

Table des Matières

Introduction Générale	7
0.1 Note historique	7
0.2 Contribution et structure de la thèse	10
1 La Fusion Thermonucléaire Contrôlée	18
1.1 Introduction	18
1.2 Qu'est-ce qu'un plasma?	19
1.2.1 Les paramètres caractérisant le plasma	21
1.3 Les différents types de Plasmas	25
1.3.1 Plasmas réactifs	26
1.3.2 Plasmas Thermiques	26
1.3.3 Plasmas relativistes	26
1.3.4 Plasma collisionnel	27
1.3.5 Plasma non collisionnel	27
1.4 Principe de la fusion thermonucléaire	29
1.5 Bilan de puissance et conditions nécessaires	31
1.5.1 Bilan de Puissance	32
1.5.2 Ignition et critère de Lawson	32
1.6 Principe de confinement magnétique	35
1.6.1 Paramètres géométriques de la configuration magnétique	37
1.7 Le dispositif de confinement : Tokamak	38

1.7.1	Les principaux composants d'un tokamak	40
1.7.2	Description du mécanisme de fonctionnement	41
1.8	Stabilité et disruption d'un plasma	42
1.9	Production et transformation de l'énergie	43
1.10	Conclusion	45

2 Ondes Dans Les Plasmas Froids Magnétisés- Application de la rotation de Faraday 47

2.1	Introduction	47
2.2	Notions Générales	48
2.2.1	Equations de Maxwell	49
2.2.2	Relation constitutive du milieu	50
2.2.3	Description statistique du plasma	51
2.2.4	Propriétés du milieu plasma	52
2.2.5	Le tenseur diélectrique	54
2.3	Mode propres de propagation dans un plasma froid, homogène, stationnaire, magnétisé	58
2.3.1	Equation de dispersion	59
2.3.2	Coupures et Résonances	61
2.3.3	Propagation perpendiculaire	64
2.3.4	Propagation parallèle	66
2.3.5	Propagation oblique : (Onde basse fréquence MHD)	69
2.4	Diagramme CMA	70
2.5	Simulation d'un isolateur à rotation de Faraday	72
2.5.1	Isolateur de Faraday	74
2.5.2	Principe de fonctionnement	75
2.6	Conclusion	77

3 Etude des ondes de Bernstein électroniques dans un plasma chaud magnétisé	80
3.1 Introduction	80
3.2 Propriétés élémentaires des plasmas chauds	81
3.2.1 Ionisation. Loi de Saha	81
3.3 Ondes dans un plasma non magnétisé	84
3.3.1 Le système de Vlasov Maxwell (Modèle cinétique)	84
3.3.2 Amortissement de Landau (Absorption)	85
3.3.3 Fonction de dispersion dans un plasma chaud	94
3.4 Ondes dans un plasma magnétisé	96
3.4.1 Relation de dispersion électromagnétique	96
3.4.2 Solution de l'équation de Vlasov	97
3.4.3 Le tenseur diélectrique pour un plasma chaud	99
3.4.4 Distribution Maxwellienne	102
3.5 Propagation parallèle dans un plasma magnétisé	104
3.6 Propagation perpendiculaire des ondes de Bernstein électronique dans un plasma magnétisé	109
3.6.1 Les modes Ordinaire, Extraordinaire et de Bernstein	113
3.6.2 Discussion de la relation de dispersion	118
3.7 Conclusion	122
4 Chauffage d'un plasma très dense par les ondes de Bernstein électroniques dans un Tokamak TCV	124
4.1 Introduction	124
4.2 Tokamak à Configuration Variable (TCV)	126
4.2.1 Description et Caractéristiques	127
4.2.2 Contrôle de forme	130
4.3 Chauffage Cyclotronique Electronique	132
4.3.1 Fréquence électron cyclotron	132

4.3.2	Les ondes cyclotronique électronique (EC)	134
4.3.3	Système expérimental de chauffage EC	136
4.4	Chauffage par les ondes de Bernstein Electronique	141
4.4.1	Relation de dispersion déterminant l'angle optimal	141
4.5	Partie Expérimentale	142
4.5.1	Détermination expérimentale de l'angle optimal	143
4.5.2	Chauffage global et local par les ondes de Bernstein	145
4.5.3	Les mesures d'émission des ondes de Bernstein électronique (EBW)	151
4.6	Conclusion	154
5	Transfert d'énergie d'une onde électromagnétique au plasma	156
5.1	Introduction	156
5.2	Equations de Maxwell	157
5.3	Equations de propagation et relation de dispersion	158
5.4	Les modes de polarisation	161
5.4.1	Mode Ordinaire	161
5.4.2	Mode Extraordinaire	163
5.4.3	Coupure et résonance	165
5.5	Modèle de plasma chaud pour les ondes cyclotroniques électroniques	168
5.6	Transfert d'énergie de l'onde au plasma	170
5.7	Conclusion	173
	Conclusion Générale	175
6	Annexes	182
6.1	Annexe A: Méthode WKB	182
6.1.1	Définition	182
6.1.2	Exemple d'application sur le mode ordinaire	183
6.2	Annexe B	187
6.2.1	Diffusion de Thomson	187

6.2.2	Le DMPX	187
6.2.3	Instabilités macroscopiques	188
6.2.4	Reconstruction de l'équilibre magnétique	188
6.2.5	Surface d'indice et cônes de résonance	189
6.2.6	Sonde de Langmuir	191

Introduction Générale

Introduction générale

0.1 Note historique

L'énergie est indispensable à toute vie, c'est un enjeu scientifique et stratégique majeur que de découvrir des nouveaux modes de production ayant un impact aussi faible que possible sur la santé que ainsi sur l'environnement et le fonctionnement global de la planète, avec une quantité d'énergie suffisante pour plusieurs millions d'années. C'est de l'énergie produite à partir des réactions de fusion thermonucléaire dont on parle. La production d'énergie électrique à partir de ces réactions est un enjeu primordial pour l'avenir de l'humanité. En effet, les besoins énergétiques ne cessent d'augmenter au cours des décennies à venir, alors que les ressources en combustibles fossiles (pétrole, charbon, gaz naturel,...) tendent à l'épuisement.

De plus, les énergies produites par le gaz carbonique devront diminuer à cause de leurs émissions. L'énergie nucléaire classique ne produit pas de gaz à effet de serre, mais la production des déchets radioactifs de longue durée de vie pose un grave problème. Par contre la fusion thermonucléaire est de nature sûre et ne produit pas de gaz à effet de serre et ses déchets radioactifs sont moins coûteux à gérer.

L'énergie de la fusion thermonucléaire était connue depuis quelques décennies dans le soleil et dans les étoiles. Le principe de fusion est de faire collisionner des atomes légers entre eux pour en produire de plus lourds tout en libérant de l'énergie dans des conditions spéciales de température (100 millions de degrés) et de pression.

Historiquement, en 1920, Sir Arthur Eddington attribue pour la première fois à la fusion thermonucléaire de l'hydrogène, l'origine de l'énergie du soleil (collision à très hautes températures de deux noyaux d'hydrogène pour former un noyau d'hélium. Le fait que cela fonctionne ainsi sans discontinuité depuis des milliards d'année fascine les physiciens depuis cette date. De nombreux projets pour produire les réactions de fusion sont nés. Les premières expériences de confinement magnétique d'un plasma étaient réalisés

en 1940. C'est en Russie, en 1968 qu'est découverte une forme particulière de réacteur plus stable et plus prometteuse pour réaliser la fusion par confinement magnétique c'est la configuration de tokamak. Le concept du tokamak vient du : *Toroïdalnaya-kamera-magnitnaya-katushka* qui signifie "toroidal chamber with magnetic coils" grâce aux scientifiques russes *Igor Tamm (1895-1971)* qui a obtenu le Prix Nobel de Physique en 1958 Et *Andreï Sakharov (1921-1989)* a obtenu le Prix Nobel de la Paix en 1975.

Un tokamak qui permet d'envisager la production de plasma apte a une production d'énergie. Des progrès très importants ont été accomplis pour obtenir en 1997 un plasma produisant 16 MW d'énergie de fusion et en 2004 un plasma entretenu pendant 400s. Pour la réussite d'une telle réaction avec un rendement intéressant, les efforts sont unis dans le cadre d'un grand programme international de recherche.

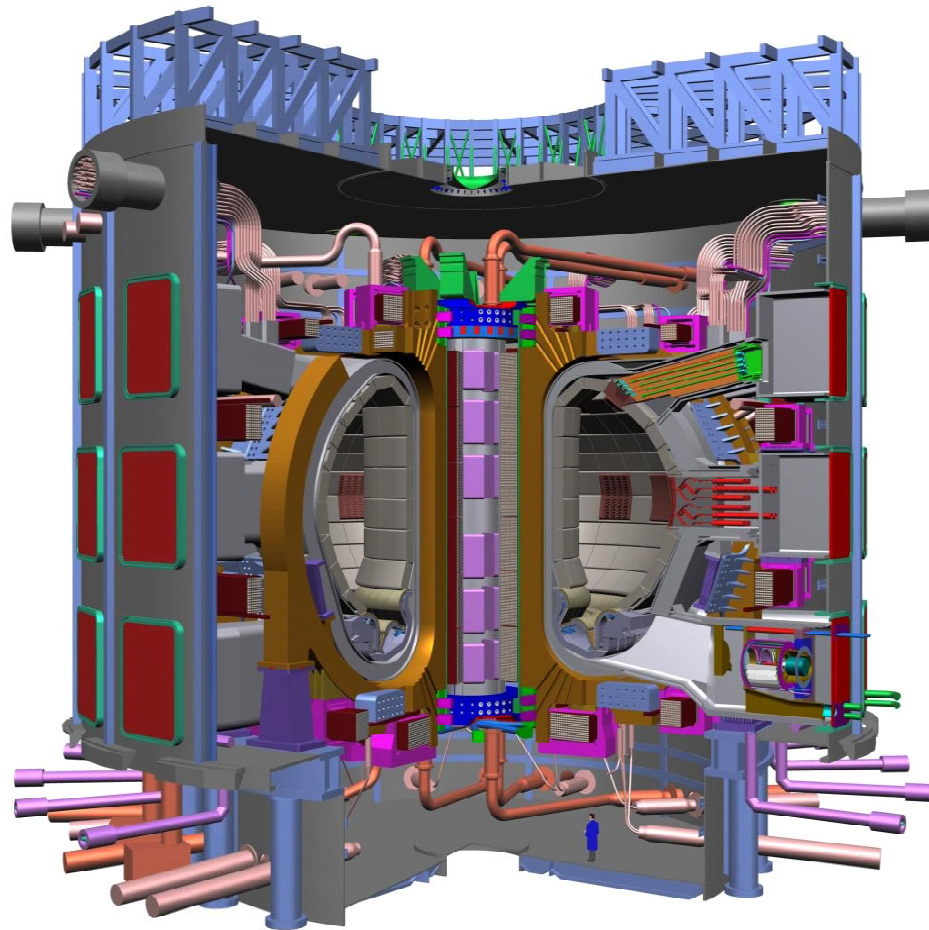


Figure 0-1 : ITER.

Paramètres Principaux	ITER
R: rayon majeur (m)	6.2
a : rayon mineur (m)	2.0
Champ magnétique (T)	5.3
Courant de plasma (MA)	15
Puissance de fusion (MW)	500
Temps de confinement (s)	400
Facteur d'amplification (Q)	10 (ignition possible)

La construction de ce réacteur a débuté en 2005 à Cadarache (Sud France) dont l'objectif est :

- 1- Créer une étoile artificielle sur terre.
- 2- La production d'électricité à partir de l'énergie de fusion.

Ce projet porte le nom d'ITER, *International Thermonuclear Experimental Reactor*. C'est depuis le sommet de Genève de 1985, que l'Europe, la Russie, la Chine, la Corée, le Japon, les Etats Unis et Canada étudient la conception de ce réacteur thermonucléaire. ITER constituait la continuation d'une série de machines précédemment conçues pour étudier la fusion et pour produire l'énergie: *JET en Angleterre, Tore Supra à Cadarache, TFTR à Princeton, TCV en Suisse.....*

L'origine de ces réactions de fusion est essentiellement liée à la progression des recherches relatives aux plasmas. Depuis l'emploi du mot plasma pour la première fois en 1928, par le physicien américain Irving Langmuir pour désigner les gaz ionisés, les applications de la physique du plasma sont très diverses et en plein développement. Elles empruntent plusieurs directions de recherche dont la fusion thermonucléaire est particulièrement l'une des plus importantes, car cette fusion n' a lieu qu'à des températures de l'ordre de $10^8 K$, où le gaz est totalement ionisé en formant un plasma. La connaissance approfondie

des propriétés du plasma nous permettra de confiner, chauffer et obtenir des réactions de fusion.

Plusieurs recherches du monde entier sont dirigées vers ce sujet d'actualité avec une grande importance, afin de trouver une nouvelle source d'énergie, abondante inépuisable et plus propre, au delà de 2050. Ce sujet constitue le grand événement scientifique de XXI siècle.

0.2 Contribution et structure de la thèse

L'étude de l'interaction "onde -plasma de Tokamak" est notre principal sujet. Cette interaction qui résulte de la propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma, est décrite par un système de couplage onde-particules comme indiqué dans la figure ci-dessous, constitué essentiellement par :

Equations de Base : Equations de Maxwell qui font intervenir la densité de charge ρ et le courant \vec{j} , les quantités caractéristiques de milieu (plasma).

Equations statistiques permettant d'obtenir ρ et \vec{j} en fonction de \vec{E} et \vec{B} selon une description du plasma :

- 1- Microscopique particulière basée sur les équations dynamiques du mouvement individuel des particules en champ \vec{E} et \vec{B} (physique statistique).
- 2-Cinétique déterminant la fonction de distribution de vitesse des particules $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ à l'instant t pour les grandeurs macroscopiques en utilisant l'équation de Boltzmann.
- 3- Fluide qui donne l'évolution spatio-temporelle des grandeurs macroscopiques (densité, vitesse, température, énergie et pression cinétique) nécessitant des équations de fermeture du système.

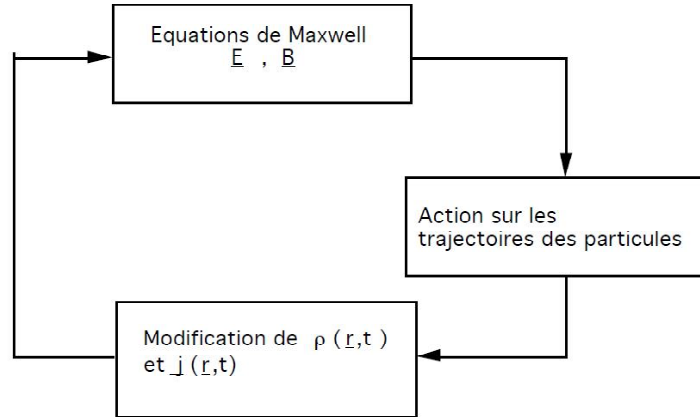


Figure 0-2 : Système de couplage onde- particules

4- Une description diélectrique pour une approximation des plasmas froids. Réellement, ces travaux constituent une extension des résultats trouvés en Magistère dont l'objet était d'étudier l'interaction onde plasma. L'étude a été faite pour une description purement diélectrique d'un plasma qui a une géométrie simplifiée, linéaire, homogène, isotrope et non magnétique dont la structure est semblable à celle du vide. La présence du champ de confinement magnétique statique \vec{B}_0 confère au plasma diélectrique un caractère anisotrope [1]. Ceci nous a permis d'étudier théoriquement le phénomène de polarisation rotatoire magnétique basé sur le modèle macroscopique de Lorentz. Ce modèle permet de décrire la réponse locale non linéaire de ce milieu anisotrope à l'excitation d'une onde électromagnétique en termes de tenseurs complexes non linéaires de permittivité diélectrique, susceptibilité électrique et de conductivité électrique. La relation de dispersion trouvée a montré que le milieu possède deux indices de réfraction qui correspondent à deux polarisations circulaires inverses gauche et droite, c'est la propriété de biréfringence circulaire.

Une O.P.M polarisée rectilignement se propageant parallèlement au champ magnétique, quand elle est transmise dans le milieu, se décompose en deux ondes circulaires inverses. La composition de ces deux ondes donne une onde de polarisation rectiligne, mais dans un autre plan faisant un angle avec celui de l'onde initiale, c'est le phénomène de polarisation rotatoire en présence d'un champ magnétique statique (rotation de Faraday).

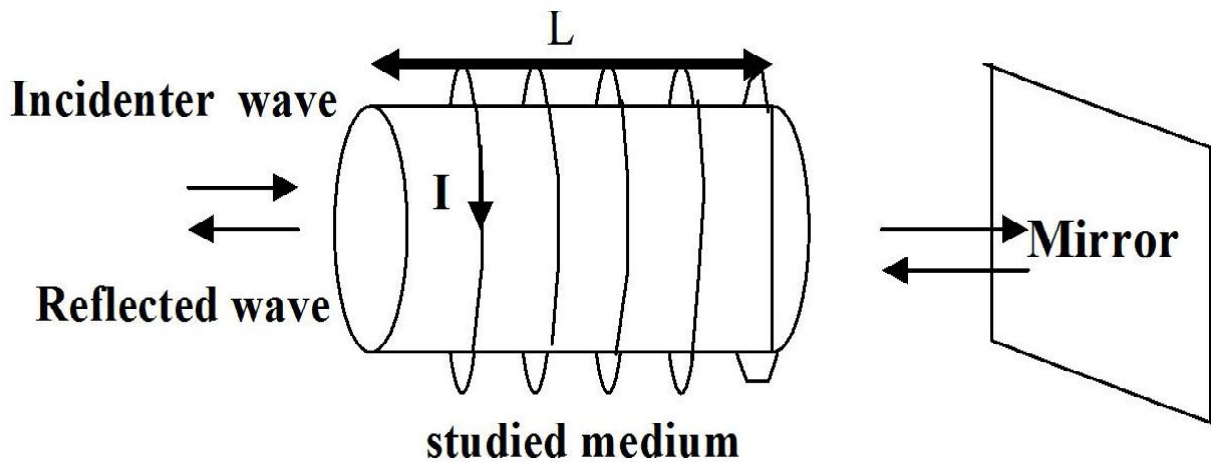


Figure 0-3 : Amplification de l'angle de rotation pendant un aller-retour [1]

Nous avons étudié aussi une importante propriété de cet effet, il s'agit de l'amplification de l'angle de rotation par la réflexion multiple de cette dernière sur un miroir plan conducteur, cette propriété remarquable marque la différence entre le pouvoir rotatoire naturel et le pouvoir rotatoire magnétique. c'est pour cela, que cet effet peut être observé même dans des champs pas trop intenses grâce à ce procédé. Ce phénomène a plusieurs applications importantes notamment dans les techniques Laser.

Le développement de la fusion thermonucléaire contrôlée, une source d'énergie adaptée à la production d'électricité à grande échelle dont les ressources sont quasiment illimitées, font partie des objectifs principaux de la recherche en physique des plasmas. L'exploitation des machines tokamaks pour créer des plasmas, les confiner à l'aide des champs intenses et les chauffer jusqu'à des températures dépassant 100 millions de degrés. Afin d'atteindre de telles températures et de les maintenir suffisamment longtemps pour que les particules chargées du plasma subissent des réactions de fusion, il faut utiliser des systèmes de chauffage puissants. C'est dans ce contexte que s'inscrit notre *contribution* qui a pour but principal l'étude du chauffage d'un plasma très dense par des ondes appelées les ondes de Bernstein électroniques suivant un mécanisme d'interaction basé sur le principe du transfert d'énergie de l'onde électromagnétique au plasma par absorption.

Toujours dans le cadre de l'interaction onde plasma de *tokamak*, il est important de souligner d'autres buts :

- 1- La détermination du modèle approprié pour le type de plasma étudié.
- 2- L'étude de couplage onde particules afin de déterminer la relation de dispersion et donc connaître le type d'onde (même au voisinage des résonances et des coupures).
- 3- L'étude des effets et phénomènes produits par les modes de propagation comme par exemple la rotation de Faraday qui a plusieurs applications importantes.

Dans *le premier chapitre*, nous présentons des concepts généraux sur la fusion thermonucléaire contrôlée, dont le principe est de faire fusionner deux noyaux légers pour avoir un noyau plus lourd et une quantité d'énergie considérable dans des conditions extrêmes de pression et de température similaires à celles trouvées dans le coeur du soleil, afin de créer un plasma. Ce quatrième état de la matière est à l'origine de la plupart des éléments qui nous entourent, du fait de sa présence au coeur même des étoiles. Nous abordons ensuite le critère de Lawson qui présente les conditions qu'il faut réaliser pour faire s'entretenir la réaction de fusion qui est assurée lorsque le triple produit $n \langle T \rangle \tau_E \succ 3.10^{21} m^{-3}.keV.s$ est vérifié. Par la suite, nous exposons la notion de confinement magnétique du plasma qui présente la méthode employée pour piéger les particules du plasma grâce à une configuration magnétique hélicoïdale dans une machine de tokamak. Enfin, nous présentons les étapes principales de la production d'énergie thermonucléaire et la transformation en énergie électrique.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma froid magnétisé. Après avoir présenté le système de couplage champ particules décrivant l'interaction du champ électromagnétique avec les particules, une description statique et fluide du milieu a été élaboré avec les équations de Maxwell décrivant l'onde pour obtenir le tenseur diélectrique froid. L'équation de dispersion est obtenue en supposant que les sources sont à l'infini et nous étudions le plasma dans sa version homogène. Nous obtenons une équation bicarrée en indice dont la solution est donnée en terme de θ , l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} et le champ magnétique \vec{B}_0 .

Ensuite, nous exposons les différents modes possibles selon que la propagation est parallèle, perpendiculaire ou quelconque. Le diagramme de CMA permet de catégoriser toutes les différentes solutions trouvées: ondes polarisées circulaires gauches (L) "Whistler ioniques", ondes polarisées circulaires droite (R) "Whistler électroniques", ondes ordinaires (O), ondes extraordinaires (X). Ce diagramme permet aussi de montrer les régions hautes fréquences, basses fréquences et les régions de résonances et de coupures. Nous proposons comme application de la rotation Faraday qui apparaît lorsque la propagation est parallèle, l'étude d'un isolateur magnétooptique.

Le troisième chapitre expose les ondes dans un plasma chaud après avoir présenter l'amortissement de Landau, et la fonction de dispersion d'un tel milieu. Tous comme pour le plasma froid, nous exposons les différents modes possibles pour une propagation parallèle puis perpendiculaire où nous nous sommes intéressés aux ondes dites de Bernstein électronique obtenues en négligeant le mouvement des ions. Ces ondes ont un caractère spécial car elles sont couplées avec les ondes (X) dans une seule équation de dispersion puis elles sont séparées en utilisant l'approximation du plasma froid.

