. Les ions étant beaucoup plus lourds que les électrons, la pulsation

 $^{^{2}}$ 1T = 10⁴ Gauss.

cyclotron ionique est très inférieure à la pulsation cyclotron électronique. Ainsi, dans notre étude, nous ne tenons pas compte de la présence des ions car il est peu probable qu'ils aient une influence sur la propagation de l'onde UHF.

Ces pulsations caractéristiques sont réparties dans l'ordre suivant :

 $\omega_1 < \omega_p < \omega_{hs} < \omega_2$ et $\omega_b < \omega_{hs}$

Lorsque $\omega_b \ll \omega_p$, on est dans le cas d'un plasma pratiquement isotrope :

$$\omega_{\rm b} \ll \omega_1 \approx \omega_{\rm p} \approx \omega_{\rm hs} \approx \omega_2$$

D'un autre côté, lorsque $\omega_p << \omega_b$, on a :

 $\omega_1 \approx \omega_p \ll \omega_b \approx \omega_{hs} \approx \omega_2$

L'anisotropie est caractérisée dans ce cas par une bande de fréquences très étroite autour de la fréquence cyclotron. Pour les faibles densité électroniques, la fréquence de collision électronique v tend à masquer les effets de cette bande.

Ces simples considérations montrent que l'anisotropie des magnétoplasmas est plus marquée lorsque ω_b et ω_p sont du même ordre de grandeur. L'onde électromagnétique est d'autant plus perturbée que sa pulsation est voisine de ω_p .

A 4.3.2 - Propagation transversale.

La direction de propagation de l'onde est perpendiculaire au vecteur champ magnétique.

Le champ électrique de l'onde incidente est parallèle au champ magnétique. — On a à faire à l'onde ordinaire. L'indice du milieu est alors donné par l'expression :

$$N_o^2 = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - j \nu \omega)$$

 ω_p est la pulsation plasma (*A.4.2.3*). L'onde ordinaire se propage donc comme si le milieu était isotrope (§A 4.2) : le champ magnétique est parallèle au déplacement des électrons mis en mouvement par le champ électrique de l'onde et n'a, de ce fait, aucune influence sur leur trajet. Si l'on néglige le terme de collisions (v<< ω), l'indice ordinaire s'écrit :

$$N_o = (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}$$

 ω_p est une pulsation de coupure pour l'onde ordinaire : $\{0, \omega_p\}$ est une bande de coupure pour l'onde ordinaire.

Dans une bande de coupure, l'onde adopte une structure évanescente s'atténuant d'autant plus vite que l'indice, alors purement imaginaire, est grand.

Le champ électrique de l'onde incidente est perpendiculaire au champ magnétique. — On a affaire à l'onde extraordinaire. L'indice de propagation pour l'onde extraordinaire a pour expression :

$$N_x^2 = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - j \nu \omega - A)$$

avec :

$$A = \omega_b^2 / (1 - \omega_p^2 / \omega^2 - j \nu / \omega)$$

 N_x diffère donc de N_o par le terme A. Si l'on néglige le terme de collisions (v<< ω), l'indice s'écrit :

$$N_{x} = \{ \ (\omega^{2} - \omega_{1}^{\ 2})(\omega^{2} - \omega_{2}^{\ 2}) \ / \ \omega^{2}(\omega^{2} - \omega_{hs}^{\ 2}) \ \}^{1/2}$$

 ω_1 et ω_2 sont des pulsations de coupure $(N_x {\rightarrow} 0)$ et ω_{hs} est une pulsation de résonance $(|N_x| {\rightarrow} \infty)$. Par conséquent, lorsque $\omega {<} \omega_1$ ou $\omega_{hs} {<} \omega {<} \omega_2$, l'onde extraordinaire ne peut pas pénétrer dans le plasma : $\{0, \omega_1\}$ et $\{\omega_{hs}, \omega_2\}$ constituent des bandes de coupure pour l'onde extraordinaire.