Le quatrième chapitre présente la partie expérimentale concernant le chauffage de plasma très dense par les ondes de Bernstein électroniques dans un Tokamak TCV. Cette partie a fait l'objet d'un stage courte durée au Centre de Recherche en Physique des Plasmas en Suisse. Nous commençons par une description des caractéristiques du Tokamak à configuration variable qui est conçu pour étudier l'influence du façonnage de la section poloïdale du plasma. Ensuite, nous exposons le chauffage cyclotronique électronique et son système expérimental. Enfin nous exposons les étapes expérimentales qui mettent en évidence le chauffage par les ondes de Bernstein électroniques.

Le transfert d'énergie électromagnétique au plasma fait l'objet du *cinquième chapitre*, où nous abordons le cas d'une propagation perpendiculaire au champ magnétique avec une approximation du plasma froid. Nous avons trouvé que l'absorption de l'onde se fait à deux fréquences de résonances du mode extraordinaire : la fréquence hybride haute et la fréquence hybride basse. Pour calculer cette puissance absorbée, nous utilisons le

théorème de Poynting.

En conclusion, nous pouvons dire que le sujet est très compliqué, mais nous avons à travers cette thèse essayer de répondre à certaines questions. En particulier, celles du couplage onde-particules dans les plasmas froid et chaud, en utilisant le modèle approprié du milieu. Ceci permet de déterminer les différents modes de propagation possibles. Ce couplage donne lieu à des interactions résonnantes entre l'onde et les particules du plasma qui sont responsables du phénomène de transfert d'énergie souvent de l'onde aux particules. Ce mécanisme constitue le principe de chauffage des plasmas par les ondes où nous exposons les principaux résultats expérimentaux du chauffage par les ondes de Bernstein électroniques d'un plasma très dense dans un TCV.

Cette thèse a fait l'objet de plusieurs articles et communications. Parmi les *articles publiés*, il y a lieu de citer :

1-” *Magnetic confinement of the plasma fusion by Tokamak machine*” qui a été publié dans ”*IEEEExplore-ICTON Mediterranean Winter Conference, 2009*” ICTON-MW 2009.3rd, 5385611.

2-” *Transfers of Electromagnetic Energy in Homogeneous Plasma*” qui a été publié dans ”*International Review of Physics (I.RE.PHY)*”, Vol.3,N.1, pp.11-15, February.

3-” *The Magneto-Optic Rotation in Magnetised Plasma Study of Magneto-Optic Isolator*” qui a été publié dans ”*IEEEExplore-ICTON Mediterranean Winter, 2008*” ICTON-MW.2nd ICTON, ISBN : 978-1-4244-8.

4-” *The Magneto- Optical Properties of a Dielectric In The Presence Of Static Magnetic Field*” qui a été publié dans le journal ”*Algerian Materials Research Society*”, Vol.3, ISSN 1111-625X, pp. 425-428.

Comme communications internationales figurant quelques résultats de cette thèse, on peut citer :

1- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2005), ” *La Polarisation des Ondes Electromagnétiques en présence de Non linéarité*», 1st International Symposium on Electromagnétism, Satellites and Cryptography, ISESC05, Jijel 19-21-2005, PART 1, pp.150-154.

- 2- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2006), " *La Production d'Energie par la Fusion Thermonucléaire dans un Plasma de Tokamak* ». C.U.Bechar, ALGERIE-SIPE8 Bechar 2006.
- 3-N.G.Sabri, T.Benouaz, (2008)," *The Magneto-optic Rotation in Magnetised Plasma Study of Magneto-optic Isolator*». 2nd International Conference on Transparent Optical Networks, Mediterranean Winter 2008. December 11-13th, 2008 in Marrakech, Morocco.
- 4- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2008), " *Transfers of Electromagnetic Energy to Plasma*». 2nd International Conference on Electrical Engineering Design and Technologies ICEEDT08. November 8-10, 2008 Hammamet, Tunisia.
- 5- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2009), " *The characteristic modes of polarization in plasma*». Université de Bechar, ALGERIE-SIPE9 Bechar 2009.

Chapitre I

La Fusion Thermonucléaire Contrôlée

Chapitre 1

La Fusion Thermonucléaire Contrôlée

1.1 Introduction

L'idée d'utiliser des réactions nucléaires entre éléments légers pour produire de l'énergie à des fins pacifiques a pris naissance vers le milieu des années quarante parmi les chercheurs qui avaient travaillé dans l'énergie atomique. Depuis, de nombreux projets pour produire des réactions de fusion sont nés. Parmi ceux-ci, le projet de la fusion par confinement magnétique dans un réacteur de type tokamak semble la plus prometteuse. D'autres possibilités de produire de l'énergie nucléaire sont les réactions de fusion de noyaux légers de deutérium et de tritium, isotopes de l'hydrogène. Cette technique fait l'objet d'études depuis six décennies et reste du domaine de la recherche fondamentale en physique des plasmas chauds, milieux entièrement ionisés, considérés comme le quatrième état de la matière. Les travaux de recherche en fusion contrôlée reposent sur l'exploitation de grands appareils complexes dont la construction exige la maîtrise de nombreuses techniques nouvelles. Dans ce chapitre, nous rappelons des notions fondamentales du plasma de fusion et la fusion thermonucléaire contrôlée.

1.2 Qu'est-ce qu'un plasma?

A l'état solide, les atomes sont fermement emprisonnés dans un réseau rigide (comme dans la glace par exemple). Lorsque l'on monte en température, on passe à l'état liquide (la glace se liquéfie), où les atomes peuvent glisser les uns par rapport aux autres, ce qui permet au liquide d'épouser la forme d'un récipient. Si on chauffe encore, on arrive à l'état gazeux : les atomes se déplacent alors librement, indépendamment les uns des autres (l'eau s'est transformée en vapeur). Enfin, quand on arrive à de très hautes températures (typiquement plusieurs millions de degrés !), les constituants de l'atome se séparent, noyaux et électrons se déplacent indépendamment et forment un mélange globalement neutre : c'est un plasma (Voir la figure 1-1). Le plasma, aussi appelé gaz ionisé, ressemble à une « soupe » constituée de deux ingrédients fondamentaux : les ions, chargés positivement, et les électrons, chargés négativement. La force attractive entre les particules des deux types est telle que les charges positives et négatives tendent à se mêler en un ensemble quasi neutre à l'échelle macroscopique [2][3].

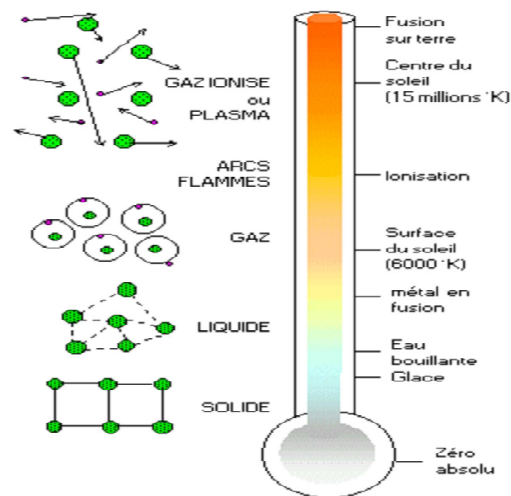


Figure 1-1: Etats de la matière en fonction de la température (chauffage)

Suivant la température, les atomes peuvent être partiellement ou totalement ionisés (c'est à dire que le noyau est partiellement ou totalement "épluché" de ses électrons). Un plasma peut donc être considéré comme un mélange d'ions chargés positivement et d'électrons

chargés négativement, coexistant éventuellement avec des atomes et des molécules neutres. Par exemple, dans un tube luminescent, les ions et les électrons sont peu nombreux par rapport aux atomes et aux molécules. Par contre, dans les plasmas produits pour les expériences de fusion, le gaz est fortement ionisé, et les atomes et molécules sont en faible proportion, voire totalement absents dans le coeur de la décharge [3] (voir figure1-1 et figure1-2). (Dans les deux cas, la description des plasmas s'inspire de la physique des gaz et de la mécanique des fluides, et utilise des grandeurs macroscopiques habituelles, telles que densité, température, pression, vitesse d'écoulement). Les trois conditions que doit satisfaire un gaz ionisé pour être un plasma sont les suivantes :

1- La somme totale des charges est nulle dans un volume macroscopique. C'est la quasi-neutralité [4] qui exige que les dimensions du système L soient beaucoup plus grande que λ_D la longueur de Debye, $\lambda_D \ll L$. Par définition λ_D est la plus petite distance au delà de laquelle le champ électrique produit par une charge est écranté.

2- Les effets collectifs des particules doivent être plus importants que les effets dus aux forces coulombiennes entre particules. Ces effets collectifs peuvent être quantifiés par le nombre de particules N_D compris dans une sphère de rayon λ_D : $N_D = \frac{4}{3}n\pi\lambda_D^3$ donc $N_D \gg 1$.

3- Finalement, il y a un critère concernant les collisions. Par exemple, un gaz faiblement ionisé n'est pas un plasma car les particules chargées subissent tellement de collisions avec les atomes neutres que le mouvement du gaz est influencé par des forces hydrodynamiques plutôt que par des forces électromagnétiques. Ainsi, si ω est la fréquence typique des oscillations de plasma et t_m est le temps moyen entre collisions avec des neutres, il faut exiger que $\omega t_m > 1$ pour que le comportement du gaz soit celui d'un plasma plutôt que celui d'un gaz neutre.

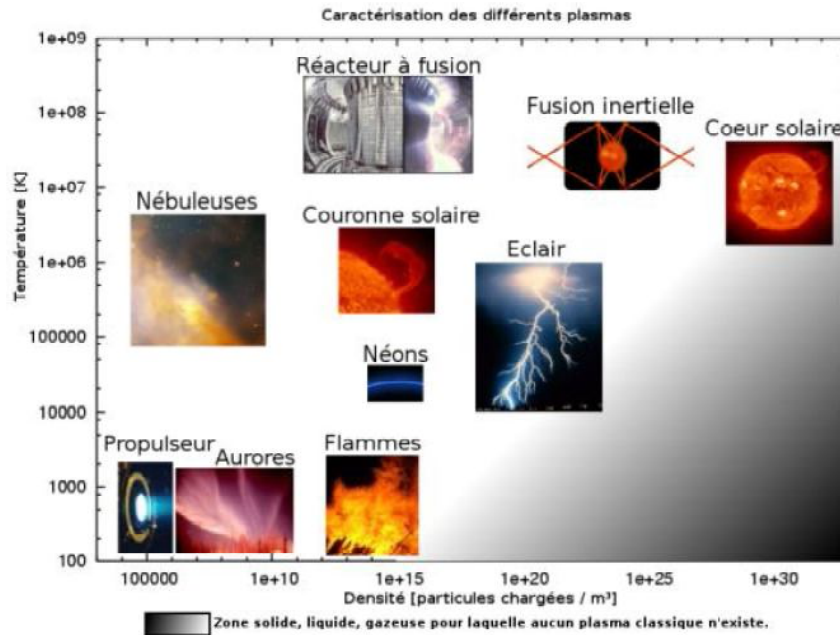


Figure 1-2 : Types de plasma en fonction de leur température par rapport à leur densité

1.2.1 Les paramètres caractérisant le plasma

Les plasmas sont constitués de population d'électrons, d'ions et des neutres dont les interactions peuvent être décrites par les principales quantités de densité et de température:

La densité

En spécifiant la densité des ions ou d'électrons, nous définissons la densité comme le nombre d'électrons par unité de volume, soit n_e . Si les ions ont une charge $+Ze$, la densité ionique n_i est obtenue par la condition de neutralité de charge $n_e e = n_i Z e$, c'est l'hypothèse de quasi-neutralité où $n_i = n_e / Z$. Si Z vaut 1. Nous avons alors $n_i = n_e$.

La température

Bien que les deux gaz d'électrons et d'ions soient mélangés; il faudra distinguer entre température électronique T_e et température ionique T_i . A l'équilibre thermique ces deux

quantités sont égales. Cependant, lorsqu'on calcule les temps d'équipartition d'énergie, on constate les échelles de temps suivantes :

- les électrons se thermalisent entre eux;
- les ions se thermalisent entre eux;
- finalement, ces deux gaz se thermalisent entre eux.

Dans beaucoup de cas, le temps de confinement est trop court pour que le troisième processus ait lieu, d'où une température électronique et une température ionique qui sont différentes. Signalons qu'il y a également lieu dans certains cas de tenir compte d'une anisotropie de température. En effet, dans beaucoup de cas, le plasma est immergé dans un champ magnétique ; les propriétés de transport de l'énergie diffèrent dans la direction du champ et dans celle perpendiculaire au champ.

En plus de la densité et de la température, il y a d'autres paramètres caractérisant le plasma :

Les longueurs caractéristiques

Le libre parcours moyen est la distance moyenne entre deux collisions, la longueur de Debye est la distance critique d'interaction collective c'est-à-dire la plus petite distance au delà de laquelle le champ électrique est écranté et le rayon de giration est le rayon caractéristique du mouvement hélicoïdal des particules dans un champ magnétique.

Les fréquences caractéristiques

La fréquence de collision est la fréquence moyenne entre deux collisions successives; on distingue les collisions : électrons-ions (ω_{ei}), électron-neutres (ω_{en}) et ions-neutre (ω_{in}). La température des électrons est très supérieure à la température des ions et des neutres. La fréquence plasma est la fréquence d'oscillation d'un plasma soumis à une perturbation locale de la densité électronique.

Les vitesses caractéristiques

La vitesse d'Alfvén, la vitesse du son.

La grandeur β

Pour un plasma magnétisé, le paramètre β représente le rapport de la pression thermique, cinétique $p = nk_B T$ et de la pression magnétique $B^2/2\mu_0$ [4], comme suit

$$\beta = \frac{nk_B T}{B^2/2\mu_0} \quad (1.1)$$

Avec k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Joules/Kelvin). Les ions et les électrons sont supposés être à la même température T et n la densité des électrons du plasma. \vec{B} est le champ magnétique et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. En effet, le confinement magnétique d'un plasma n'est possible que si la valeur de β est inférieure à un, ($\beta \ll 1$).

Ecrantage de Debye

La plus petite distance au delà de laquelle le champ électrique produit par une charge est écranté s'appelle la longueur de Debye. Elle apparait en résolvant l'équation de Poisson autour d'une charge test q_T

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) - q_T \delta(r) \quad (1.2)$$

En prenant une distribution de Boltzmann pour la densité des électrons et des ions qui entourent la charge test

$$n_s = n_0 \exp\left(\frac{q_s \phi}{2\pi k_B T_s}\right) \quad (1.3)$$

où n_0 est la densité électronique à l'équilibre ($s = e$ électronique ou i ionique), on trouve le potentiel électrique produit par la charge qui s'écrit

$$\phi = \frac{q_T}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.4)$$

où r est la distance par rapport à la charge test et λ_D est la longueur de Debye donnée par

$$\lambda_{Ds} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_s}{n_0 q_s^2}} \quad (1.5)$$

Paramètre de couplage

Dans un plasma, il faut prendre en compte deux propriétés :

- 1- La tendance de *désordre* due à l'agitation thermique.
- 2- La tendance à *l'organisation* due à l'aspect dynamique et collectif de l'interaction coulombienne.

Un équilibre s'établit entre l'ordre et le désordre quantifié par le paramètre plasma ou paramètre de couplage [5] donné par

$$\Lambda = \left[\frac{v_{th}}{\left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0}\right)} \right]^3 \quad (1.6)$$

Nous identifions deux limites pour Λ , le cas fortement couplé $\Lambda \ll 1$, dans laquelle l'énergie potentielle de l'interaction des particules est plus importante que leurs mouvements cinétiques et le cas faiblement couplé $\Lambda \gg 1$, où les mouvements thermiques des particules sont plus importants. C'est le cas presque toujours rencontré des plasmas naturels et artificiels. En terme de la longueur de Debye, le paramètre plasma devient

$$\Lambda = n\lambda_D^3 \quad (1.7)$$

1.3 Les différents types de Plasmas

L'état plasma regroupe donc des milieux très différents et les exemples de plasma d'état naturel sont nombreux, on peut citer :

1. *Les plasmas spatiaux* qui se trouvent dans les nébuleuses (voir figure1-2), dans les nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire, dans les étoiles [6]. *Le coeur des étoiles*, exemple de plasma chaud et très dense (l'ionisation est totale), (voir figure1-2).
2. *Les plasmas terrestres* qui se trouvent dans *la foudre, la magnétosphère, l'ionosphère terrestre* (plasma partiellement ionisé).

A l'état artificiel, il y a aussi une grande gamme de paramètres accessibles, suivant que l'on considère les plasmas comme des flammes ou des décharges (ex les tubes à néon). Enfin, les plasmas sont au coeur des recherches sur la production d'énergie par fusion thermonucléaire "*plasmas de fusion*", plasmas portés à des températures très élevées [7]. Le tableau (1-1) regroupe les ordres de grandeurs caractéristiques de quelques plasmas afin de fixer les idées sur ce que peut être un « plasma ». A titre de comparaison on peut se rappeler que l'atmosphère dans laquelle nous vivons a une densité (de neutres) d'environ $3.10^{25}m^{-3}$ pour une température de $273^{\circ}K$.

Type de plasma	Densité	Température [eV]
Plasma Interstellaire	$10^5 - 10^7$	$10^{-2} - 10$
Plasma Ionosphérique	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{-2} - 1$
Décharge Gazeuse	$10^{12} - 10^{19}$	quelques eV
Plasmas Industriels	$10^{16} - 10^{19}$	1 - 100
Plasmas de Fusion	$10^{19} - 10^{21}$	$\sim 10^7$

Tableau 1-1: Caractéristiques de quelques plasmas

Les plasmas d'intérêt pour la fusion thermonucléaire ont une densité de l'ordre de $10^{19} - 10^{21}$ *particules/m³*. Les températures sont de 1 keV à 10 keV. (1 eV = 11604° K=1,60217646 ×10⁻¹⁹ joules).

1.3.1 Plasmas réactifs

Dans certains plasmas, les rayons Ultra-Violets, ou les flux d'électron énergétiques ne contribuent pas seulement à l'ionisation. Ils engendrent des réactions chimiques . Ces plasma sont appelés des plasmas réactifs.

Exemple : Les plasmas de l'ionosphère sont réactifs. Leur chimie est très étudiée, en particulier la chimie de la couche d'ozone.

1.3.2 Plasmas Thermiques

Les collisions entre particules peuvent provoquer de l'ionisation si la différence d'énergie entre les particules est assez grande, ou bien de la recombinaison si la différence d'énergie est assez faible. Dans un gaz ionisé, les deux formes de collisions peuvent se produire, alors un équilibre peut s'établir. Le plasma peut se produit, sans qu'il soit nécessaire d'envoyer des rayonnements UV. Il suffit pour maintenir cet équilibre que le plasma soit assez chaud (quelques eV).

Exemple : Les plasmas thermiques se trouvent dans les explosions nucléaires et dans les étoiles.

1.3.3 Plasmas relativistes

Plus un plasma est chaud, plus les écarts de vitesse entre les particules qui le composent peuvent atteindre de grandes valeurs. Lorsque les vitesses de certaines particules deviennent relativistes, de nouveaux effets se produisent. On dit que ces plasmas sont relativistes [7]. Généralement les électrons sont les particules les plus rapides, c'est donc les électrons qui produisent des effets relativistes.

Exemple : Les plasmas de l'environnement terrestre ont des effets relativistes assez faibles.

1.3.4 Plasma collisionnel

Dans un plasma collisionnel, comme les gaz ordinaires, les collisions entre particules sont extrêmement fréquentes. On mesure la quantité de collisions soit en comptant le nombre de collisions qu'une particule subira en moyenne à chaque seconde, c'est *la fréquence de collisions* où par la distance moyenne parcourue entre deux collisions c'est *le libre parcours moyen*.

Une propriété importante de ces plasmas collisionnels est la répartition statique de l'énergie des particules selon une loi de la forme: $\exp(-E/k_B T)$ dite loi de Boltzmann (E : l'énergie des particules, k_B : constante de Boltzmann et T : température locale). Cette loi permet de décrire complètement le plasma ainsi que son mouvement en connaissant sa densité, sa vitesse et sa température. La définition locale de la température à l'aide de la loi de Boltzmann permet de dire que le plasma est en équilibre thermodynamique local.

Exemple : Les plasmas de l'ionosphère et les plasmas industriels.

1.3.5 Plasma non collisionnel

Un plasma non collisionnel est un plasma où les collisions sont si rares qu'elles peuvent être négligées. Cela se produit par exemple lorsque le libre parcours moyen est de l'ordre ou plus grand que les dimensions caractéristiques du plasma. Dans ce cas, la loi de Boltzmann n'est plus valable. La connaissance de la densité, de la vitesse et de la température ne suffit plus pour décrire un plasma non collisionnel, ou pour prévoir son évolution. On dit que de tels plasmas sont hors équilibre thermodynamique local.

Exemple : le plasma du vent solaire (chaud, un million de K).

Pour qu'un plasma soit réactif ou thermique, il faut qu'il y ait des collisions entre les particules. Un plasma non collisionnel n'est donc ni réactif, ni thermique.

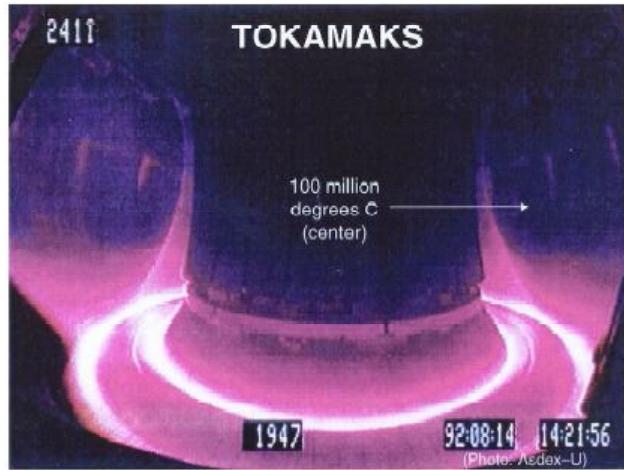


Figure 1-3: Plasma de fusion



Figure 1-4: Plasma interstellaire

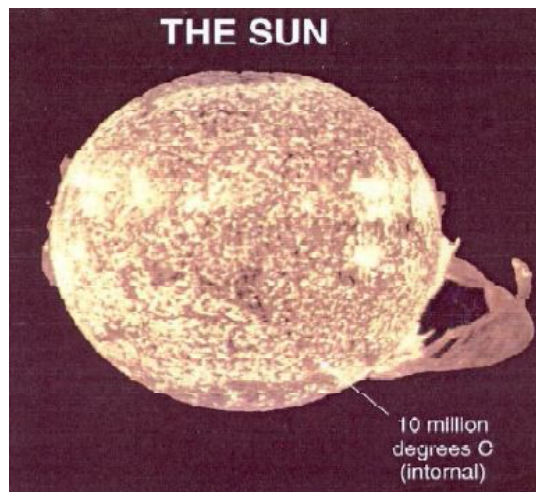


Figure 1-5: Plasma solaire

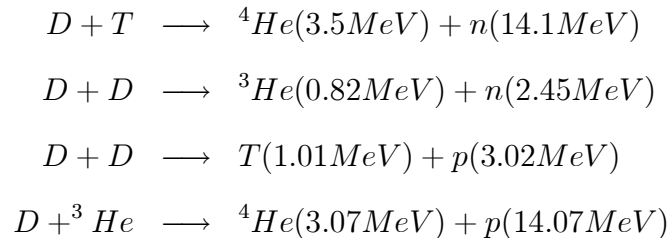
1.4 Principe de la fusion thermonucléaire

La fusion nucléaire constitue le mécanisme à l'origine du rayonnement des étoiles et en particulier du Soleil. En effet, au sein des étoiles, les noyaux légers fusionnent et produisent des noyaux plus lourds[3]. Au cours de cette réaction de fusion, la masse du noyau produit est inférieure à la somme des masses des noyaux légers d'origine. La différence de masse est convertie en énergie d'après l'équation suivante

$$E = (m_i - m_f) c^2 \quad (1.8)$$

Où E est l'énergie libérée (ev), m_i masse des réactifs (kg), m_f masse des produits de la réaction (kg), c célérité de la lumière; notons que l'équation (1.8) représente la célèbre relation d'Einstein.

La différence est alors convertie en énergie et est à l'origine de la chaleur et de la lumière que nous recevons. Bien que l'énergie libérée par la fusion nucléaire soit considérable, les réactions de fusion ne se produisent pas spontanément, du moins dans les conditions de température et de pression auxquelles nous sommes habitués. Ainsi, la probabilité d'observer une réaction de fusion entre deux noyaux d'hydrogène à la surface de la terre est quasiment nulle. En effet, pour fusionner, les noyaux, qui sont chargés positivement, doivent d'abord vaincre leur tendance naturelle à se repousser. Ceci est possible lorsque la matière est dans des conditions extrêmes comme au coeur du Soleil (pression énorme et température de plusieurs millions de degrés) [8], [11]. Les principales réactions de fusion d'intérêt pour la production d'énergie sur terre sont



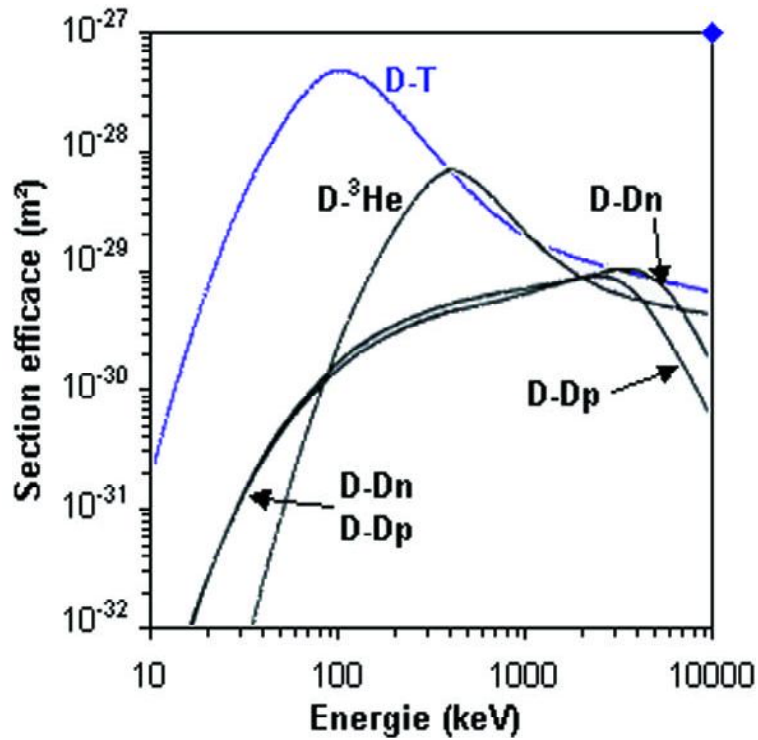


Figure 1-6: Section efficace des principales réactions

Cette figure présente les sections efficaces de différentes réactions de la fusion citées ci-dessus[9], [10]. Parmi celles-ci la réaction D-T (Figure 1-7) apparaît la plus attrayante puisqu'elle nécessite une moindre énergie entre les réactifs car elle possède une section efficace plus élevée.

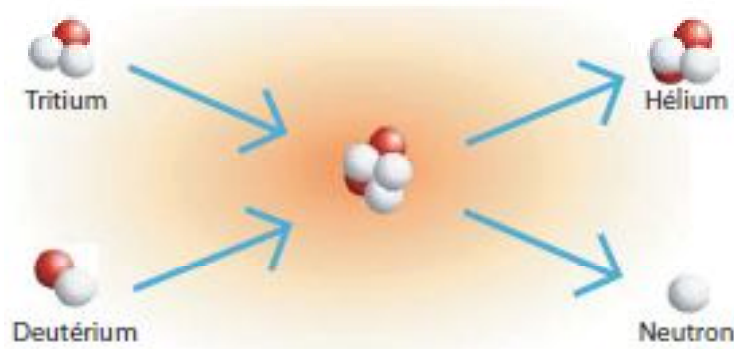


Figure 1-7: Reaction thermonucléaire D-T

La masse du noyau d'hélium est inférieure à celle des deux noyaux dont il est issu,

deutérium et tritium. La différence de masse correspond à de la matière qui s'est transformée en énergie selon la relation (1.8), [11].

1.5 Bilan de puissance et conditions nécessaires

Cette réaction de fusion n'est pas facile à obtenir car il faut pouvoir rapprocher deux noyaux chargés positivement. Pour que ces noyaux puissent fusionner, on doit les porter à très haute température, pour leur permettre de passer la barrière de potentiel coulombien par effet tunnel dans une proportion suffisante [12]. Supposant que pour un plasma dont la fonction de distribution des vitesses est maxwellienne. Pour que le nombre de noyaux susceptibles de fusionner par effet tunnel soit suffisamment important, leur énergie doit être de l'ordre de 10 keV (plasma D-T), soit environ 100 millions de degrés Celsius (la température à la surface du soleil est de 15 millions de degrés Celsius)[10].

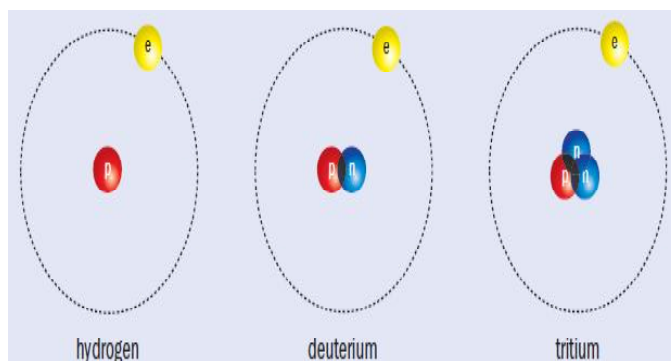


Figure 1-8: Deuterium-Tritium

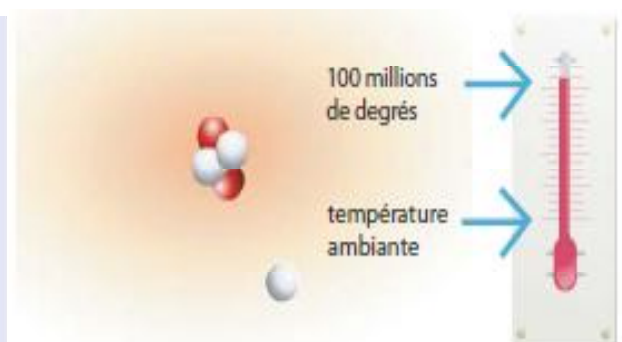


Figure 1-7: Température de plasma

La condition de passage de la barrière de potentiel est caractérisée par la valeur du taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ où σ est la section efficace et où v est la vitesse relative des deux noyaux [12]. La puissance par unité de volume libérée par les réactions de fusion est proportionnelle au taux de réaction, au nombre de noyaux de Deutérium n_D et de Tritium n_T et à l'énergie libérée par chaque réaction E_f , telle que :

$$P_{fus} = n_D \cdot n_T \langle \sigma v \rangle E_f \quad (1.9)$$

1.5.1 Bilan de Puissance

La puissance de fusion d'un plasma D-T par unité de volume est fonction de la section efficace de la réaction ainsi que des densités volumiques de chacun des réactifs. 5/4 de cette puissance est portée par les neutrons sous forme d'énergie cinétique, le reste est porté par les particules α . Comme nous le verrons dans une machine à confinement magnétique les neutrons quittent le plasma tandis que les particules α , sont confinées par le champ magnétique[8], [13]. Elles vont alors céder leur énergie au milieu et ainsi chauffer le plasma qui reçoit donc une puissance P_α proportionnelle à la puissance de fusion. Les pertes énergétiques de toutes origines sont quantifiées par la quantité τ_E , appelée temps de confinement de l'énergie, qui est le temps que met le plasma à se vider de sa chaleur si on coupe brutalement la source d'énergie qui l'alimente. Il est défini par

$$\tau_E = \frac{W}{P_{perte}} \quad (1.10)$$

Où

W : désigne l'énergie thermique totale du plasma;

P_{perte} : la puissance de pertes de toutes origines.

Ainsi si P_{add} est la puissance additionnelle appliquée de l'extérieur du plasma pour le chauffer, le bilan énergétique serait positif à condition que

$$P_{add} + P_\alpha \succeq P_{perte} \quad (1.11)$$

Si le bilan est nul, les sources sont égales aux pertes et notre plasma ne nous fournit pas d'énergie que nous puissions utiliser.

1.5.2 Ignition et critère de Lawson

On définit le facteur d'amplification Q du plasma par l'équation

$$Q = \frac{P_{fusion}}{P_{add}} \quad (1.12)$$

- Si $Q < 1$, la puissance des réactions de fusion est inférieure à la puissance apportée par les chauffages (additionnelle) .

- Si $Q = 1$, la puissance des réactions de fusion est égale à la puissance apportée par les chauffages. Cet état est connu sous le nom de *break even*, c'est le but actuel des recherches. En d'autres termes, le chauffage du plasma est assuré par ses particules α . En 1997, les chercheurs du JET (Join European Torus, UE) ont obtenus un facteur d'amplification $Q = 0.69$ pour un plasma D-T [12].

- Si $Q > 1$, la puissance des réactions de fusion est supérieure à la puissance apportée par les chauffages. Dans ce cas nous atteindrons *l'état d'ignition (allumage)*. La puissance des réactions de fusions compensera seule les pertes. La puissance extérieure n'est plus utile et nous avons un facteur $Q = \infty$, le plasma est dit *auto-entretenu* et nous aurons notre réacteur de fusion nucléaire.

Dans ces conditions et pour une température de 10KeV (où les choix de la température, de la densité n et du temps de confinement sont intrinsèquement liés) et pour un facteur Q fixé, le critère de Lawson [3] vérifiant(1.5.2) s'écrit

$$n \cdot \tau_E = 10^{20} m^{-3} \cdot s \quad (1.13)$$

Où n et τ_E sont la densité, le temps de confinement de plasma respectivement. Ce critère provient du nom du physicien britannique qui les a le premier mis en évidence dès 1957. Et pour une énergie des particules alpha égale à 3.5 MeV, une approximation de ce critère est le triple produit [12]

$$n \langle T \rangle \tau_E \succ 3 \cdot 10^{21} m^{-3} \cdot keV \cdot s \quad (1.14)$$

Par exemple, cette condition est remplie pour $n = 10^{20} m^{-3}$, $T = 10 keV$ et $\tau_E = 3s$.

Pour obtenir la condition (1.14), deux voies principales ont été suivies, la fusion par confinement inertiel et la fusion par confinement magnétique. Selon la densité du plasma

et du temps de chauffage pour atteindre la température de fusion, l'une est préférable à l'autre comme on peut le voir sur le schéma ci-dessous de la figure 1-10.

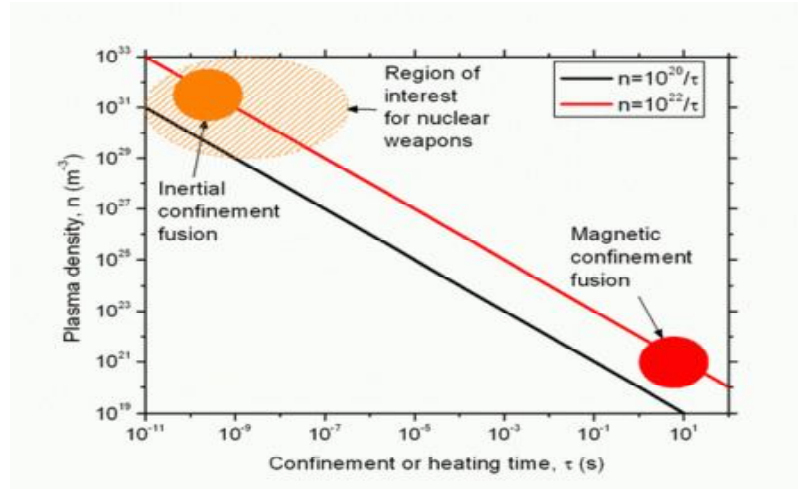


Figure 1-10: Confinement inertiel et magnétique [14].

Pour des temps de confinement courts ($\sim 10^{-11}s$) et des densités supérieures à $10^{-31}m^{-3}$, c'est ce que l'on appelle *la voie de la fusion inertielle*.

Pour des densités réduites, de l'ordre de $10^{20}m^{-3}$, donc des temps de confinement longs ($\sim 1s$), c'est *la voie de la fusion magnétique*.

La fusion inertielle [15] ou fusion par faisceaux [16] consiste à porter un petit volume de matière à très haute température et à très haute pression pendant un temps assez court. On crée ainsi un plasma temporaire et il faut qu'un maximum de réaction de fusion ait lieu dès que le plasma se forme.

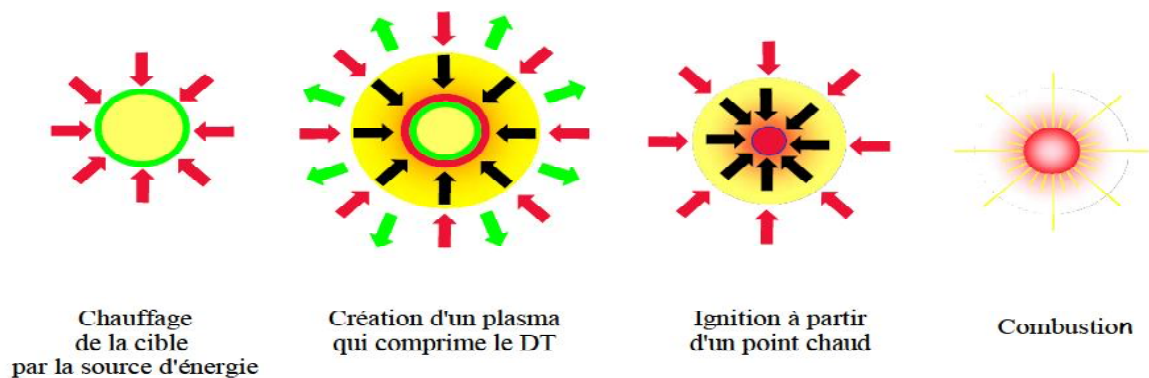


Figure 1-11: Fusion inertielle

L'inconvénient est que le temps de confinement est très court, de l'ordre de ($\sim 10^{-11} s$). Donc il y a peu de matière à confiner et le rendement du procédé est encore faible.

La fusion magnétique valable pour un plasma très dense, sachant qu'un plasma est essentiellement constitué de particules chargées sensibles au magnétisme. Les avantages cette fusion est que le temps de confinement peut être infini.

Remarque 1.1 : Si le critère est satisfait, l'énergie cinétique des particules qui naissent lors de la réaction de fusion accroît l'agitation globale du plasma et augmente sa température. De nouvelles fusions se produisent et le processus est entretenu.

1.6 Principe de confinement magnétique

Le plasma est un fluide électriquement conducteur, mais neutre globalement, et dans lequel les ions et les électrons se meuvent presque indépendamment les uns des autres. Plongés dans un champ magnétique, ils vont suivre des trajectoires en forme d'hélices qui s'enroulent autour des lignes de champ et y restent piégés. C'est le principe du confinement magnétique [17], [18].



Figure 1-12: Les lignes de champs toroïdales et poloïdales

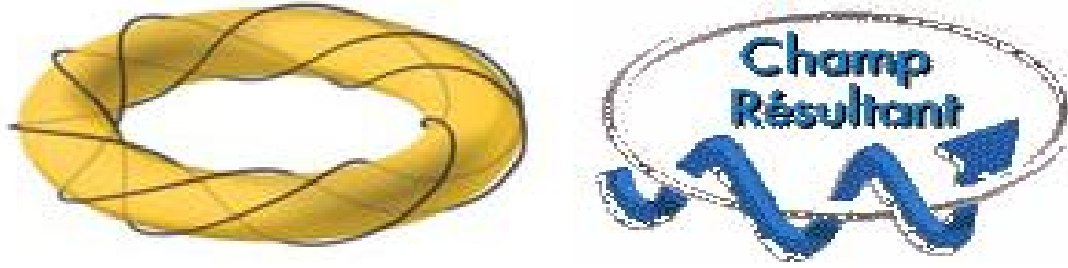


Figure1-13: Les lignes de champ hélicoïdales

Le plasma chaud et dense au sein duquel se déroulent les réactions de fusion doit être isolé de l'enceinte qui le contient afin d'éviter les impuretés qui peuvent le refroidir. Donc la figure ci-dessus (figure 1-13) présente la méthode employée pour piéger les particules du plasma grâce à une configuration magnétique adaptée. Sachant que les particules chargées s'enroulent autour des lignes de champ donc transversalement au champ magnétique [3], ces particules sont animées d'un mouvement cyclotronique dont l'équation est

$$m \frac{dv}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.15)$$

Si le champ magnétique est uniforme, on voit que les trajectoires des particules sont des hélices dont le rayon est le rayon de Larmor (voir chap 4), [4].

$$\rho = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.16)$$

et que la vitesse des particules parallèle aux lignes de champs est constante. La fréquence de rotation de ces particules s'appelle la fréquence cyclotronique et s'écrit

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (1.17)$$

où q est la charge électrique des particules; B est le champ magnétique; m est masse de particule. Leurs mouvements le long des lignes de champ reste libre et donc peuvent s'évader par les extrémités de la configuration pour cela en refermant la boîte magnétique

pour former un tore (figure 1-12) en appliquant un champ toroïdal [19].

Toutefois cela n'est pas suffisant dans une telle configuration, les particules sont animées d'une vitesse de dérive verticale qui laisse fuir le plasma. Pour cela on ajoute un champ magnétique dit poloïdal perpendiculaire au champ toroïdal [20], pour que les lignes de champ soient hélicoïdales afin que la dérive soit compensée au cours du mouvement (figure 1-13 et figure 1-14-(a)).

1.6.1 Paramètres géométriques de la configuration magnétique

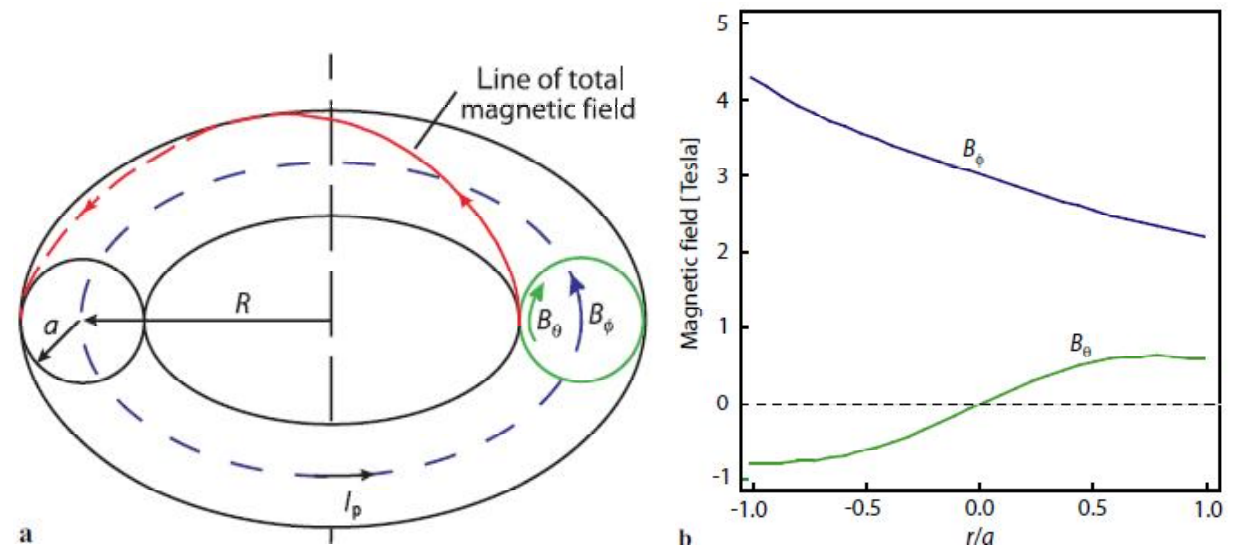


Figure 1-14: (a) Géométrie d'un tore (b) Variation des champs magnétiques toroïdal et poloïdal [20].

La figure 1-14-(a) représente un schéma de la géométrie d'un tokamak (Voir le paragraphe suivant) en illustrant les paramètres géométriques principaux suivants :

- *Le rayon majeur (le grand rayon)*: est la distance entre l'axe central de symétrie et le centre de l'anneau toroïdal (dans la section poloïdale); noté R .
- *Le rayon mineur (le petit rayon)*: est la distance du centre de l'anneau toroïdal (dans la section poloïdale) jusqu'à son bord, noté a .
- *Le champ toroïdal B_ϕ* est dirigé autour de la circonférence longue du tore. Cependant,

ce champ est courbé d'après la relation

$$B_\phi = \frac{\mu_0 I_\phi}{2\pi R} \quad (1.18)$$

I_ϕ est le courant total circulant dans la bobine. L'amplitude de B_ϕ diminue avec l'augmentation de rayon depuis le centre du tore.

- *Le champ poloïdal B_θ* est dirigé autour de la circonférence courte du tore.