D'autre part, pour les champs magnétiques de faible intensité, la bande passante $\{\omega_1, \omega_{hs}\}$ n'est pas observable en pratique à cause des densités électroniques plus basses aux bords du plasma : sur les bords du plasma, ω_p est abaissée ce qui abaisse aussi la bande de coupure $\{\omega_{hs}, \omega_2\}$ qui masque l'intérieur du plasma [HEALD, 1965].

L'onde extraordinaire possède une composante longitudinale pour le champ électrique du fait du mouvement des électrons autour des lignes de champ magnétique [BOOKER, 1984].

La direction du champ électrique de l'onde est quelconque avec le champ magnétique. — Le principe de superposition permet de décomposer l'onde polarisée linéairement en deux ondes de même pulsation polarisées linéairement : une onde dont le champ électrique est parallèle au champ magnétique (composante ordinaire), et une onde dont le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique (composante extraordinaire).

Les indices de propagation de ces deux ondes étant différents, leurs vitesses de propagation sont aussi différentes. Ainsi, l'onde réelle, résultant de la superposition de ces deux ondes, peut subir une rotation de polarisation (autour de l'axe de propagation) ; ce changement de polarisation est similaire à l'effet Cotton-Mouton en optique.

Si la pulsation est telle que $\omega_1 < \omega < \omega_p$, la composante ordinaire de l'onde ne peut pas se propager ; seule subsiste la composante extraordinaire. Et inversement pour $\omega_{hs} < \omega < \omega_2$.

A 4.3.3 - Propagation longitudinale.

La direction de propagation est parallèle au vecteur champ magnétique. Une onde polarisée linéairement peut être décomposée en deux ondes de même amplitude et polarisées circulairement en sens inverse l'une de l'autre : une onde gauche (l'extrémité du vecteur champ électrique décrit un cercle et tourne dans le sens trigonométrique avec une vitesse de rotation égale à la pulsation de l'onde) et une onde droite (dans le sens inverse du sens trigonométrique). Cette décomposition facilite la description théorique du phénomène de propagation car ces deux ondes se propagent indépendamment l'une de l'autre [HEALD, 1965] ; l'onde réelle étant la superposition de ces deux ondes en chaque point de l'espace.

Les indices de propagation des ondes polarisées circulaires gauche et droite ont respectivement pour expression :

$$N_{g}^{2} = 1 - \omega_{p}^{2} / \omega(\omega + \omega_{b} - jv)$$
$$N_{d}^{2} = 1 - \omega_{p}^{2} / \omega(\omega - \omega_{b} - jv)$$

 ω_b étant la pulsation cyclotron électronique. En négligeant le terme de collision ν , il vient :

$$N_{g}^{2} = (\omega - \omega_{1})(\omega + \omega_{2}) / \omega(\omega + \omega_{b})$$
$$N_{d}^{2} = (\omega + \omega_{1})(\omega - \omega_{2}) / \omega(\omega - \omega_{b})$$

L'onde gauche présente une pulsation de coupure à ω_1 (N_g $\rightarrow 0$) : {0, ω_1 } constitue une bande de coupure pour l'onde gauche.

250 POUR UNE CLINIQUE DE LA GLOBALITÉ

L'onde droite présente une pulsation de coupure à ω_2 (N_d \rightarrow 0) et une pulsation de résonance à ω_b ($|N_d| \rightarrow \infty$) : { ω_b , ω_2 } constitue une bande de coupure pour l'onde droite. Cette bande a la même largeur que {0, ω_1 } pour l'onde gauche :

$$\omega_2 - \omega_b = \omega_2$$

La résonance à ω_b pour l'onde droite provient du fait que la polarisation de cette onde tourne dans le sens de giration des électrons autour des lignes de champ magnétique.