La ligne du champ en rouge correspondant au champ total qui a la forme d'une hélice autour du tore. La configuration magnétique se compose d'un ensemble d'hélices imbriqués avec des angles d'injection différents.

La figure 1-14-(b) représente la variation spatiale des champs B_ϕ et B_θ à travers la section transversale poloïdale du tore; r est la coordonnée de petit rayon. Notant que les deux champs ont des amplitudes différentes.

1.7 Le dispositif de confinement : Tokamak

Depuis trente ans, des efforts importants ont été consacrés aux recherches sur la mise en oeuvre de la fusion contrôlée. Jusqu'à présent, le critère de Lawson n'a pas été satisfait, les réactions obtenues ne dégagent pas encore suffisamment d'énergie pour s'entretenir elles-mêmes.

Parmi les dispositifs réalisés, le tokamak qui est une abréviation des quatre mots russes "*toroïdalnaya-kamera-magnitnaya-katushka*", signifie "chambre toroïdale avec des bobines magnétique" met en oeuvre le principe du confinement magnétique du plasma semble le plus prometteur afin d'arriver à produire de l'énergie à l'aide des réactions de fusion décrite au paragraphe (1.4).

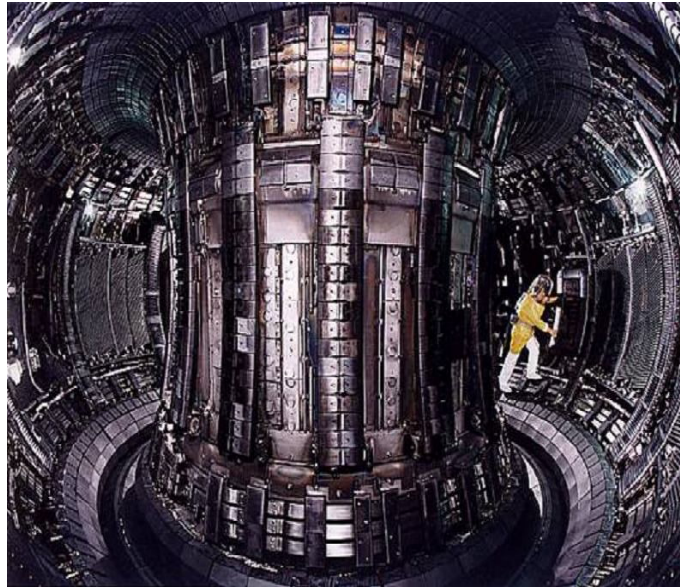


Figure 1-15: Les défis scientifiques de la fusion magnétique [22]

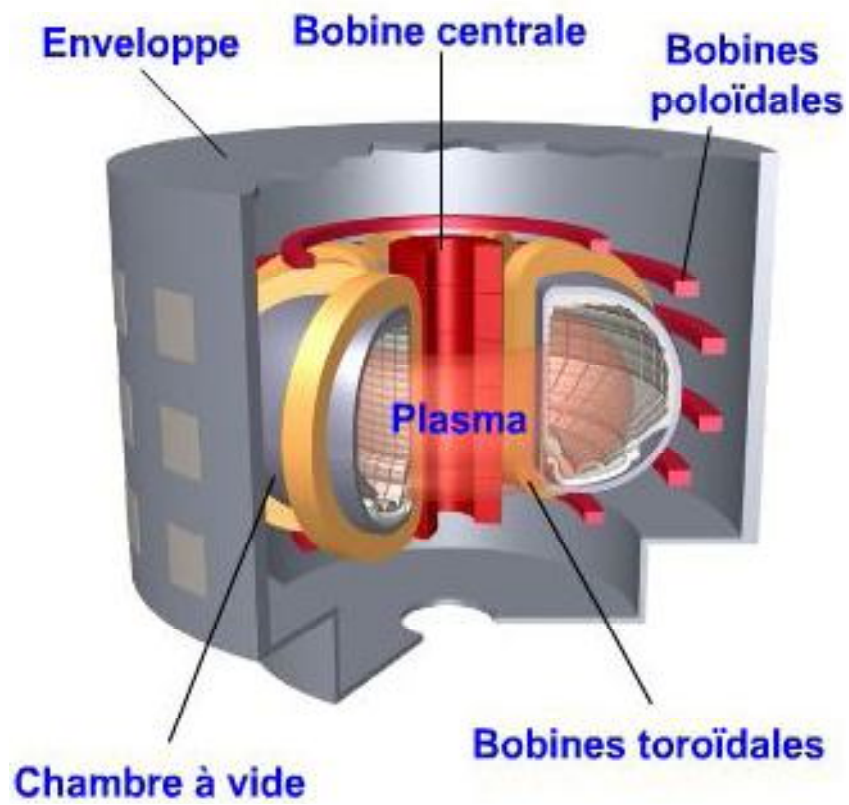


Figure 1-16: Principaux composants du tokamak [10].

1.7.1 Les principaux composants d'un tokamak

Enveloppe : Pour ITER, cette enveloppe est constituée par la paroi du cryostat, tout ce qui se trouve à l'intérieur est plongé dans l'hélium liquide, notamment pour maintenir les bobines dans l'état supraconducteur.

Chambre à vide : la chambre à vide en forme d'anneau (tore) est le lieu où se forme le plasma (mélange de deutérium et le tritium), ses parois sont tapissées d'éléments en composants carbonés.

Bobines poloïdales : (06 bobines dans ITER) servent à asservir la position de plasma pendant le fonctionnement de la machine, pour éviter qu'il ne touche pas les parois en créant un champ poloïdal B_θ assurant sa stabilité . Elle participe également au chauffage du plasma au démarrage.

Bobines toroïdales : (18 bobines dans ITER) servent à créer le champ toroïdal B_ϕ qui permet au plasma de circuler et se maintenir au centre à la chambre à vide.

Plasma : gaz (deutérium et tritium) soumis au chauffage intense (plus de 10 millions de degrés) et dans lequel ont lieu les réactions de fusion.

Bobine centrale : Cet ensemble de bobines (06 dans ITER) constitue le circuit primaire du transformateur qui permet le chauffage du plasma par effet Joule en faisant circuler un courant dans le plasma dans sa phase initiale. Donc ce dispositif fonctionne sur le principe d'un transformateur comme l'indique la figure 1-17. Il y a des machines où la bobine centrale est remplacé par le noyau de fer qui porte un enroulement primaire (Voir figure 1-17-(a)).

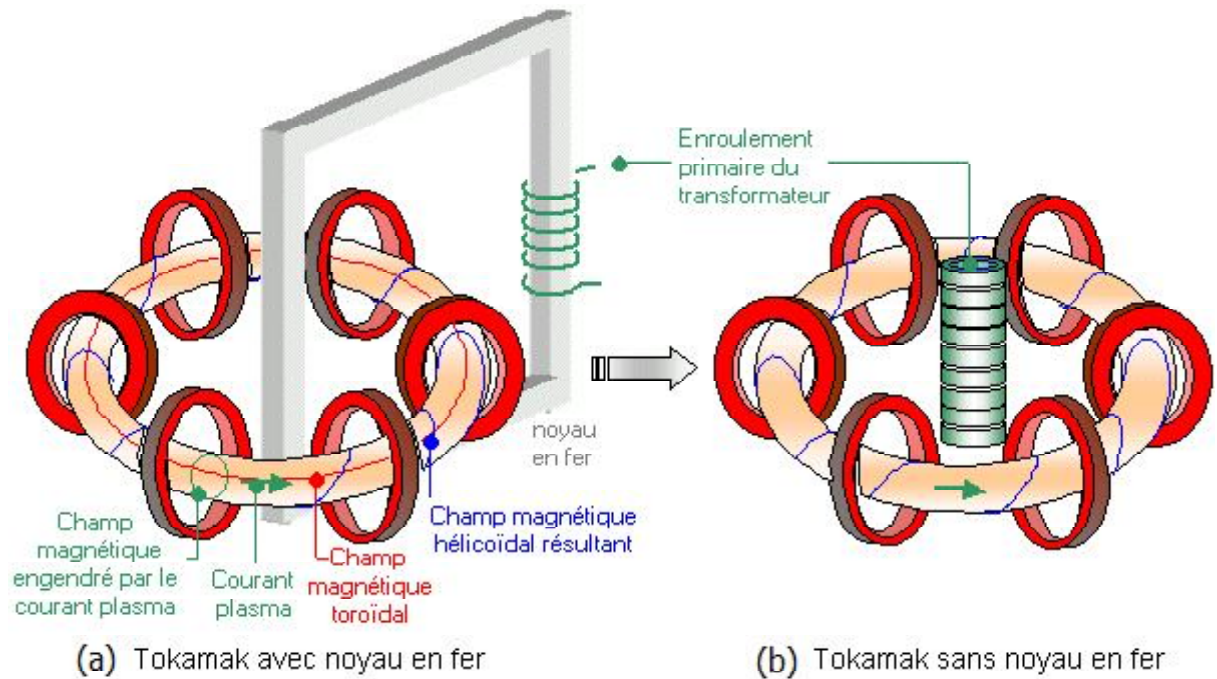


Figure 1-17 Schéma du transformateur (tokamak).

Le courant du plasma est produit par induction dans le transformateur dont le primaire est un bobinage à courant alternatif et le secondaire est le plasma lui-même. La bobine centrale ou bien le noyau en fer du transformateur passe au milieu du tore [15]. L'ordre de grandeur du courant passant dans le plasma est du Méga Ampère, 10^6 A.

Le facteur de sécurité q caractérise le taux d'enroulement des lignes de champ tel que [12] :

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{rB_\phi}{RB_\theta} \quad (1.19)$$

Il représente aussi le nombre de tour toroïdaux effectué pour un tour poloïdal [21].

1.7.2 Description du mécanisme de fonctionnement

1- Tout d'abord, en faisant circuler un courant dans la colonne centrale, on forme le champ magnétique toroïdal B_ϕ qui va décroître comme $1/R$, où R est le grand rayon du tokamak.

2- A cause de cette décroissance de B_ϕ en $1/R$, nous obtenons un gradient magnétique qui

tendance à séparer les ions des électrons. Les électrons vont monter et les ions descendre.

3- La conséquence de cette séparation est l'apparition d'un champ électrique vertical du bas en haut; ce qui va éjecter les deux espèces de particules vers l'extérieur du tokamak.

4- Pour remédier à ça, on fait circuler un courant toroïdal I_p dans le plasma pour induire un champ poloïdal B_θ dont le but est de former des lignes de champs magnétique hélicoïdale et ainsi reconnecter les deux espèces de particules.

5- Finalement, pour maintenir cette configuration toroïdale en équilibre, un champ vertical est nécessaire pour compenser la force radiale due à la pression et à une force due au courant circulant dans l'anneau torique. La résultante de ces deux forces est une force totale centrifuge. Pour obtenir l'équilibre, il faut appliquer une force centripète de même intensité. On la génère par l'application d'un champ vertical uniforme B_v , qui induira une force centripète égale à $I_p B_v$. *La stabilité* est ainsi obtenue.

1.8 Stabilité et disruption d'un plasma

Puisque le plasma de tokamak n'a pas exactement la forme torique, nous pouvons lui affecter une forme afin de maintenir sa stabilité.

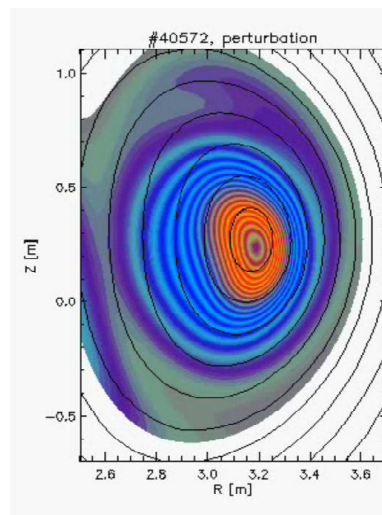


Figure 1-18: *La disruption* dans un plasma

Une petite perturbation non maîtrisée à temps peut s'accroître et mener à *une disruption*, c'est à dire une perte totale du confinement du plasma. Il suffit d'une variation partielle du courant induit dans le plasma pour déclencher une disruption comme il est indiqué dans la figure 1-18, le centre du plasma confiné en orange à haute température et l'enveloppe bleue est la périphérie du plasma. Cette disruption implique la décharge du plasma et elle a des conséquences sur les parties métalliques entourant le tokamak. Il faut alors utiliser des matériaux non magnétiques et électriquement isolés. L'isolation des parties du tokamak avant son utilisation est importante [15].

1.9 Production et transformation de l'énergie

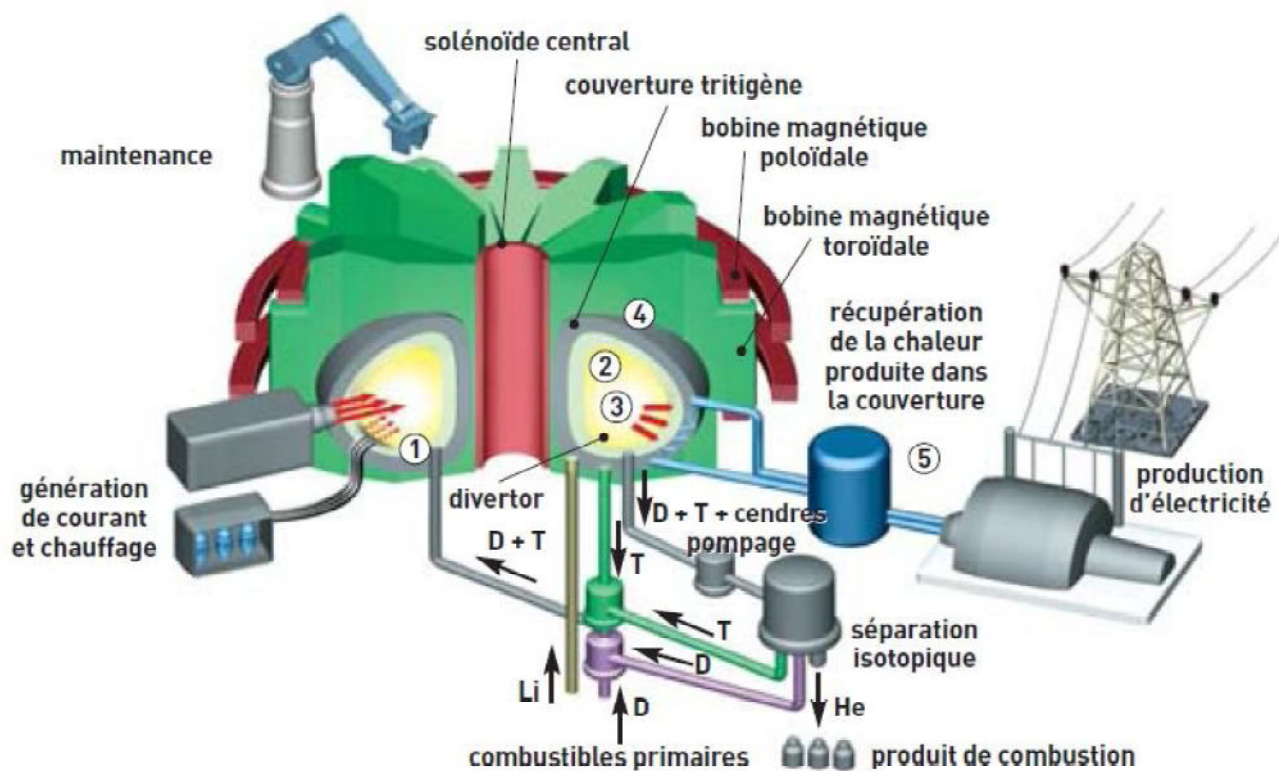


Figure 1-19: Principe de production d'énergie [11], [9]

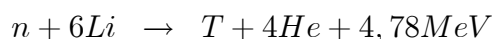
Le mélange combustible $D-T$ est injecté (1) dans une chambre où, grâce au système de confinement et de chauffage il passe à l'état de plasma et brûle de façon continue (2).

Le plasma produit des cendres (les atomes d'hélium) et de l'énergie sous forme de particules chargées ou de rayonnement (3). Les particules chargées et le rayonnement s'amortissent en abandonnant leur énergie dans la première paroi qui, comme son nom l'indique, est le premier élément matériel rencontré au-delà du plasma [3]. L'énergie qui apparaît sous forme d'énergie cinétique des neutrons est, quant à elle, convertie en chaleur dans la couverture (4), élément situé après la première paroi, mais néanmoins à l'intérieur de la chambre à vide.

La chambre à vide elle-même est le composant qui clôt l'espace où a lieu la réaction de fusion. Première paroi, couverture et chambre à vide sont bien évidemment refroidies par un système d'extraction de la chaleur. La chaleur est utilisée pour produire de la vapeur et alimenter un ensemble classique turbine et alternateur producteur d'électricité (5). Revenons un peu sur la couverture (4) qui remplit en fait plusieurs fonctions :

- Son premier rôle consiste à récupérer l'énergie que les neutrons abandonnent en chauffant les matériaux. Un fluide caloporteur circule dans la structure et évacue la chaleur produite vers les équipements classiques que sont le générateur de vapeur, la turbine et l'alternateur où est finalement générée l'électricité.

- Le deuxième rôle de la couverture est de produire le tritium nécessaire à la réaction de fusion. Le tritium n'existe en fait qu'en très petite quantité dans la nature. Il sera donc produit in-situ par bombardement neutronique sur un autre corps aisément disponible, le lithium via les réactions suivantes :



On a évidemment intérêt à privilégier la première réaction qui dégage de l'énergie :

- la couverture est ainsi, elle aussi, le siège de réactions productrices d'énergie qui interviennent pour 20% dans le bilan du réacteur. Le lithium peut être sous forme solide (céramique) ou liquide (alliage métallique), suivant le concept de couverture utilisé.

La couverture doit enfin jouer un rôle de protection neutronique en réduisant considérablement l'énergie et le flux neutronique afin d'abriter les composants suivants (chambre à vide, système magnétique...).

Pour atteindre un rendement global de l'ordre de 35%, un réacteur devra pouvoir réaliser des facteurs d'amplification de l'énergie Q supérieurs à 25 – 30. Ceci impose que les réacteurs de fusion soient nécessairement des unités de grande taille, typiquement capables de produire 1000MW électrique. La fusion, à la différence des autres sources d'énergie, ne peut se concevoir en petites unités.

1.10 Conclusion

La fusion thermonucléaire est gouvernée par le critère de Lawson, critère de triple produit $n \langle T \rangle \tau_E$ soit supérieur à $3.10^{21} m^3.keV.s$ pour un plasma très dense et très chaud avec des temps de confinement longs ($\sim 1s$) pour le confinement magnétique. Ce champ de confinement possède la géométrie hélicoïdale résultant des champs magnétiques toroïdal et poloïdal. Le dispositif qui est capable de posséder cette configuration est le tokamak. Ce dispositif vérifiera son rôle comme réacteur en produisant des réactions de fusion entre le D-T qui donnent une importante énergie. Cette énergie sera convertie en énergie électrique par des installations destinées à cet objectif.

Cet accomplissement est considéré comme le grand événement scientifique de vingt-et-unième siècle car il va résoudre les problèmes d'épuisement des combustibles et les remplacer par l'énergie de fusion. A cet effet l'objectif du projet international ITER avec la collaboration de l'union Européenne (la Suisse incluse), la Russie, la Chine, l'Inde, la Corée, le Japon, les Etats Unis et Canada, est la réalisation pour des raisons pacifiques d'un grand réacteur pour la production d'une énergie abondante, inépuisable et plus propre, au delà de 2050.

Si la fusion a pu être utilisée dans le domaine militaire avec les bombes H , il n'existe pas encore d'application civile de la fusion pour la production d'électricité.

Chapitre II

Ondes Dans Les Plasmas Froids Magnétisés- Application de la Rotation de Faraday

Chapitre 2

Ondes Dans Les Plasmas Froids Magnétisés- Application de la rotation de Faraday

2.1 Introduction

L'interaction onde plasma est un sujet d'étude très porteur surtout durant ces dernières années grâce à ses applications très diverses et en plein développement dans plusieurs domaines: fusion thermonucléaire, l'électronique , traitement des matériaux, etc.. Ce thème de recherche fait partie de la physique des plasmas qui trouve ses origines autour des années 1920. Il est lié à d'autre branche de la physique comme l'électrodynamique et l'électromagnétisme.

Cette branche de la physique s'intéresse aux ensembles de particules chargées macroscopiquement neutres comme les gaz partiellement ou totalement ionisés connus sous le nom plasma. Ce terme "plasma" a été introduit pour la première fois en 1928 par le physicien américain *Irving Langmuir* par analogie avec le plasma sanguin. C'est l' état de la matière le plus présent dans notre univers au travers des étoiles et de la matière interstellaire, il constitue environ 99% de l'univers. Une description détaillée de la notion

plasma a été présentée dans le premier chapitre.

A côté de l'étude des propriétés du plasma, une importante application de ce domaine est l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans un tel milieu mettant en jeu la propagation concertée de particules et de champs [23].

Du fait qu'un plasma combine les effets électromagnétiques aux mouvements des particules (effets fluides ou cinétiques), en général, tout interagit et beaucoup d'ondes de nature différentes peuvent se propager et la nature de ces ondes est en général plus compliquée que dans le vide ou dans les gaz neutres. Selon la présence d'un champ magnétique oscillant les modes propagatifs sont électrostatiques ou électromagnétiques.

Parmi les célèbres travaux de recherche réalisés dans ce domaine, les travaux de V.L.Ginzburg en 1961 " the propagation of electromagnetic waves in plasmas", I.Gekker en 1988 " Strong electromagnetic fields in plasma, D.G.Swanson en 1989 "plasma waves", T.H.Stix en 1992 "waves in plasma", etc. , et d'autres.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents types d'ondes pouvant se propager dans les plasmas froids, homogènes, stationnaires soumis à un champ magnétique statique, uniforme. Pour chaque mode, nous obtenons une relation entre la fréquence et le vecteur d'onde appelée *relation de dispersion* et l'onde associée au mouvement des particules est de nature :

- Electronique: seuls les électrons sont en mouvement (ondes haute fréquence).
- Ionique: seuls les ions sont en mouvement (ondes basse fréquence).

2.2 Notions Générales

Dans un plasma, les variations du champ électromagnétique et les mouvements des particules chargées sont couplés en constituant *un système de couplage champ-particules*. Ce système est présenté par l'organigramme dans la figure (2-1), [24].

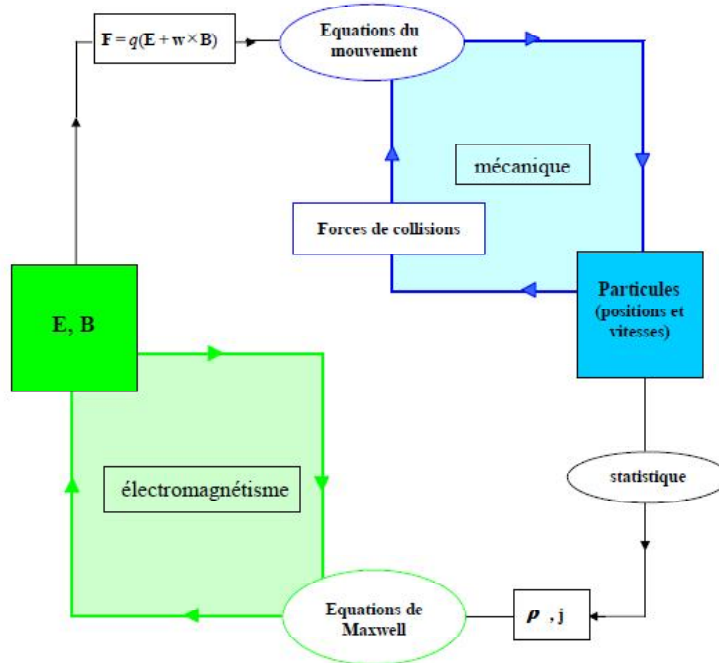


Figure 2-1: Système couplé champ- particules

D'après cet organigramme :

- Si on connaît les champs \vec{E} et \vec{B} , on connaît les forces électromagnétiques s'exerçant sur les particules et comment ces forces influent sur les trajectoires. On peut en déduire, par un peu de statistique, les évolutions de ρ et \vec{j} .
- Si on connaît la position et la vitesse de toutes les particules du plasma, électrons et ions, on peut en déduire la densité de charge ρ et le courant \vec{j} qui sont les termes sources, dans les équations de Maxwell, des champs \vec{E} et \vec{B} .

2.2.1 Equations de Maxwell

Une onde électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) au sein du plasma est décrite par les équations de Maxwell suivantes

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ext} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{ext} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Où \vec{E} est le champ électrique, \vec{D} le déplacement électrique, \vec{B} le champ magnétique (l'induction magnétique), \vec{H} le champ magnétique, \vec{j} et ρ_{ext} sont les densité de charges et de courant créées par des sources extérieures . A ces relations, il est important d'ajouter le courant de polarisation dans \vec{D} . Ainsi, si l'on appelle \vec{j}_{tot} la densité de courant, on a

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_{ext} \quad (2.5)$$

Avec \vec{j} est le courant qui s'établit dans le plasma en réponse à l'excitation électromagnétique. Par définition, on a

$$\vec{j}_{tot} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.6)$$

2.2.2 Relation constitutive du milieu

Cette relation est basée sur la réponse du plasma à une excitation extérieure. Cela signifie qu'il faut trouver une relation entre le \vec{D} et \vec{E} , ainsi qu'entre \vec{B} et \vec{H} .

On peut supposer comme dans le vide la relation

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.7)$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} (SI)$ étant la perméabilité de vide. Par contre, ce n'est pas le cas pour la relation entre \vec{D} et \vec{E} . Ainsi on peut écrire (2.6)

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Donc $\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_{ext}$ est le courant total dans le plasma. Pour exprimer $\vec{j} = \vec{j}(\vec{E})$ la relation constitutive du milieu, il faut décrire le plasma de manière statistique.

2.2.3 Description statistique du plasma

Dans un plasma, la densité de charges et de courant sont données en fonction de la fonction de distribution

$$\rho(r, t) = \sum_s q_s \int d^3v. f_s(r, v, t) \quad (2.9)$$

$$\vec{j}(r, t) = \sum_s q_s \int d^3v. \vec{v}. f_s(r, v, t) \quad (2.10)$$

La somme s'étend sur toutes les espèces s , de charge q_s , du plasma. La fonction de distribution de chacune de ces espèces obéit à une équation cinétique de la forme

$$\frac{df_s}{dt} \equiv \frac{\partial f_s}{\partial t} + v. \frac{\partial f_s}{\partial r} + \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right). \frac{\partial f_s}{\partial v} = \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.11)$$

Le membre de droite de cette équation décrit les collisions entre l'espèce s et les autres espèces du plasma. Une non linéarité apparaît dans le terme $\frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right). \frac{\partial f_s}{\partial v}$ de l'équation (2.11). C'est un terme multiplicatif entre la force de Lorentz (donc les champs) et la fonction de distribution. En toute rigueur, le terme de collisions est lui-même non linéaire, mais il s'agit d'une non-linéarité moins cruciale que la première et pour le moment, nous ne nous en préoccupons pas.

Approximation linéaire

D'après l'hypothèse linéaire soit la propagation ou l'absorption des ondes dans un plasma, cette hypothèse suppose que l'onde est une perturbation d'ordre 1 de l'équilibre de plasma. Cette hypothèse est bien vérifiée dans les plasmas de fusion. Alors, la fonction de distri-

bution peut se décomposer en

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \equiv f_{s,0}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \delta f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.12)$$

La réponse du plasma en termes de densité de charges et de courant s'écrit alors

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_s q_s \int d^3v. \delta f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.13)$$

$$\vec{j}(r, t) = \sum_s q_s \int d^3v. \vec{v}. \delta f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.14)$$

Puisque δf_s est supposée dépendre linéairement de \vec{E} , \vec{j} aussi est une fonction linéaire de \vec{E} . Mais cette relation reste toujours compliquée vu les propriétés de plasma.

2.2.4 Propriétés du milieu plasma

Dans un milieu isotrope sans dispersion spatiale ni temporelle, \vec{j} s'écrit

$$\vec{j}(r, t) = \sigma(r, t). \vec{E}(r, t) \quad (2.15)$$

Où σ est la conductivité linéaire et la relation (2.15) est locale en espace et en temps. C'est la description d'un milieu diélectrique idéal, mais le milieu plasma possède plusieurs caractéristiques:

Anisotropie : Un plasma de fusion magnétique est *anisotrope*, du fait de la présence d'un champ de confinement puissant. Il ne va pas répondre de la même façon, selon la direction selon laquelle s'exerce l'excitation (voir Fig. 2-2)

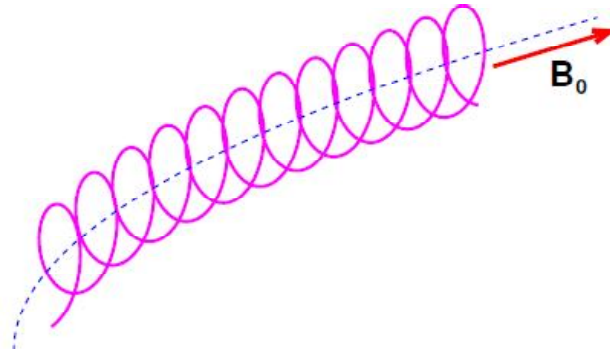


Figure 2-2: Anisotropie d'un plasma confiné par un champ magnétique

Donc la relation (2.15) devient

$$\vec{j}(r, t) = \bar{\sigma}(r, t) \cdot \vec{E}(r, t) \quad (2.16)$$

$\bar{\sigma}$ est le tenseur de conductivité.

Dispersion temporelle : Le plasma est constitué d'un ensemble d'électrons, ainsi que d'ions plus ou moins lourds. En fonction de la fréquence de l'onde, l'inertie de ces derniers fait qu'ils vont éventuellement répondre avec un certain retard à l'excitation (Fig. 2-3)

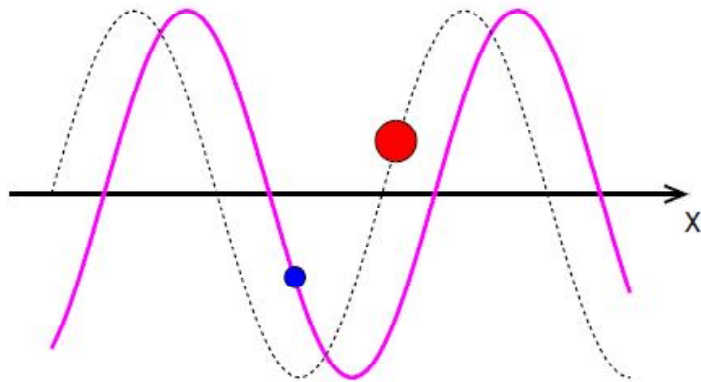


Figure 2-3: Dispersion temporelle dans un plasma

Donc, la réponse du plasma au temps t dépend de l'excitation au temps t' . On obtient

alors une relation temporellement non-locale

$$\vec{j}(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \bar{\sigma}(r, t, t') \cdot \vec{E}(r, t') \quad (2.17)$$

Dans ce cas $\bar{\sigma}$ est le *noyau de conductivité*.

Dispersion spatiale : Dans un plasma, la température finie induit *une agitation thermique*, et les particules se déplacent. Ceci signifie qu'une particule à la position r retient, dans une certaine mesure, la mémoire du champ quelle a vu sur sa trajectoire (Fig.2-4).

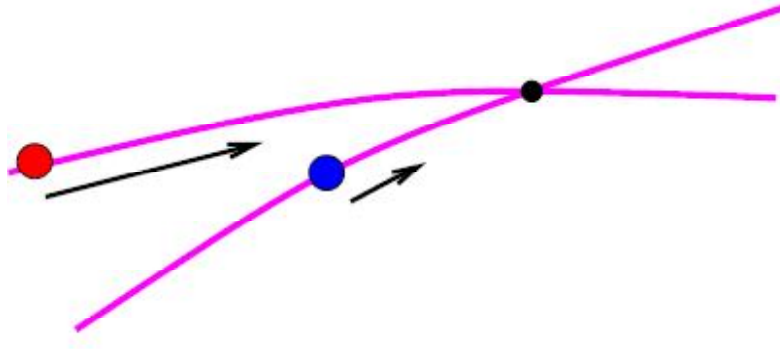


Figure 2-4: Dispersion spatiale dans un plasma

La relation entre \vec{j} et \vec{E} est donnée par

$$\vec{j}(r, t) = \int d^3r' \bar{\sigma}(r, r', t) \cdot \vec{E}(r', t) \quad (2.18)$$

En rassemblant ces propriétés, la fonctionnelle $\vec{j}(\vec{E})$ s'écrit sous la forme générale

$$\vec{j}(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d^3r' \bar{\sigma}(r, r', t, t') \cdot \vec{E}(r', t') \quad (2.19)$$

2.2.5 Le tenseur diélectrique

Si le plasma est homogène, on doit avoir invariance par translation, ce qui implique $\bar{\sigma}(r, r', t, t') = \bar{\sigma}(r - r', t, t')$. Et s'il est stationnaire, alors $\bar{\sigma}(r, r', t, t') = \bar{\sigma}(r, r', t - t')$. La

relation (2.19) devient

$$\vec{j}(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d^3r' \bar{\sigma}(r - r', t - t') \cdot \vec{E}(r', t') \quad (2.20)$$

Une analyse de Fourier est appliquée à des quantités oscillantes telle que $(\vec{E}, \vec{j}) \propto \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t))$, permet d'écrire

$$\vec{E}(r, t) = \int d\omega \int d^3k \vec{E}(k, \omega) \cdot \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)) \quad (2.21)$$

$$\vec{j}(r, t) = \int d\omega \int d^3k \vec{j}(k, \omega) \cdot \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)) \quad (2.22)$$

Remarque 2.1: On omettra généralement les facteurs 2π intervenant dans les transformées de Fourier.

Dès lors, on peut réécrire l'équation (2.20), qui donne une relation locale dans l'espace de Fourier

$$\vec{j}(\vec{k}, \omega) = \bar{\sigma}(\vec{k}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \quad (2.23)$$

En utilisant la relation (2.23) dans (2.8) et en effectuant une analyse de Fourier, on obtient

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(\vec{E} + \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \vec{j} \right) = \varepsilon_0 \left(\bar{1} + \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \bar{\sigma} \right) \cdot \vec{E} \equiv \varepsilon_0 \bar{K} \cdot \vec{E} \quad (2.24)$$

Donc le tenseur diélectrique est défini par

$$\bar{\varepsilon} \equiv \varepsilon_0 \bar{K} = \varepsilon_0 \left(\bar{1} + \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \bar{\sigma} \right) \quad (2.25)$$

Modèle fluide

Le plasma est décrit comme un fluide [25], à deux composantes s (électrons et ions) de densité N_s et de vitesse V_s obéissant aux équations de conservation suivantes

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N_s \vec{V}_s) = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \vec{V}_s}{\partial t} + \vec{V}_s \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_s = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{V}_s \Lambda \vec{B}_0 + \vec{V}_s \Lambda \vec{B} \right) - \left(\frac{\vec{\nabla} P_s}{(m_s N_s)} \right) \quad (2.27)$$

Le terme de pression entre parenthèses présente les effets de température qui ne seront pas conservés par la suite. On introduit les perturbations de densité n_s et de vitesses v_s , on trouve

$$N_s = n_0 + n_s \quad (2.28)$$

$$\vec{V}_s = \vec{v}_s \quad (2.29)$$

En négligeant les termes non linéaires d'ordre plus élevé, les équations (2.26) et (2.27) linéarisées deviennent

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + n_0 \nabla v_s = 0 \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v}_s \Lambda \vec{B}_0 \right) \quad (2.31)$$

Dans l'espace de Fourier, ces équations s'écrivent

$$-i\omega n_s + in_0 \vec{k} \cdot \vec{v}_s = 0 \quad (2.32)$$

$$-i\omega \vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v}_s \Lambda \vec{B}_0 \right) \quad (2.33)$$

Tenseur de Mobilité

Le tenseur de mobilité $\overline{\overline{\mu}}_s$ de l'espèce s reliant la vitesse de fluide avec le champ électrique est

$$\vec{v}_s = \overline{\overline{\mu}}_s \cdot \vec{E} \quad (2.34)$$

Pour $\vec{B}_0 // \vec{Oz}$ le tenseur de mobilité s'écrit

$$\overline{\overline{\mu}}_s = i \frac{q_s}{m_s} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & i \varrho_s s \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ -i \varrho_s s \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

$\varrho_s = \pm 1$ est le signe de la charge, ω_{ps} et ω_{cs} la fréquence plasma et la fréquence cyclotronique.

Tenseur de Conductivité

Le courant porté par les particules plasma est donné par

$$\vec{j} = n_0 \sum q_s \vec{v}_s = n_0 \sum q_s \overline{\overline{\mu}}_s \vec{E} = \overline{\overline{\sigma}} \vec{E} \quad (2.36)$$

On obtient alors l'expression du tenseur de conductivité du plasma froid

$$\overline{\overline{\sigma}} = n_0 \sum q_s \overline{\overline{\mu}}_s = i \varepsilon_0 \sum \omega_{ps}^2 \begin{pmatrix} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & i \varrho_s s \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ -i \varrho_s s \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Tenseur diélectrique

Les équations (2.25) et (2.37) permettent d'obtenir facilement le tenseur

$$\begin{pmatrix} K_1 & K_2 & 0 \\ -K_2 & K_1 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Avec

$$K_1 \equiv S \equiv \frac{1}{2} (R + L) = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \quad (2.39)$$

$$iK_2 \equiv D \equiv \frac{1}{2} (R - L) = \sum_s \frac{\varepsilon_s \omega_{cs} \omega_{ps}^2}{\omega (\omega^2 - \omega_{cs}^2)} \quad (2.40)$$

$$K_3 \equiv P = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (2.41)$$

S , D , R , L and P sont respectivement les notations de Stix [24] pour un plasma froid qui désignent, 'Sum', 'Difference', 'Right', 'Left' and 'Plasma'. Aussi

$$K_1 + iK_2 \equiv R \equiv S + D = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega (\omega + \varrho_s \omega_{cs})} \quad (2.42)$$

et

$$K_1 - iK_2 \equiv L \equiv S - D = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega (\omega - \varrho_s \omega_{cs})} \quad (2.43)$$

Où ϱ_s désigne le signe de la charge de l'espèce s .

2.3 Mode propres de propagation dans un plasma froid, homogène, stationnaire, magnétisé

Une description fluide du plasma froid est valide en l'absence de dispersion spatiale et de dissipation par interaction résonante onde-particule. Pratiquement, il suffit de s'assurer que pour $\omega \gg \omega_{cs}$, il n'y pas d'interaction résonante, pour $k_\perp v_{th,s} / \omega_{cs} \gg 1$, la magnétisation est faible, l'onde ne voit pas le mouvement cyclotronique et pour $v_\varphi \gg v_{th,s}$ l'onde ne voit pas l'agitation thermique.

2.3.1 Equation de dispersion

Les équations de Maxwell (2.3) et (2.4) peuvent être écrites

$$\vec{k} \wedge \vec{E} = \omega \vec{B} \quad (2.44)$$

et

$$\vec{k} \wedge \vec{B} = -\omega \mu_0 \overline{\overline{\epsilon}} \vec{E} + \mu_0 \vec{j}_{ext} \quad (2.45)$$

Quant aux équations (2.1) et (2.2) elles donnent respectivement

$$k \cdot \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.46)$$

et

$$\vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.47)$$

On peut combiner les équations (2.44) et (2.45) pour trouver l'équation d'onde suivante

$$\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = i\omega \mu_0 \vec{j}_{ext} \quad (2.48)$$

Cette équation est purement locale. On suppose que les sources sont à l'infini et l'on étudie le plasma dans le cas homogène, on trouve

$$\overline{\overline{M}}_{k,\omega} \vec{E} \equiv \vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.49)$$

$\overline{\overline{M}}_{k,\omega}$ est une matrice représentant l'opérateur $\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \cdot + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \cdot \cdot$.

Remarque 2.2 : L'équation d'onde (2.49) est appelé aussi l'équation de Helmholtz en l'écrivant sous la forme (sans Transformée de Fourier)

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{k}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.50)$$

Les solutions non triviales pour le champ électrique sont obtenues pour

$$\det(\overline{\overline{M}}_{k,\omega}) = 0 \quad (2.51)$$

Car ce système $\overline{\overline{M}}_{k,\omega} \vec{E}$ linéaire homogène en \vec{E} n'admet de solutions non identiquement nulles que si son déterminant est nul. En introduisant l'indice de réfraction $\vec{n} \equiv \vec{k} c/\omega$, on peut encore écrire l'équation (2.49)

$$\vec{n} \wedge \vec{n} \wedge \vec{E} + \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.52)$$

Donc la relation (2.51)

$$\det(n_i n_j - n^2 \delta_{ij} + \overline{\overline{K}}) = 0 \quad (2.53)$$

Si on choisit \vec{n} dans le plan (xOz) et comme on a déjà choisi $\vec{B}_0 // \vec{k}$, l'équation (2.52) donne le système

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.54)$$

Où θ est l'angle entre \vec{k} et l'axe \vec{Oz} . Le déterminant de cette matrice (c'est le même que dans (2.51) et (2.53) doit s'annuler. Cette condition donne une relation peut être développer en puissances de n comme suit

$$An^4 + Bn^2 + C = 0 \quad (2.55)$$

C'est donc la relation de dispersion du milieu. Avec

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta$$

$$B = RL \sin^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta)$$

$$C = PRL.$$

La solution de cette équation quartique donne en terme de l'angle θ

$$\tan^2 \theta = -\frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)} \quad (2.56)$$

2.3.2 Coupures et Résonances

Le caractère dispersif du plasma est marqué par l'existence *des coupures* et *des résonances* qui séparent une région de propagation d'une région d'évanescence.

Résonances

La condition générale de la résonance est que l'indice $n^2 \rightarrow \infty$, donc $A = 0$, que l'on peut mettre sous la forme

$$\tan^2 \theta = -\frac{P}{S} \quad (2.57)$$

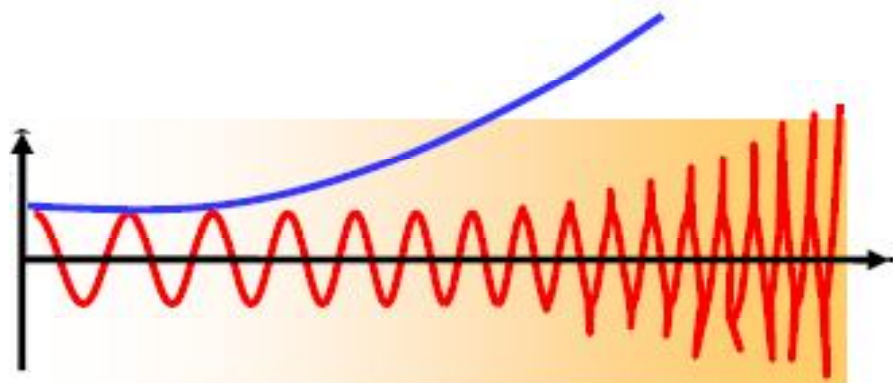


Figure 2-5: Phénomène de résonance

Les résonances dépendent de l'angle de propagation, et donnent lieu au phénomène *des cônes de résonance* (voir l'Annexe B).