Puisque les indices gauche et droite sont différents, les deux ondes se propagent avec des vitesses de phase différentes. Par conséquent, si les deux ondes ne subissent pas d'atténuation, l'onde résultante subit une rotation de la polarisation d'un angle ψ (rotation Faraday). Cet angle est proportionnel à la distance parcourue par l'onde, L, et à la différence des parties réelles des indices de propagation des deux ondes :

$$\psi = (N'_g - N'_d) \pi L / \lambda_0$$

 λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide.

Si l'une des deux ondes est complètement absorbée ou réfléchie par le plasma, l'autre onde se propage seule : l'onde résultante qui émerge du plasma est alors polarisée circulairement. Si les deux ondes subissent des atténuations différentes, l'onde émergente est polarisée elliptiquement.

A 4.3.4. Propagation dans une direction quelconque.

La direction de propagation de l'onde fait un angle différent de 0 et $\pi/2$ par rapport au lignes de champ magnétique. On démontre dans ce cas que seules les pulsations de résonances sont modifiées [HEALD, 1965]. Les pulsations de coupure sont les mêmes.

A 4.4 - Eléments d'optique³.

Considérons le dioptre plan (axes x et y du repère cartésien) situé entre deux milieux homogènes respectivement d'indice N_1 et N_2 . La normale au plan est portée par l'axe z orienté du milieu 1 vers le milieu 2.

Une onde incidente se propage du milieu 1 vers le milieu 2. Les directions de propagation des ondes incidente, réfléchie et transmise font un angle avec la normale au dioptre, respectivement θ_i , θ_r , θ_t ; ψ_i , ψ_r , ψ_t sont les angles des plans de polarisation par rapport au plan d'incidence de ces ondes ; les amplitudes de ces ondes sont notées respectivement *I*, *R*, *T*.

Réflexion et transmission. — Les directions de propagation des ondes incidente, réfléchie et transmise sont contenues dans le plan d'incidence. D'après les lois de la réflexion et de la réfraction, le plan d'incidence est perpendiculaire au dioptre et :

$$\theta_i = \theta_r$$
 , $\sin \theta_i / \sin \theta_t = N_2 / N_1 = N_{21}$ (A.4.4.1)

Nous choisissons l'axe x à l'intersection entre le dioptre plan et le plan d'incidence. Les composantes parallèles et perpendiculaires au plan d'incidence des vecteurs électriques des ondes réfléchies et transmises peuvent s'exprimer en fonction des composantes de l'onde incidente :

$$R_{||} = \tan(\theta_{i} - \theta_{t}) I_{||} / \tan(\theta_{i} + \theta_{t})$$

$$R_{\perp} = -\sin(\theta_{i} - \theta_{t}) I_{\perp} / \sin(\theta_{i} + \theta_{t})$$

$$T_{||} = 2\sin\theta_{t}\cos\theta_{i} I_{||} / \sin(\theta_{i} + \theta_{t})\cos(\theta_{i} - \theta_{t})$$

$$T_{\perp} = 2\sin\theta_{t}\cos\theta_{i} I_{\perp} / \sin(\theta_{i} + \theta_{t})$$
(A.4.4.2)

Ces relations montrent que chaque onde peut être décomposée en deux ondes indépendantes : une onde dont le champ électrique est parallèle au plan d'incidence, et une onde dont le champ est perpendiculaire (ondes polarisées linéairement).

³ voir [Born, 1964].

Les angles des plans de polarisation des ondes réfléchie et transmise s'expriment en fonction de celui de l'onde incidente :

$$\tan \Psi_{\rm r} = -\cos \left(\theta_{\rm i} - \theta_{\rm t}\right) \tan \Psi_{\rm i} / \cos \left(\theta_{\rm i} + \theta_{\rm t}\right) = R_{\perp} / R_{||}$$

 $\tan \psi_{t} = \cos \left(\theta_{i} - \theta_{t}\right) \tan \psi_{i} = T_{\perp} / |T_{i}|$

Lorsque ψ_i est fixé (et $\neq 0$), les plans de polarisations des ondes réfléchie et transmise dépendent de l'angle d'incidence.

Réflexion métallique — Lorsque le milieu est très conducteur, $N_2 >> N_1$ et $\theta_t \rightarrow 0$. Les relations ci-dessus se simplifient notablement :

$$R_{||} = -I_{||}$$
, $R_{\perp} = -I_{\perp}$, $T_{||} = T_{\perp} = 0$

Ainsi, quelque soit l'angle d'incidence, les amplitudes des composantes de l'onde réfléchie sont identiques à celles de l'onde incidente. Autrement dit, pour une polarisation de l'onde incidente donnée, la polarisation de l'onde réfléchie ne peut pas être modifiée en faisant varier θ_i .

Angle de Brewster — Lorsque $\theta_i + \theta_t = \pi/2$, tan $(\theta_i + \theta_t)$ tend vers l'infini et, d'après (A.4.2), $R_{||}$ tend vers zéro. θ_i est alors égal à l'angle de Brewster défini par (A.4.4.1) et par le fait que sin $\theta_t = \cos \theta_i$:

$$\tan \theta_{ib} = N_{21}$$

Seule la composante perpendiculaire au plan d'incidence est réfléchie. Si l'onde incidente n'a qu'une composante parallèle au plan d'incidence, aucune onde n'est réfléchie.

Angle critique et réflexion totale — Considérons le cas où l'onde se propage d'un milieu 1 optiquement dense vers un milieu 2 optiquement moins dense : $N_1 > N_2$ ($N_{21} < 1$). C'est approximativement⁴ le cas d'une onde passant du vide dans un plasma. D'après les relations $\cos^2\theta_t + \sin^2\theta_t = 1$ et (A.4.4.1), on a :

$$\cos^2 \theta_t = - (\sin^2 \theta_i / N_{21}^2 - 1)$$

⁴ car le profil d'indice vide-plasma n'est pas abrupt comme dans le cas du dioptre plan.

L'angle critique est défini par la relation :

$$\sin \theta_{ic} = N_{21}$$

Pour $\theta_i = \theta_{ic}$, on a $\theta_t = \pi/2$. Lorsque $\theta_i > \theta_{ic}$, $\cos^2 \theta_t$ est négatif ; l'angle de l'onde transmise est par conséquent complexe :

$$\cos \theta_{t} = \pm i (\sin^{2} \theta_{i} / N_{21}^{2} - 1)^{1/2}$$

Il existe, dans ce cas, une onde transmise dont le champ électrique a pour expression :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{0} \mathbf{e}^{-k_{2}} \mathbf{z} (\sin^{2} \theta_{i} / N_{21}^{2} - 1)^{1/2} \mathbf{e}^{-i} (\omega t - k_{2} x \sin \theta_{i} / N_{21})$$

 k_2 est la constante de propagation de cette onde dans le milieu 2. L'onde transmise se propage le long de l'axe x (parallèlement au dioptre), et pénètre peu dans le milieu 2 puisque son amplitude décroît en fonction de z. La surface du dioptre étant limitée dans son étendue, l'onde transmise peut émerger tangentiellement à la surface.

Pour l'onde réfléchie, on a :

$$|R_{||}| = |I_{||}|$$
 et $|R_{\perp}| = |I_{\perp}|$

Pour les 2 composantes, l'intensité de l'onde réfléchie est égale à celle de l'onde incidente. Par contre, les composantes de l'onde réfléchie présentent une différence de phases δ donnée par l'expression :

$$\tan \delta/2 = \cos \theta_i (\sin^2 \theta_i - N_{21}^2)^{1/2} / \sin^2 \theta_i$$

L'onde réfléchie est donc polarisée elliptiquement ; le rapport du grand axe au petit axe de l'ellipse dépend de θ_i et de N_{21} . Pour certaines valeurs, la polarisation peut être circulaire. La différence de phase s'annule pour $\theta_i = \theta_{ic}$ et $\theta_i = \pi/2$ et est maximale (δ_m) entre ces deux valeurs :

$$\tan \delta_{\rm m}/2 = (1 - N_{21}^2) / 2 N_{21}$$

On a d'autre part : $\theta_{ib} < \theta_{ic}$.