Coupures

La condition générale de la coupure est que l'indice $n^2 \rightarrow 0$, donc $C = 0$, que l'on peut mettre sous la forme

$$C = PRL = 0 \quad (2.58)$$

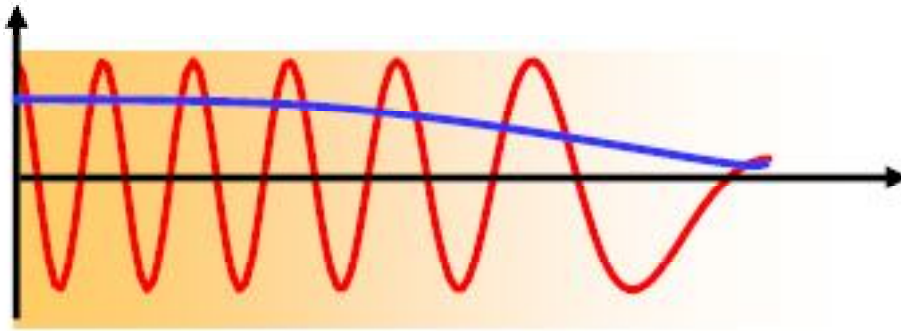


Figure 2-6: Phénomène de coupure

Donc de (2.42) et (2.43), on trouve

$$S = \pm D \quad (2.59)$$

Nous avons une coupure de plasma pour $\omega = \omega_p$ et deux autres coupures dite droite et gauche pour $\omega \gg \omega_{ci}, \omega_{pi}$ (ω_{ci}, ω_{pi} est la fréquence angulaire cyclotronique ionique et la fréquence de plasma ionique respectivement) sont

$$\omega_D = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} + \omega_{ce} \right) \quad (2.60)$$

$$\omega_G = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} - \omega_{ce} \right) \quad (2.61)$$

Résumons maintenant les cas à étudier :

1)

Propagation perpendiculaire à \vec{B}_0	$\theta = \frac{\pi}{2}$
(a) $n^2 = P = K_3$	Onde ordinaire "O"
(b) $n^2 = RL/S = (K_1^2 + K_2^2)/K_1$	Onde "X"

Tableau (2-1)

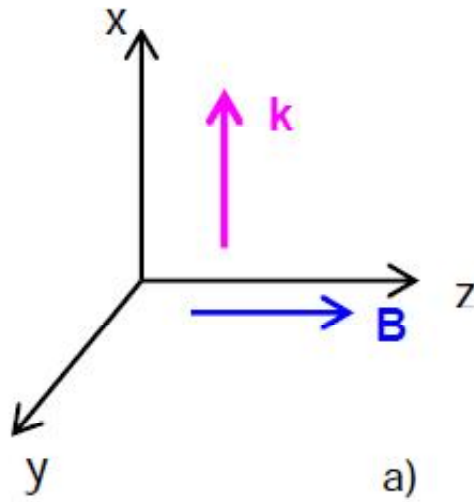


Figure 2-7-(a) : Propagation penpendiculaire

2)

Propagation parallèle à \vec{B}_0	$\theta = 0$
(a) $P = K_3 = 0$	des oscillations plasma
(b) $n^2 = R = K_1 + iK_2$	onde polarisée droite
(c) $n^2 = L = K_1 - iK_2$	onde polarisée gauche

Tableau (2-2)

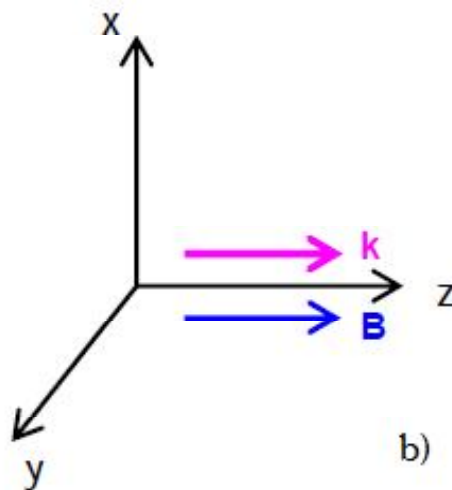


Figure 2-7-(b) : Propagation parallèle

2.3.3 Propagation perpendiculaire

Une propagation perpendiculaire au champ magnétique extérieur $\vec{k} \perp \vec{B}_0$ correspond à $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Mode Ordinaire

L'onde ordinaire est une onde transverse avec $\vec{E} // \vec{B}_0$ polarisée rectilignement. Dans ce cas, la relation de dispersion est la même que dans un plasma non magnétisé, elle est donnée par

$$n_o^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.62)$$

Dans ce mode il y a propagation d'onde si $\omega^2 > \omega_p^2$ et elle dépend uniquement de la densité du plasma (car $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$ ne dépend que de la densité). On observe dans la figure 2-8-(a) que $n_o^2 \rightarrow 1$, quand $\omega \rightarrow \infty$.

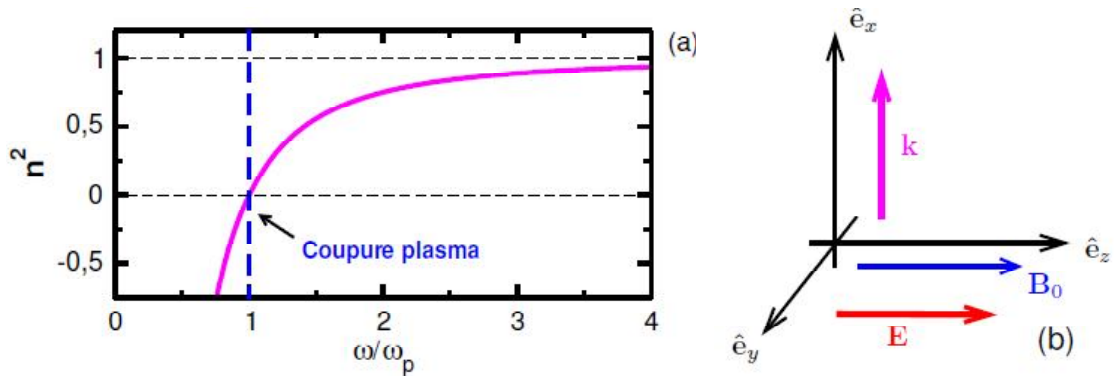


Figure 2-8-(a):Relation de dispersion pour le mode O (b) Polarisation de mode O

Coupires	$n^2 \rightarrow 0$	Résonances	$n^2 \rightarrow \infty$
$\omega = \omega_p$		pas de résonance	

Tableau (2-3)

Comme il est indiqué sur la tableau (2-3), la coupure est définie pour un indice nul,

elle sépare un domaine de fréquence de propagation ($k^2 > 0$) du domaine d'évanescence ($k^2 < 0$). Pour Ce mode, la fréquence de coupure est égale à la fréquence de plasma et il n'y a pas de résonance.

Mode Extraordinaire

L'onde extraordinaire est polarisée elliptiquement avec $\vec{E} \perp \vec{B}_0$. Ce mode est défini par la relation de dispersion suivante

$$n_x^2 = \frac{RL}{S} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (2.63)$$

$$n_x^2 = \frac{RL}{S} = \frac{[(\omega + \omega_{ci})(\omega - \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2][(\omega - \omega_{ci})(\omega + \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2]}{(\omega^2 - \omega_{ci}^2)(\omega^2 - \omega_{ce}^2) + (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)(\omega_{ce}\omega_{ci} - \omega^2)} \quad (2.64)$$

Coupures
$\omega_x = \pm \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2}\right)^2 + \omega_p^2}$
Plasma dense : $\omega_x \simeq \omega_{pe} \pm \frac{1}{2}\omega_{ce}$
plasma ténu : $\omega_x = \begin{cases} \omega_{ce} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}} \\ \omega_{ci} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}} \end{cases}$

Tableau (2-4)

Résonance
Résonance hybride haute : $\omega_{Xuh}^2 = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)$
Résonance hybride basse : $\omega_{Xlh}^2 = \omega_{ce}\omega_{ci} \left(\frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}\omega_{ci}}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \right)$

Tableau (2-5)

En cherchant les racines du numérateur de l'équation (2.63), nous trouvons deux coupures comme il est indiqué dans le tableau (2-4), ce cas est déjà trouvé pour $S = \pm D$. Les

deux fréquences de coupures pour un plasma dense sont calculées pour $\omega_{ps} \gg \omega_{cs}$ et pour le plasma ténu en considérant $\omega_{ps} \gg \omega_{cs}$.

La résonance est définie pour $n^2 \rightarrow \infty$, ce qui correspond à $k \rightarrow \infty$ et une vitesse de phase $v_\varphi = 0$. Il se crée un transfert d'énergie entre l'onde et le milieu. Dans ce cas une onde est absorbée lorsqu'elle est à la fréquence hybride haute " *Upper Hybrid Resonance* " ou à la fréquence hybride basse " *Lower Hybrid Resonance* " comme il est indiqué dans le tableau (2-5), [25].

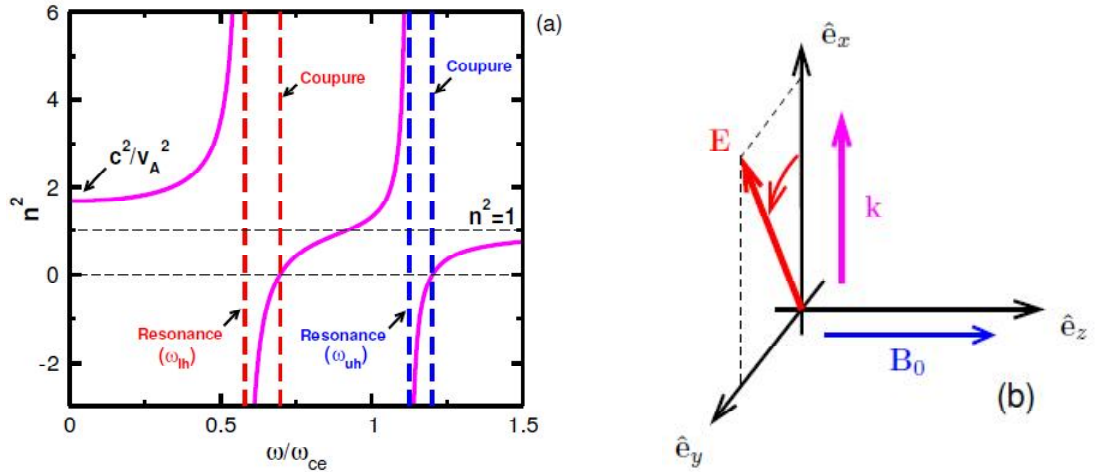


Figure 2-9-(a): Relation de dispersion pour le mode X. (b) Polarisation du mode X

2.3.4 Propagation parallèle

Onde de Langmuir

La propagation parallèle est définie par $\theta = 0$. Dans le cas d'une résonance l'équation (2.57) est nulle, donc $P = 0$, c'est la coupure. Aussi $S = \frac{1}{2}(R + L) \rightarrow \infty$ donc $R \rightarrow \infty$ (résonance cyclotronique électronique) et $L \rightarrow \infty$ (résonance cyclotronique ionique).

Ce mode correspond au mode de Langmuir, le mode de plasma électronique qui se propage que pour des fréquences légèrement supérieures à la fréquence plasma qui est donnée par

$$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2} \approx \omega_{pe} \quad (2.65)$$

Soit $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2}v_m^2 k^2 > \omega_{pe}^2$, on obtient cette équation en incluant le terme de pression électronique [4].

Les Whistlers

Whistler ionique (Mode circulaire gauche) : Pour un plasma constitué d'électrons et d'ions, la relation de dispersion pour une onde en mode droit est donnée par

$$n_L^2 = R = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + \omega_{ci})} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} \quad (2.66)$$

La résonance est clairement à $\omega = \omega_{ce}$, c'est la résonance cyclotronique électronique. La fréquence de coupure quand $n^2 = R = 0$ est donnée par

$$\omega_L = \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2} \right)^2 + \omega_p^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.67)$$

Où $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$.

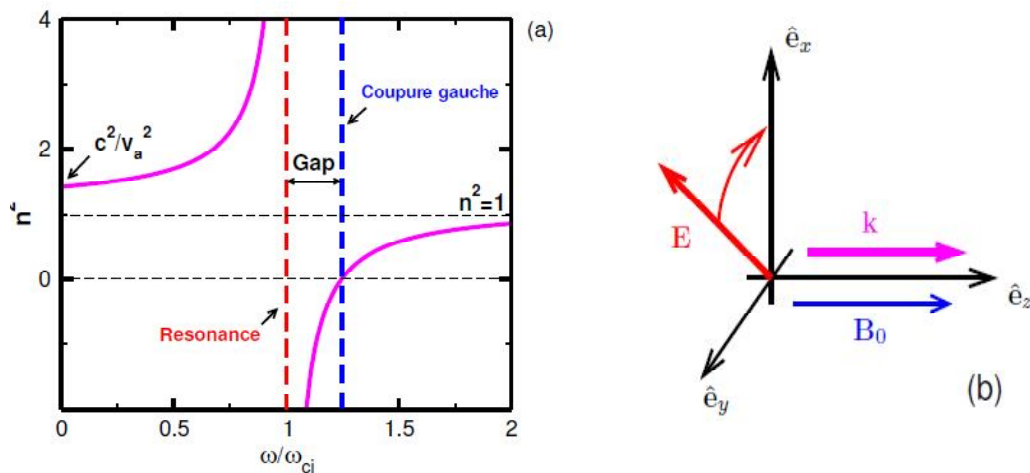


Figure 2-10-(a): Relation de dispersion, (b) Polarisation du mode Whistler ionique

Cette coupure est appelée coupure gauche. On a par ailleurs une résonance évidente pour $\omega = \omega_{ci}$. Lorsque $\omega \rightarrow \infty$, $n_L^2 \rightarrow 1$, ce qui signifie que le plasma devient complètement transparent pour l'onde et celle-ci s'y propage comme dans le vide. Enfin, pour $\omega \rightarrow 0$,

on a $n_L^2 \rightarrow c^2/v_a^2$ où v_a est la vitesse Alfvén $v_a = B_0/\sqrt{\mu_0 n_i m_i}$ (Voir la figure 2-10-(a)).

Whistler électronique (Mode circulaire droit) : Dans ce cas la relation de dispersion est donnée par

$$n_R^2 = R = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - \omega_{ci})} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})} \quad (2.68)$$

La résonance est clairement à $\omega = \omega_{ce}$ c'est la résonance cyclotronique ionique. La fréquence de coupure droite quand $n^2 = R = 0$ est donnée par

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2} \right)^2 + \omega_p^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.69)$$

A haute fréquence, on a $n^2 \rightarrow 1$ et à basse fréquence $n^2 \rightarrow c^2/v_a^2$. Ce mode est polarisé circulairement, mais le champ électrique tourne dans le sens électronique (voir figure 2-11-(a)).

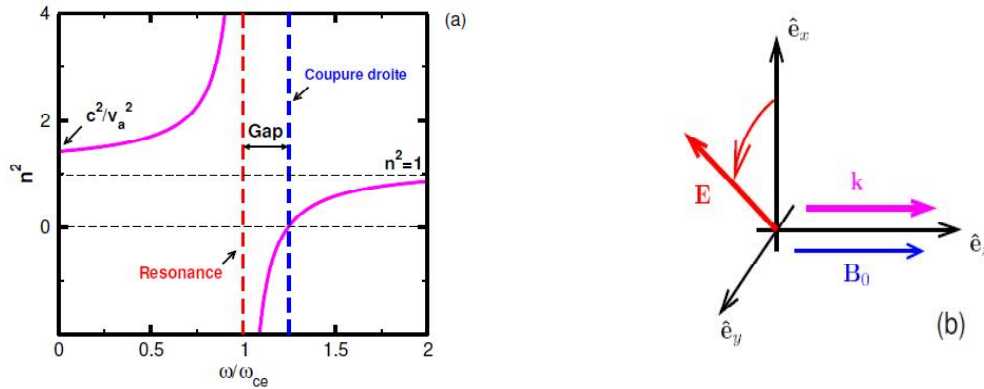


Figure 2-11-(a) Relation de dispersion (b) Polarisation du mode Whistler électronique

Les whistlers électroniques sont très abondants dans la magnétosphère terrestre [27].

Rotation de Faraday

Ce phénomène est caractérisé par la relation de dispersion

$$\frac{ck_{\pm}}{\omega} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega} \right) \quad (2.70)$$

correspond à deux états de polarisation. On va traiter ce phénomène à la fin de chapitre avec une application sur *l'Isolateur de Faraday*.

2.3.5 Propagation oblique : (Onde basse fréquence MHD)

Les branches de dispersion en propagation oblique ont une expression compliquée à cause de la continuation entre $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\theta = 0$. Dans ce cas l'onde se propage avec une fréquence basse vérifiant l'approximation magnétohydrodynamique (MHD) $\omega \ll \omega_{ci}, \omega_{pi}$ d'où $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} = -\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2}$ est valable (2.3). Les éléments du tenseur diélectrique sont donnés par

$$S = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - \omega^2} \simeq 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \quad (2.71)$$

$$= 1 + \frac{c^2}{V_A^2}$$

$$D \simeq \frac{i\omega}{\omega_{ci}} \frac{c^2}{V_A^2} \simeq 0 = \frac{\varepsilon\omega_{cj}\omega_{pj}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{cj}^2)} - \frac{\varepsilon_j\omega_{cj}\omega_{pj}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{cj}^2)}$$

$$P \simeq 1 - \frac{\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2}{\omega^2} \simeq 1 - \frac{c^2}{V_A^2} \frac{\omega_{ci}\omega_{ce}}{\omega^2}$$

$$\rightarrow \infty \quad (2.72)$$

Et l'équation des valeurs propres (2.54) se réduit à

$$\begin{cases} \left(-n^2 \cos^2 \theta + 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \right) E_x = 0 \\ \left(-n^2 + 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \right) E_y = 0 \\ (\infty) E_z = 0 \end{cases} \quad (2.73)$$

La première solution, avec $E_x \neq 0$ et $E_y = 0$, a la relation de dispersion

$$n^2 \cos^2 \theta = 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \quad (2.74)$$

Ce qui conduit à une vitesse de phase $v_\varphi \simeq V_A^2 \cos^2 \theta$. On appelle cette onde MHD ”*Onde d’Alfvén torsionnelle*” [23].

La seconde solution avec $E_x = 0$ et $E_y \neq 0$, a la relation de dispersion

$$n^2 = 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \quad (2.75)$$

Avec la vitesse de phase $v_\varphi \simeq V_A$. On appelle ce type d’onde MHD ”*Onde d’Alfvén compressionnelle*” [27]. Ceci ressemble au comportement d’une onde de son dans un milieu quelconque et pour cette raison, cette onde est assez fréquemment appelée *Onde magnétosonique ionique*.

2.4 Diagramme CMA

Le diagramme CMA vient du nom de ses trois inventeurs ”*Clemmow -Mullaly-Allis*” [24], il présente les principales propriétés des ondes de plasma.

Lorsque nous obtenons les solutions de l’équation quartique qui présente la relation de dispersion pour les ondes dans un plasma froid uniforme, nous observons qu’il existe de nombreuses catégories. On trouve les ondes qui se propagent parallèlement, perpendiculairement ou obliquement au champ magnétique, ondes de haute (radio) ou basse (sonores) fréquences, haute ou basse densités, haut ou basse champ magnétique, etc.. Donc le diagramme CMA aide à catégoriser toutes ces différentes solutions, montre aussi les différentes formes des surfaces des vitesses normales aux ondes. Dans un tel plasma, il y a quatre grands types d’ondes qui se propagent : ondes polarisées circulaire gauche (L) ”Whistlers ioniques”, ondes polarisées circulaire droite (R) ”Whistlers électroniques”, ondes ordinaires (O), ondes extraordinaires (X). Ce diagramme permet aussi de montrer les

régions hautes fréquences, basses fréquences et les régions de résonances et de coupures, il est divisé en régions numérotées de 1 à 13 (chiffres entourés sur la figure 2-12).

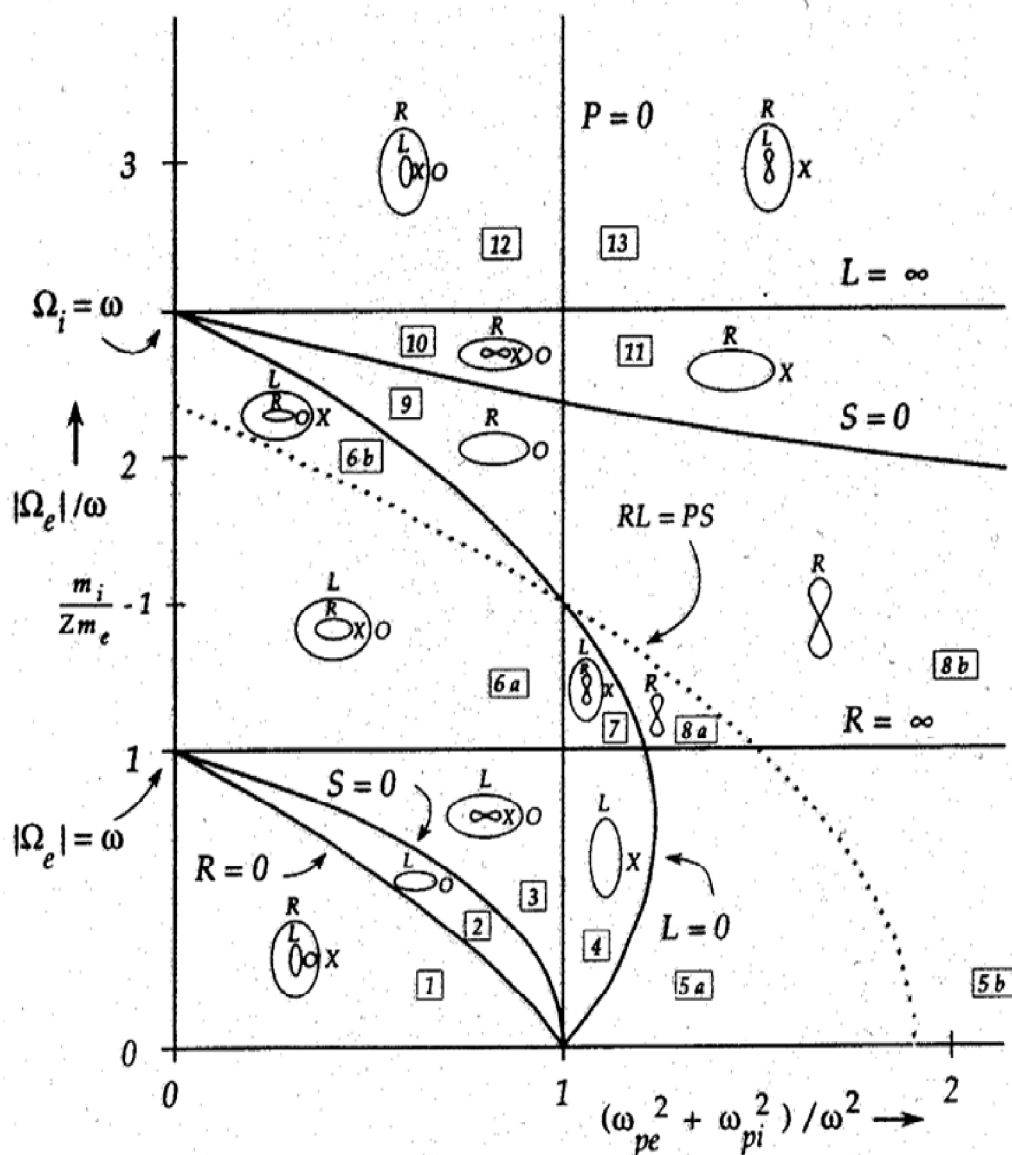


Figure 2-12 : Diagramme CMA Stix(1992), le rapport $\frac{m_i}{m_e} = 2.5$ et les droites $L=0$ et $P=0$ se coupent en $\frac{\Omega_i}{\omega_i} = 1 - \frac{Zm_e}{m_i}$.

A une position donnée dans la magnétosphère, on peut mesurer la valeur de ω_{pe} et de ω_{ce} , à partir du diagramme CMA, il est alors possible de connaître les modes de propagation pour les différentes fréquences.

2.5 Simulation d'un isolateur à rotation de Faraday

La rotation de Faraday est un résultat de la propagation parallèle de l'onde électromagnétique au champ magnétique de confinement. La relation de dispersion trouvée (2.70), ci-dessus peut s'écrire sous la forme $\vec{k} \vec{E} = \overline{\overline{K}} \vec{E}$.