A 4.5 - Adaptation des générateurs hautes fréquences au plasma.

Un circuit adaptateur doit être inséré entre les générateurs hautes fréquences et les électrodes HF du tube à plasma car l'impédance du gaz varie dans une grande proportion en fonction de son état.

But du circuit adaptateur. — A l'état non ionisé, l'impédance du gaz est très élevée. Lorsque la tension HF d'amorçage est atteinte où dépassée, le gaz s'ionise : l'impédance diminue pour atteindre une valeur relativement faible. Pour les fréquences métriques et les caractéristiques de la décharge de notre problème (densités imposées par la pression et le courant HF), l'impédance est résistive. Le potentiel de maintien de la décharge est inférieur au potentiel d'amorçage et varie peu pour une gamme d'intensités relativement large : la résistance du plasma est alors à peu près inversement proportionnelle au courant HF.

Les générateurs utilisés par A.PRIORE ont une basse impédance de sortie puisqu'il s'agit d'émetteurs de radio communication (~50 Ω). La tension de sortie est donc relativement basse et n'atteint pas la tension d'amorçage. D'autre part, le maintien du plasma est difficile à maîtriser avec une aussi faible impédance de sortie du générateur à cause des fluctuations qui peuvent apparaître dans la caractéristique courant-tension de la décharge HF.

Le circuit d'adaptation doit donc permettre d'atteindre la tension d'amorçage du gaz et d'encaisser, après l'amorçage, la chute de tension au niveau de la tension de maintien.

Le circuit choisi. — Les circuits d'adaptation conçus par A.PRIORE (§1.2.3) sont constitués d'un enroulement primaire branché à la sortie du générateur HF, dont nous noterons l'inductance L_1 et la résistance r_1 , couplé avec un enroulement secondaire d'inductance L_2 et de résistance r_2 . Le coefficient de couplage est noté k (0<k<1). On définit les coefficients de qualité des enroulements :

$$Q_1 = L_1 \omega / r_1 \quad , \quad Q_2 = L_2 \omega / r_2$$

Une capacité ajustable de capacitance C_2 est branchée en parallèle sur l'enroulement secondaire. Les électrodes de décharge du courant haute fréquence dans le plasma sont connectées aux bornes du circuit résonnant formé par L_2 et C_2 .

Le formalisme. — V_e est la tension HF appliquée sur l'enroulement primaire (tension d'entrée du circuit adaptateur) ; V_p et I_p sont respectivement la tension et le courant de décharge dans le plasma.

Il est difficile de donner une forme analytique à l'expression de I_p en fonction de V_e car la résistance du plasma est une fonction de l'intensité : $R_p(I_p)$.

La solution (point de fonctionnement) est donnée par les deux équations suivantes :

$$V_p = R_p(I_p) I_p$$
$$V_p = A / D$$

avec :

$$A = k Q_1 (L_2/L_1)^{1/2} V_e - r_2 I_p [Q_2 + Q_1 + j \{ Q_1 Q_2 (1-k^2) - 1 \}]$$
$$D = Q_1 \{ 1 - \omega^2 L_2 C_2 (1-k_2) \} + j \{ L_2 C_2 \omega^2 - 1 \} + r_2 C_2 \omega \{ 1 + j Q_1 \}$$

La première relation est la loi d'ohm pour le gaz ; la seconde est la fonction de charge du circuit.