Avec le tenseur diélectrique de la forme

$$\overline{\overline{K}} = \begin{bmatrix} K_{11} & -iK_{12} & 0 \\ iK_{12} & K_{11} & 0 \\ 0 & 0 & K_{11} \end{bmatrix} \quad (2.76)$$

Les éléments du tenseur

$$K_{11} = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{(\omega_{pe}^2 - \omega^2)}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2) + \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.77)$$

$$K_{12} = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega \omega_c}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2) + \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.78)$$

sont tracés dans la figure 2-13 (K_{11} en rouge et K_{12} en bleu).

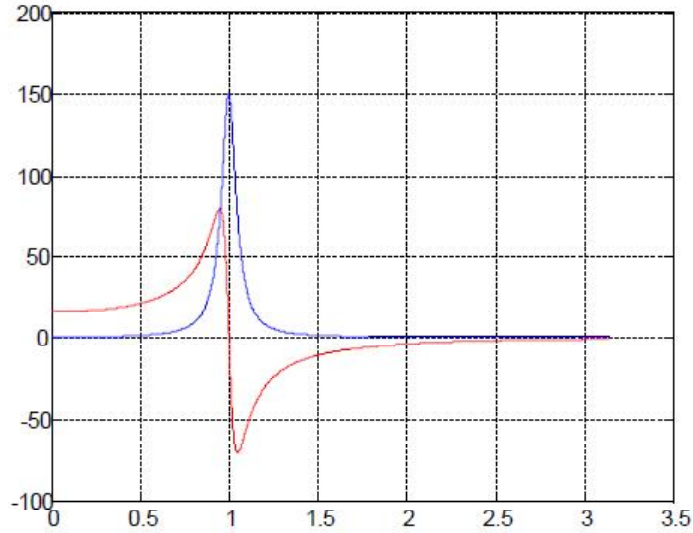


Figure 2-13: Elements du tenseur dielectrique K_{11} et K_{12}

En utilisant l'approximation $|\omega\omega_c| \ll \omega_{pe}^2 - \omega^2 [1]$, les deux indices de réfractons s'écrivent

$$n_L = n_{(+)} = \left(1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega\omega_c} \right)^{1/2} \quad (2.79)$$

$$n_R = n_{(-)} = \left(1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega_{pe}^2 - \omega^2 - \omega\omega_c} \right)^{1/2} \quad (2.80)$$

et correspondent aux vecteurs propres \vec{E}_1 et \vec{E}_2 . Le champ $\vec{E}_1(X_0 \cos \omega t, X_0 \sin \omega t, 0)$ présente l'onde circulaire gauche, où l'extrémité du champ décrit une hélice circulaire gauche comme il est montré sur la figure (2 – 14) et (2 – 15).

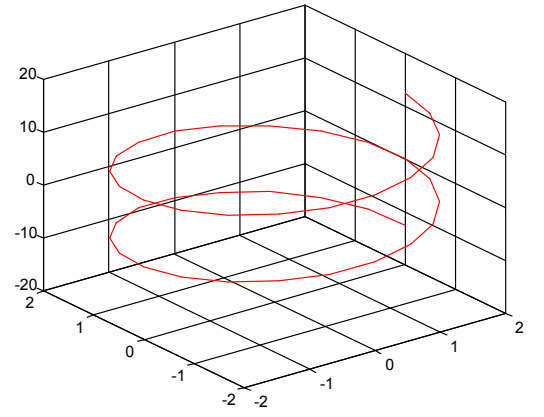
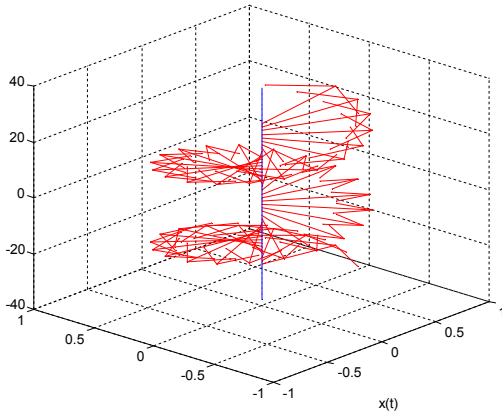


Figure 2-14: Propagation du champ électrique \vec{E}_1 .

Figure 2-15: Hélice circulaire gauche

L'onde correspond au champ $\vec{E}_2(X_0 \cos \omega t, -X_0 \sin \omega t, 0)$ est une onde polarisée circulaire droite, où l'extrémité du champ décrit une hélice circulaire droite comme il est montré sur la figure (2 – 16) et (2 – 17).

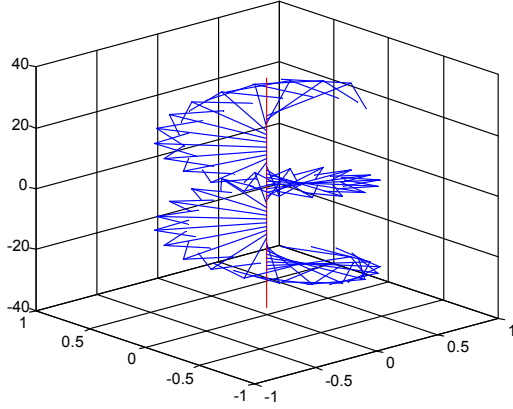


Figure 2-16: Propagation du champ électrique \vec{E}_2

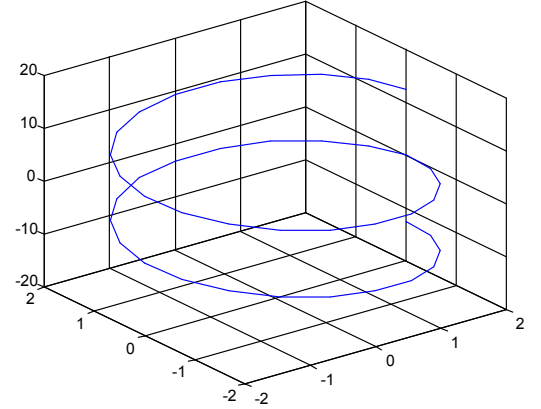


Figure 2-17 : Hélice circulaire droite

Le déphasage de l'onde pendant son voyage dans le plasma dépend de z , le chemin traversé par l'onde et de la densité du plasma N donnée dans le terme de la constante du Verdet V pour un champ magnétique B_0 statique comme suit

$$V = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2n_0} \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^2} \frac{\omega e}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2)^2} \quad (2.81)$$

Et le déphasage qui est l'angle de rotation du plan de polarisation de l'onde est

$$\Psi = V \cdot B_0 \cdot z \quad (2.82)$$

$$\Psi = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2n_0} \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^2} \frac{\omega e B_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} z \quad (2.83)$$

2.5.1 Isolateur de Faraday

Un isolateur est un dispositif qui n'autorise à la lumière de se propager que dans une direction unique. Son principe de fonctionnement est basé sur la rotation de Faraday de manière à ce que l'angle de rotation du plan polarisation soit le même que l'onde se propageant parallèlement ou antiparallèlement au sens du champ magnétique. Ce dispositif magnétooptique est très utilisé dans les applications laser et dans le domaine de télécommunication (voir la figure 2-18).

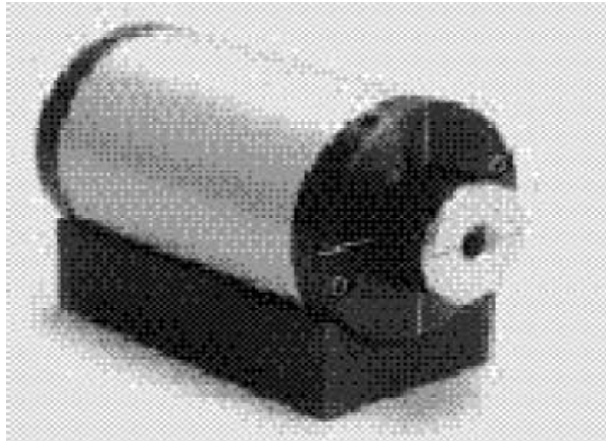


Figure 2-18: L'une des formes d'un isolateur de Faraday

2.5.2 Principe de fonctionnement

Le diagramme de la figure 2-19 montre que le polariseur d'entrée fixe l'angle du plan de polarisation de l'onde (lumière) incidente à la valeur Ψ (parallèle à son axe optique). Le champ magnétique est ajusté de telle façon que le plan de polarisation de l'onde tourne de Ψ . Cette onde retrouve le polariseur de sortie avec une rotation globale de 2Ψ . Par la suite, elle est réfléchie par un réflecteur et en passant à travers à nouveau du second polariseur de sortie. Alors, il suffit de choisir $\Psi = \frac{\pi}{4}$ pour que cette onde qui va tourner une autre fois du fait du champ magnétique soit croisée avec le premier polariseur et donc ne soit pas transmise. Car le polariseur ne permet uniquement de passer qu'une polarisation droite parallèle à son axe optique [31].

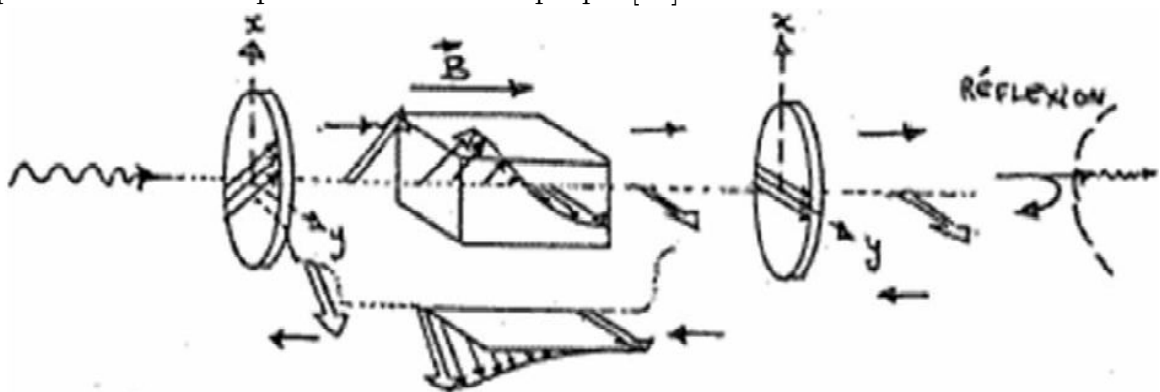


Figure 2-19: Schéma de principe de l'isolateur de Faraday

Deux schémas représentatifs de parcours de l'onde pendant son aller c'est le mode d'aller (The forward mode) et durant son retour qui est le mode inverse ou mode de retour (The reverse mode).

Mode d'aller

Nous simulons le mode d'aller (voir la figure 2-20) en présentant l'onde initiale rectiligne dont le plan de polarisation est fixé à l'angle $\Psi = 0^\circ$ (voir la figure 2-21), parallèle à l'axe optique de polariseur d'entrée [31]. Après qu'elle traverse le rotateur, son plan est tourné de $\Psi = 45^\circ$ (voir la figure 2-22). En suite, elle traverse le polariseur de sortie dont l'axe optique est parallèle à son plan de polarisation.

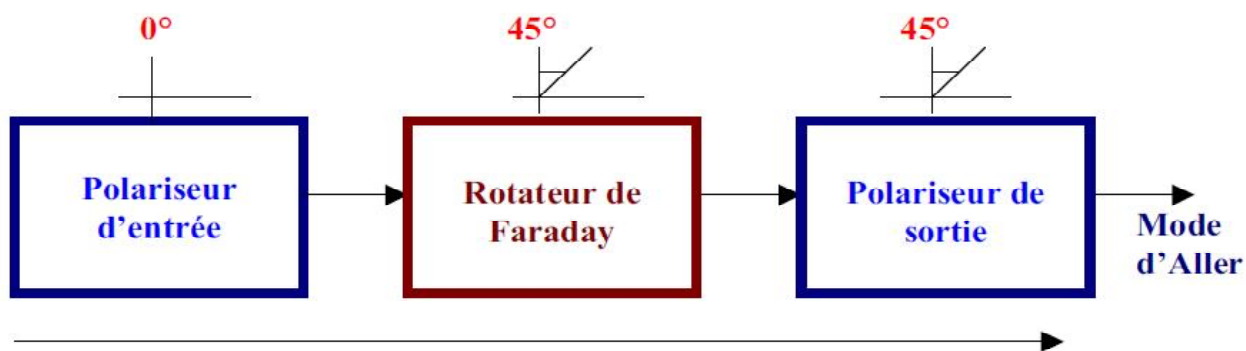


Figure 2-20: Mode d'aller (forward mode)

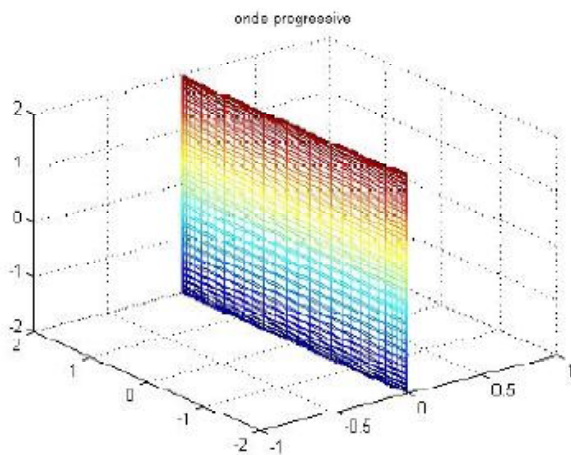


Figure 2-21: Onde polarisé rectiligne de rotation $\Psi = 0^\circ$

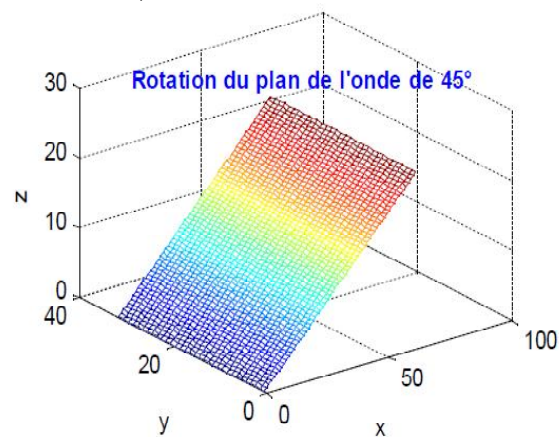


Figure 2-22: Rotation de $\Psi = 45^\circ$

Mode de retour (inverse)

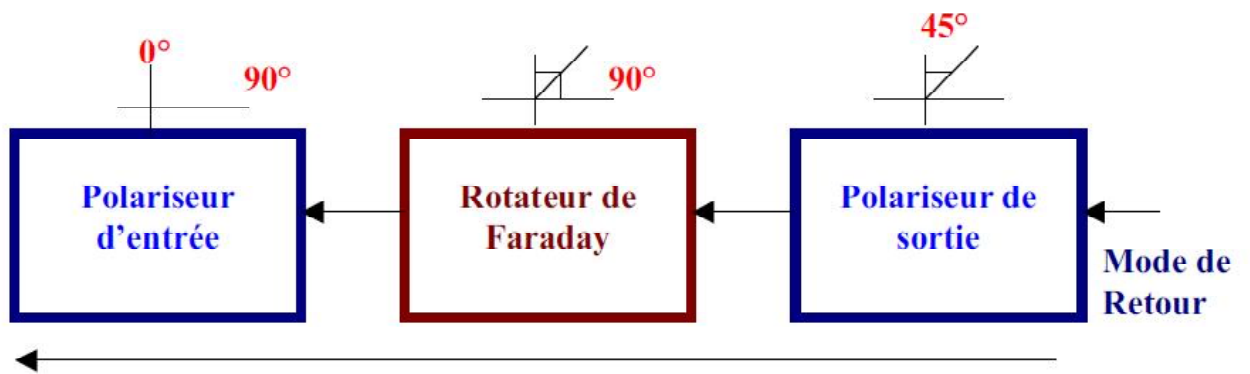


Figure 2-23: Mode de retour (inverse)

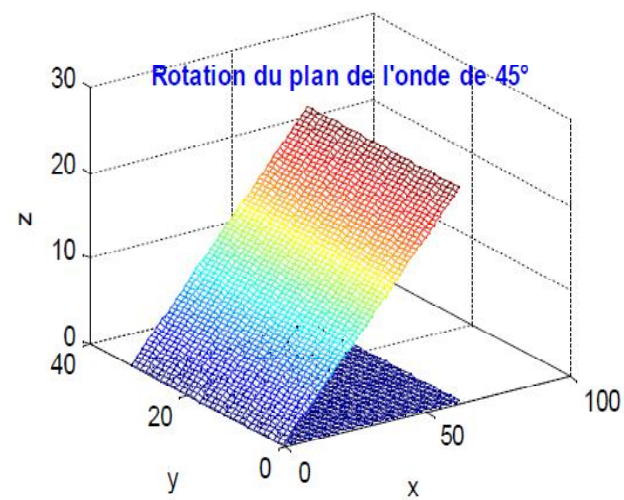
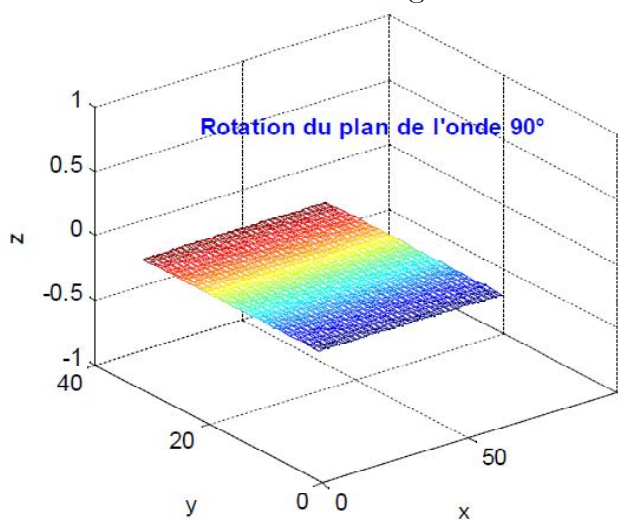


Figure 2-25: Onde rectiligne de rotation $\Psi = 90^\circ$. Figure 2-24: Onde rectiligne de rotation $\Psi = 45^\circ$

Dans son retour (voir la figure 2-23) après une réflexion totale, l'onde traverse le rotateur pour la deuxième fois, donc son plan est tourné de $\Psi = 45^\circ$ de nouveau (voir la figure 2-24). En total la rotation est de $\Psi = 90^\circ$ (voir la figure 2-25). Enfin, l'onde est croisée avec le polariseur d'entrée d'un angle de $\Psi = 90^\circ$ et elle ne peut pas sortir [31].

2.6 Conclusion

Notre conclusion est résumée dans le tableau (2-6) suivant qui regroupe tous les modes possibles de la propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma stationnaire,

homogène en présence et en absence du champ magnétique statique.

Caractéristique EM	Oscillation	Conditions	Relation de dispersion	Nom
Électrostatique	électrons	$\vec{B}_0 = 0$ ou $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$	$\omega^2 = \omega_p^2 + (3/2)k^2 v_{th}^2$	onde de Langmuir
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$	$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 = \omega_h^2$	oscillation hybride supérieure
	ions	$\vec{B}_0 = 0$ ou $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$	$\omega^2 = k^2 v_s^2 = k^2 \frac{\gamma_e K T_e + \gamma_i K T_i}{M}$	onde acoustique ionique
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$ (environ)	$\omega^2 = \Omega_c^2 + k^2 v_s^2$	onde cyclotron électrostatique
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$ (exactement)	$\omega^2 = \omega_i^2 = \Omega_c \omega_c$	oscillation hybride inférieure
	Électromagnétique	électrons	$\vec{B}_0 = 0$	$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$
$\vec{k} \perp \vec{B}_0, \vec{E}_1 \parallel \vec{B}_0$			$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$	onde « O »
$\vec{k} \perp \vec{B}_0, \vec{E}_1 \perp \vec{B}_0$			$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}$	onde « X »
$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ (polarisation circulaire droite)			$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - (\omega_c / \omega)}$	onde « R »
$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ (polarisation circulaire gauche)			$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 + (\omega_c / \omega)}$	onde « L »
ions		$\vec{B}_0 = 0$		-
		$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$	$\omega^2 = k^2 v_A^2$	onde d'Alfvén
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$	$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \frac{v_s^2 + v_A^2}{c^2 + v_A^2}$	onde magnétosonique

Tableau 2-6: Ondes des plasmas

Chapitre III

Etude des Ondes de Bernstein Electroniques Dans un Plasma Chaud Magnétisé

Chapitre 3

Etude des ondes de Bernstein électroniques dans un plasma chaud magnétisé

3.1 Introduction

La physique des plasmas chauds magnétisés est un vaste domaine de recherche, largement pluridisciplinaire. La problématique des plasmas de fusion fait intervenir pour une grande part un couplage entre équations de Maxwell et réponse du plasma au champ électromagnétique. Toutefois, l'interaction entre ondes et particules est résonnante pour une large classe de problèmes rencontrés dans les plasmas de fusion. En effet, l'introduction d'un champ magnétique statique enrichit considérablement la physique des phénomènes qui peuvent être générés dans le plasma.

Dans un plasma chaud, la fonction de dispersion et ses dérivées ont une large gamme d'applications dans les descriptions des ondes de petite amplitude. Elle est également très utilisée dans la description de polarisation des milieux fortement inhomogènes. L'évaluation précise de cette fonction est donc importante dans les différents domaines de la science. *Fried et Conte* (1961) ont présentés un travail intéressant sur les principales

propriétés de la fonction de dispersion de plasma chaud.

Dans ce chapitre, nous allons aborder la propagation des ondes dans un plasma non collisionnel, en tenant en compte des effets thermiques. Les modifications thermiques pour la propagation des ondes ne sont pas très bien décrites par les équations fluides. Pour cela nous allons utiliser la description cinétique du plasma et l'équation appropriée est *l'équation de Vlasov*.

3.2 Propriétés élémentaires des plasmas chauds

Pour créer un plasma à partir d'un gaz neutre, il faut fournir de l'énergie pour arracher un ou plusieurs électrons à chaque atome. Il faut donc qu'une énergie suffisante soit fournie aux atomes pour qu'ils soient partiellement, ou même totalement, ionisés. Cette énergie peut être fournie de plusieurs façons [28] :

a) *Les décharges électriques* : comme l'a montré I. Langmuir le premier, en réalisant une décharge dans un gaz, on l'ionise partiellement et on crée un plasma.

b) *Le chauffage* : dans la nature, l'effet qui permet l'ionisation est très souvent simplement la température.

c) *L'absorption de rayonnement* : l'absorption d'un photon par un atome peut produire un ion et un électron. Si la recombinaison est suffisamment lente, un plasma se forme. Pour un ensemble d'atomes maintenus en équilibre thermodynamique local par les collisions, lorsque l'énergie cinétique moyenne des atomes devient de l'ordre de l'énergie d'ionisation de l'atome, la fraction d'atomes ionisés devient significative. Les énergies d'ionisation étant élevées, il faut des températures élevées pour avoir l'ionisation totale.