La résistance r_2 peut facilement être très faible et donc le coefficient de qualité Q_2 très grand. Il n'en est pas de même de Q_1 car il faut tenir compte de l'impédance de sortie du générateur en série avec $r_1 : Q_1$ peut ne pas dépasser quelques dizaines voir quelques unités. Les expressions de A et de D deviennent alors :

$$A = k Q_1 (L_2/L_1)^{1/2} V_e - L_2 \omega I_p \{ 1 + j Q_1 (1-k^2) \}$$
$$D = Q_1 \{ 1 - \omega^2 L_2 C_2 (1-k_2) \} + j \{ L_2 C_2 \omega^2 - 1 \}$$

L'expression de D laisse apparaître deux pulsations caractéristiques du circuit :

$$\omega_0 = (L_2C_2)^{-1/2}$$

 $\omega_k = \omega_0 / (1-k^2)$

 ω_0 est la pulsation de résonance due à L_2, C_2 seuls ; ω_k est la pulsation de résonance due à C_2 en parallèle avec l'inductance apparente résultant du couplage de L_2 avec L_1 :

$$L_{app} = L_2 (1-k^2)$$

Si le couplage n'est pas trop serré (k ne dépasse pas $\approx 0,3$) - ce qui semble être le cas pour les circuits réalisés par A.PRIORE vu les diamètres respectifs des enroulements primaire et secondaire -, ces deux pulsations sont proches l'une de l'autre. Ainsi, lorsque la pulsation du générateur se situe près de ω_0 et ω_k - nous dirons "à la résonance" -, le module du facteur D devient petit.

Amorçage du plasma. — Avant l'amorçage, $R_p(I_p)$ est infini et le courant I_p est nul ; il vient :

$$V_{p} = k Q_{1} (L_{2}/L_{1})^{1/2} V_{e} / [Q_{1} \{ 1 - \omega^{2}L_{2}C_{2}(1-k_{2}) \} + j \{ L_{2}C_{2}\omega^{2}-1 \}]$$

En ajustant C_2 à la résonance, la tension V_p peut devenir très grande ainsi que le courant qui traverse l'enroulement secondaire. Il faut éviter de faire débiter un générateur de forte puissance dans le circuit d'adaptation lorsqu'il n'est pas chargé avec une charge résistive, car les éléments constitutifs peuvent être très échauffés et des claquages diélectriques dans l'air sont à craindre. Avec nos montages expérimentaux, nous avons en effet constaté de forts échauffements.

La forte valeur de V_p permet d'atteindre la tension d'amorçage du gaz. Lorsque le gaz est ionisé, $R_p(I_p)$ a pour valeur R_p au point de fonctionnement ; I_p prend alors pour expression :

$$I_{p} = k (L_{2}/L_{1})^{1/2} V_{e} / [R_{p} \{ 1 - \omega^{2}L_{2}C_{2}(1-k^{2}) \} + r_{1} + j \{ R_{p} Q_{1}^{-1} (L_{2}C_{2}\omega^{2}-1) + L_{2} \omega (1-k^{2}) \}]$$

La valeur de R_p ne dépasse pas quelques centaines d'Ohm. Ainsi, si l'on maintient le réglage de C_2 à la résonance, I_p devient :

$$I_{p} \cong k (L_{2}/L_{1})^{1/2} V_{e} / [r_{1} + j L_{2} \omega (1-k^{2})]$$

Le courant I_p est alors indépendant de la résistance R_p du gaz ionisé. Grâce à ce circuit, le générateur HF se comporte comme un générateur de courant : le courant est pratiquement constant quelque soit les fluctuations qui affectent R_p . Une fois que les éléments du circuit adaptateur sont fixés, il suffit d'ajuster V_e pour obtenir la valeur de I_p voulue.

Ajustage du couplage. — Le coefficient de couplage permet d'ajuster le rapport I_p/V_e . Si le couplage est très serré (k = 1), I_p devient à la résonance ($\omega = \omega_0$ car $\omega_k \rightarrow \infty$):

$$I_p \cong k (L_2/L_1)^{1/2} V_e / [R_p + r_1]$$

Une trop forte tension V_e peut amener la décharge en régime d'arc : R_p devient très petit et le courant I_p très important.

Le couplage permet d'autre part de régler la puissance fournie au plasma tout en maintenant à une valeur constante la tension de plaque des tubes amplificateurs.