3.2.1 Ionisation. Loi de Saha

L'état d'ionisation d'un plasma est lié à sa température T et sa densité n et le degré d'ionisation, est défini par

$$\alpha = \frac{n_e}{n_0 + n_e} = \frac{Zn_i}{n_0 + Zn_i} \quad (3.1)$$

où n_e est la densité d'électrons, n_i est la densité des ions et n_0 la densité de neutre. A cause des collisions, les atomes, molécules, ou ions présents dans le plasma peuvent être ionisés si la température est telle que

$$k_B T > U_i/10 \quad (3.2)$$

U_i est le potentiel d'ionisation. Si le plasma est à l'équilibre thermodynamique, l'ionisation est contre-balançée par la recombinaison. Cet équilibre est décrit par l'équation de Saha [5].

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp[-U_i/k_B T] \quad (3.3)$$

Où n_0 est la densité neutre, n_i est la densité des ions et n_i/n_0 est l'équilibre entre le taux d'ionisation (dépendant de T) et le taux de la recombinaison (dépendant de la densité) h est la constante Planck ($h = 6.62 \cdot 10^{-34} J.s$) et $(2\pi m_e k_B T)^{3/2}/h^3$ correspond à la longueur d'onde thermique d'un électron ($= 2.4 \cdot 10^{21}$).

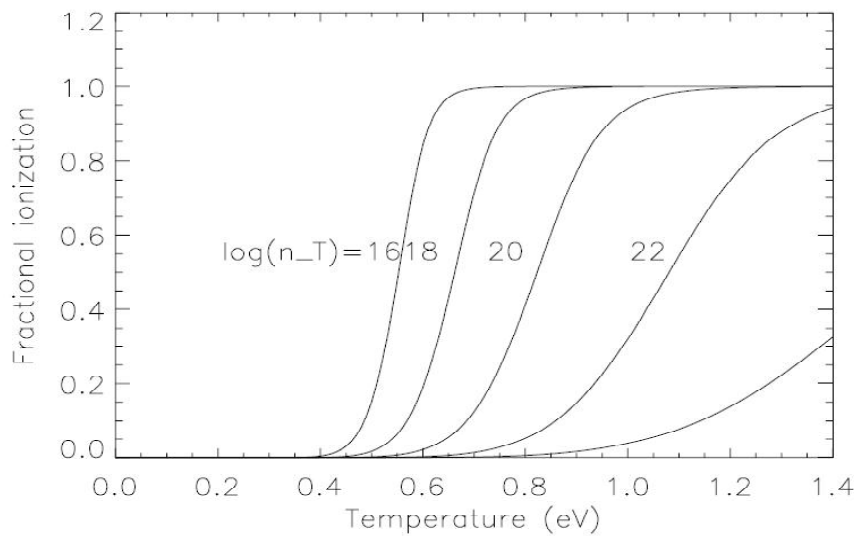


Figure 3-1-(a) : L'ionisation d'une fraction de l'hydrogène en fonction de température et de densité

La courbe de la figure 3-1-(a) montre la dépendance de l'ionisation d'une fraction de

l'hydrogène ($U_i = 13,6 \text{ eV}$) en fonction de la température et de la densité (loi logarithmique). Et celle de la figure 3-1-(b) présente la dépendance de la fraction d'ionisation de la température selon l'équation de Saha (la loi exponentielle de la fraction d'hydrogène).

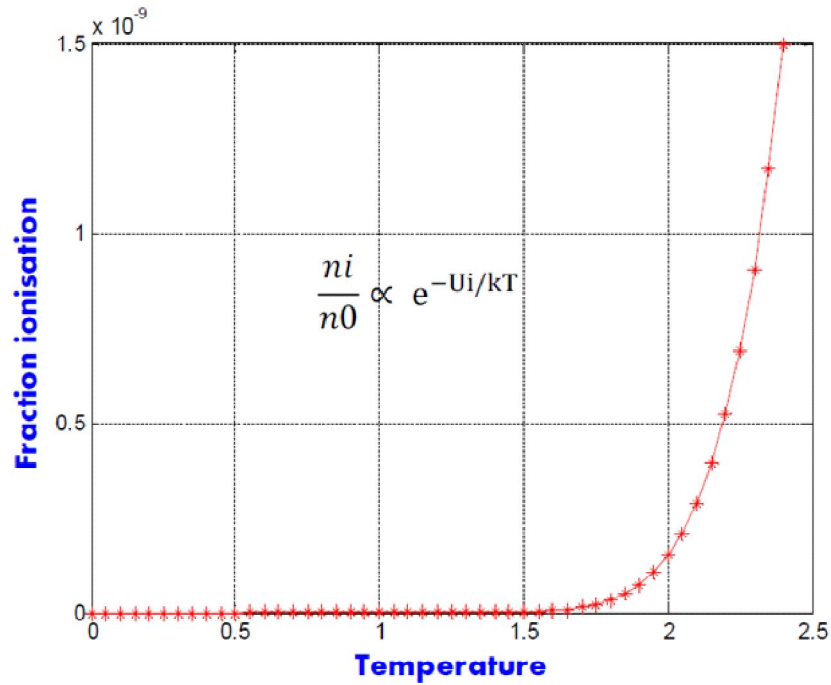


Figure 3-1-(b) : L'ionisation d'une fraction de l'hydrogène en fonction de température (loi exponentielle).

Le terme qui participe le plus est $\exp[-U_i/k_B T]$

- Si $U_i \gg k_B T$ faible ionisation, $\alpha \rightarrow 0$ (plasmas industriels et ionosphère).
- Si $U_i \ll k_B T$ fortement ionisé, $\alpha \rightarrow 1$ (plasmas thermonucléaires et stellaires).

Typiquement, α commence à être significatif lorsque $k_B T > U_i/10$ et elle permet de distinguer les plasmas faiblement et fortement ionisés.

3.3 Ondes dans un plasma non magnétisé

3.3.1 Le système de Vlasov Maxwell (Modèle cinétique)

L'analyse du comportement des particules en mouvement dans un plasma chaud est basée sur l'équation de Boltzmann de la fonction de distribution $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$, aussi connue sous le nom de l'équation de Vlasov [33], [32]. Cette équation caractérise l'évolution dans le temps et dans l'espace de la distribution des particules d'un plasma *non collisionnel* à description cinétique. Pour l'espèce s , on peut écrire une équation cinétique de Vlasov de la forme

$$\frac{\partial f_s}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + v \cdot \vec{\nabla}_r f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_v f_s = 0 \quad (3.4)$$

Cette dernière est couplée aux équations de Maxwell permettant de décrire l'évolution des champs électrique et magnétique. En présence du champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) , les équations de Maxwell sont

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_s q_s \int f_s d^3 \vec{v} \quad (3.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.6)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sum_s q_s \int \vec{v} f_s d^3 \vec{v} \quad (3.8)$$

Le système composé des équations de Vlasov (3.4) et de Maxwell (3.5)-(3.8) est fermé, et appelé système Vlasov-Maxwell. Dans le cadre de la théorie cinétique, puisque les champs \vec{E} et \vec{B} sont des grandeurs non statiques et localement non discrètes, ils sont considérés comme des valeurs moyennes sur un volume limité dans une sphère dont le rayon est la longueur de Debye λ_D .

En l'absence du champ magnétique appliqué depuis l'extérieur, le champ \vec{B} sera nul (cas

non relativiste), le milieu isotrope est dit électrostatique la force de Lorentz se réduit à une force électrique $q \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ et le système est de Vlasov-Poisson [36] et l'équation s'écrit

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_s + \frac{q_s \vec{E}}{m_s} \cdot \vec{\nabla}_v f_s = 0 \quad (3.9)$$

3.3.2 Amortissement de Landau (Absorption)

A titre de simplification, nous considérons seulement le mouvement des électrons en supposant que les ions forment un plan immobile neutre. On suppose aussi que les ions sont chargés séparément. Ce cas est celui d'un plasma électrostatique avec des oscillations de hautes fréquences discutées dans le premier chapitre. Ces ondes sont de nature longitudinale avec un champ électrique perturbé. L'équation de Vlasov pour un plasma, non-magnétique, sans collision est

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \vec{\nabla}_v f_e = 0 \quad (3.10)$$

Où $f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction de distribution électronique. Le champ électrique satisfait

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (3.11)$$

Avec ϕ est le potentiel électrostatique, qui satisfait à l'équation de poisson (3.5), obtenue sous la forme

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left(n - \int f_e d^3 \vec{v} \right) \quad (3.12)$$

n est la densité des ions (égale à la densité des électrons). Puisque nous traitons des ondes de faibles amplitudes, il convient de linéariser l'équation de Vlasov. Supposons que la fonction de distribution électronique est

$$f_e(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0(\vec{v}) + f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (3.13)$$

f_0 représente la distribution électronique à l'équilibre (sans perturbation) et f_1 représente des petites perturbations dues à l'onde. Notant que $\int f_0 d^3 \vec{v} = n$ et le champ électrique est supposé égale à zéro à l'état non perturbé, alors que \vec{E} peut être considéré comme une petite quantité. Ainsi, la linéarisation des équations (3.10) et (3.12) donne

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_1 - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \vec{\nabla}_v f_0 = 0 \quad (3.14)$$

et

$$\nabla^2 \phi = \frac{e}{\varepsilon_0} \int f_1 d^3 \vec{v} \quad (3.15)$$

Suivons maintenant la procédure standard pour l'analyse des ondes de faibles amplitudes, en supposant que toutes les quantités perturbées varient avec \vec{r} et t comme $\exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$. Les équations (3.14) et (3.15) sont réduites à

$$-i(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) \cdot f_1 - i \frac{e}{m_e} \phi \vec{k} \cdot \vec{\nabla}_v f_0 = 0 \quad (3.16)$$

$$-k^2 \phi = \frac{e}{\varepsilon_0} \int f_1 d^3 \vec{v} \quad (3.17)$$

Résoudre la première de ces équations pour f_1 , et la remplacer dans l'intégrale dans la seconde, nous concluons que si ϕ est non-nul, alors nous devons avoir

$$1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e k^2} \int \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_v f_0}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}} d^3 \vec{v} = 0 \quad (3.18)$$

L'équation (3.18) est la relation de dispersion *des ondes plasma électrostatiques*.

Toutefois, nous rencontrons un problème délicat puisque l'intégrale a une singularité dans l'espace de vitesses où $\omega = \vec{v} \cdot \vec{k}$ et par conséquent, n'est pas proprement définie. Ce problème a été résolu par Landau qui a présenté un papier très influent en posant les bases de plusieurs recherches ultérieures sur les oscillations plasma et instabilités ("*On the vibration of the electronic plasma*"). J. Phys. USSR 10 (1946), 25. English translation

in JETP 16, 574. Reproduced in Collected papers of L.D. Landau). Landau a montré que, au lieu de simplement supposer que f_1 varie dans le temps comme $\exp(-i\omega t)$, le problème doit être considéré comme un problème de valeurs initiales dont f_1 est donnée à l'instant $t = 0$ et elle sera trouvée plus tard. Nous pouvons encore considérer une analyse de Fourier par rapport à \vec{r} , où nous écrivons

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_1(\vec{v}, t) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.19)$$

Il est utile de définir u comme la composante de vitesse le long de \vec{k} (ie, $u = \vec{v} \cdot \vec{k} / k$) et de définir $F_0(u)$ et $F_1(u, t)$ comme les intégrales de $f_0(\vec{v})$ et $f_1(\vec{v}, t)$ sur la composante de la vitesse perpendiculaire à \vec{k} . Ainsi, nous obtenons

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + ik \cdot u \cdot F_1 - \frac{e}{m_e} E \cdot \frac{\partial F_0}{\partial u} = 0 \quad (3.20)$$

et

$$ik \cdot E = -\frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} F_1(u) \cdot du \quad (3.21)$$

Afin de résoudre les équations (3.20) et (3.21) comme un problème aux valeurs initiales, nous introduisons la transformée de Laplace de la fonction F_1 par rapport à t

$$\bar{F}_1(u, p) = \int_0^{\infty} F_1(u, t) e^{-pt} dt \quad (3.22)$$

De (3.21), on tire \bar{E} en donnant sa transformée de Laplace

$$\bar{E} = -\frac{(e/\varepsilon_0)}{ik\varepsilon(k, p)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_1(u, t=0)}{p + ik \cdot u} du \quad (3.23)$$

Pour trouver la fonction diélectrique de plasma

$$\varepsilon(k, p) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F_0 / \partial u}{i \cdot p - k \cdot u} du \quad (3.24)$$

et la transformée de Laplace de la fonction de distribution est

$$\bar{F}_1 = -\frac{e^2 \partial F_0 / \partial u}{\varepsilon_0 m_e i k \cdot \varepsilon(k, p) (p + i k u)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_1(u', t = 0)}{p + i k \cdot u'} du' + \frac{F_1(u, t = 0)}{p + i k \cdot u} \quad (3.25)$$

L'inverse de la transformée de Laplace de la fonction de distribution est donnée par

$$F_1(u, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \bar{F}_1(u, p) e^{pt} dp \quad (3.26)$$

Où C , le contour dit de *Bromwich* [37], est un contour parallèle à l'axe imaginaire et situé à droite de toutes les singularités de \bar{F}_1 dans le plan des p complexe (voir figure 3-2-(a)). Il y a une expression analogue pour le champ électrique parallèle $\vec{E}(t)$.

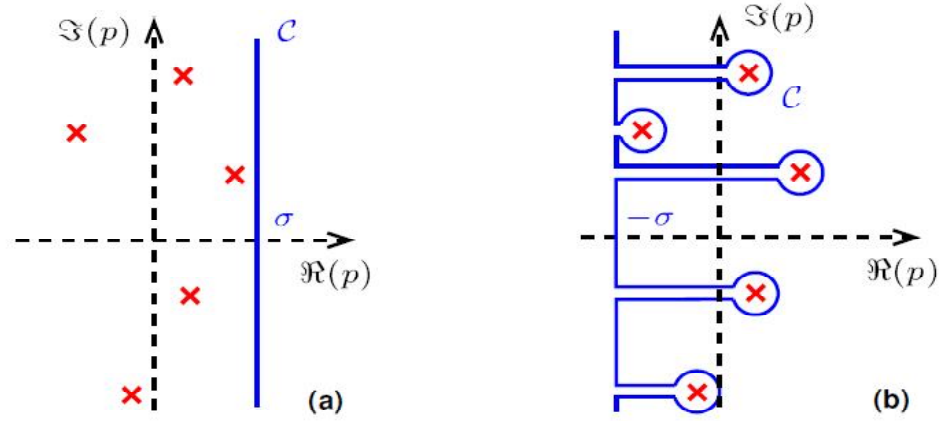


Figure 3-2: (a) Contour de Bromwich, (b) Déformation du contour d'intégration selon la méthode de Landau. Les croix dénotent les pôles.

Au lieu d'essayer d'obtenir une expression générale pour la fonction $F_1(u, t)$ des équations (3.25) et (3.26), nous nous concentrerons sur le comportement de la fonction de distribution perturbée à des temps importants. En regardant la figure 3-2-(a), nous constatons que si $\bar{F}_1(u, p)$ a seulement un nombre fini de pôles simples dans la région $\Re(p) > -\sigma$ (où σ est tel que l'intégration s'effectue à la droite de toutes les singularités de l'intégrand), alors on peut déformer le contour comme il est montré sur la figure 3-2-(b), avec une boucle autour de chacune des singularités. Les équations (3.23) et (3.25) impliquent que toutes les intégrales de la forme

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(u)}{u - ip/k} du \quad (3.27)$$

deviennent singulières lorsque p s'approche de l'axe imaginaire. Afin de déformer le contour C , de la manière indiquée dans la figure 2-3-(b), nous avons besoin de continuer ces intégrales à travers l'axe des imaginaires de p . Puisque la transformée de Laplace est définie pour $Re(p)$ assez grand, le moyen approprié est de prendre les valeurs de ces intégrales et de trouver une continuation analytique dans le demi plan gauche lorsque p est dans le demi-plan droit. Si $G(u)$ est suffisamment bien élevée qu'elle peut être continuée hors de l'axe réel comme une fonction analytique d'une variable complexe u , puis la continuation de l'intégrale (3.27) comme une singularité traversant l'axe réel dans le plan u complexe, à partir du haut vers le bas de demi-plan, est obtenue en laissant la singularité prendre le contour avec elle, comme montre la figure 3-3-(a).

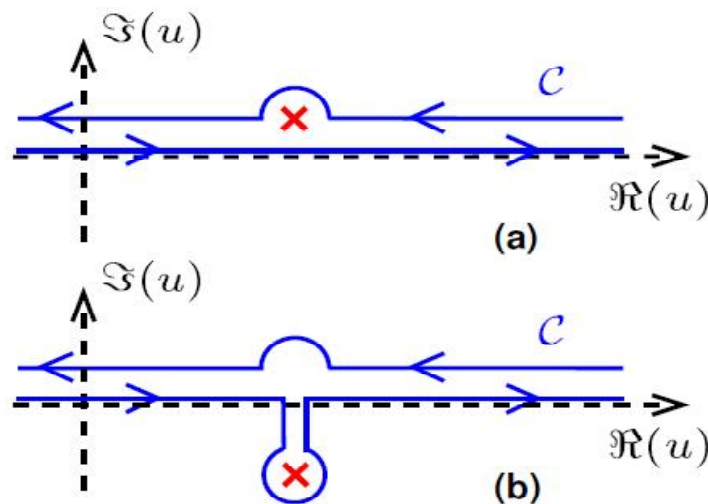


Figure 3-3: Contour de Bromwich pour l'amortissement Landau (a) $Re(p) > 0$ et (b) $Re(p) < 0$

Pour calculer l'intégrale de (3.27) lorsque $Re(p) > 0$, on peut utiliser le contour représenté sur la figure 3-3 (a), puis le déformer de manière à passer en dessous lorsque $Re(p) < 0$, comme présente la figure 3-3 (b).

On peut oublier la contribution de la partie verticale du contour pour ne garder que celle du pôle $p_0 = -ik \cdot u$, qui donne donc une exponentielle $\exp\{-i(k \cdot u)t\}$, très rapidement variable, et dont la contribution à la densité de charge, obtenue en intégrant sur u sera négligeable.

Supposons, pour plus de simplicité, que la distribution est maxwellienne. Travaillant en termes de ω , au lieu de p , la relation de dispersion cinétique pour les ondes électrostatiques prend la forme

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F_0 / \partial u}{\omega - k \cdot u} du = 0 \quad (3.28)$$

Supposons que k est suffisamment petit pour que $\omega \gg k \cdot u$ sur la gamme de u , où $\partial F_0 / \partial u$ est non-négligeable. Il s'ensuit que nous pouvons écrire

$$\omega^2 \simeq \omega_p^2 (1 + 3k^2 \lambda_D^2) \quad (3.29)$$

Avec $\omega_p = \sqrt{ne^2 / \varepsilon_0 m_e}$ la fréquence plasma et $\lambda_D^2 = T_e / m_e \omega_p^2$ la longueur de Debye. on suppose que $k \cdot \lambda_D \ll 1$. Nous pouvons considérer la partie imaginaire de ω comme une petite perturbation, et écrire $\omega = \omega_0 + \delta\omega$, où ω_0 est la racine de l'équation (3.29). Il s'ensuit que pour $u = \omega/k$

$$2\omega_0 \delta\omega \simeq \omega_0^2 \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{i\pi}{k^2} \left(\frac{\partial F_0}{\partial u} \right) \quad (3.30)$$

Et aussi

$$\delta\omega \simeq \frac{i\pi}{2} \frac{e^2 \omega_p}{\varepsilon_0 m_e k^2} \left(\frac{\partial F_0}{\partial u} \right) \quad (3.31)$$

Donnant

$$\delta\omega \simeq -\frac{i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p}{(k \lambda_D)^3} \exp \left[-\frac{1}{2(k \lambda_D)^2} \right] \quad (3.32)$$

Si l'on compare les résultats ci-dessus avec ceux d'un plasma froid, où la dispersion

par rapport à une onde de plasma électrostatique a été jugée tout simplement $\omega = \omega_p$, nous voyons tout d'abord que ω dépend maintenant de k , d'après l'équation (3.29), alors que, dans un plasma chaud l'onde plasma électrostatique est un mode propagatif, avec une vitesse de groupe non-nulle. Deuxièmement, nous avons maintenu une partie imaginaire de ω , donnée par l'équation (3.32), ce qui correspond, puisqu'elle est négative, à l'amortissement de l'onde dans le temps. Cet amortissement est généralement connu sous le nom *amortissement de Landau*.

Si $k\lambda_D \ll 1$ (à savoir, si la longueur d'onde est beaucoup plus grande que la longueur de Debye), puisque la partie imaginaire de ω est faible par rapport à la partie réelle, et l'onde n'est que légèrement amortie.

Toutefois, comme la longueur d'onde devient comparable à la longueur de Debye, la partie imaginaire partie de ω devient comparable à la partie réelle, et l'amortissement devient fort. Certes, la solution approchée donnée ci-dessus n'est pas très précise dans le cas de courte longueur d'onde, mais il suffit d'indiquer l'existence de très fort amortissement.

Interprétation physique de l'effet Landau

Le mouvement d'une particule chargée pour une seule dimension du champ électrique variant comme $E_0 \exp[i(k.x - \omega t)]$ est donné par

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_0 e^{i(k.x - \omega t)} \quad (3.33)$$

Si la particule commence son mouvement avec la vitesse u_0 à la position x_0 à $t = 0$, alors nous pouvons écrire $x = x_0 + u_0.t$ dans l'expression du champ \vec{E} , on obtient

$$\frac{du}{dt} = \frac{e}{m} E_0 e^{i(k.x_0 + ku_0.t - \omega t)} \quad (3.34)$$

Par intégration on obtient

$$u - u_0 = \frac{e}{m} E_0 \frac{e^{i(k.x_0 + ku_0.t - \omega t)} - e^{ikx_0}}{i(k.u_0 - \omega)} \quad (3.35)$$

Comme $(k.u_0 - \omega) \rightarrow 0$, cette expression se réduit à

$$u - u_0 = \frac{e}{m} E_0 t e^{ikx_0} \quad (3.36)$$

Cela montre que les particules qui ont une vitesse u_0 proche de la vitesse $V_\varphi = \omega/k$ (c'est à dire la composante de vitesse le long de l'axe des x est proche de la vitesse de phase de l'onde), ont des perturbations de vitesse qui augmentent avec le temps.

Ces particules dites *résonnantes* gagnent l'énergie ou perdent de l'énergie à l'onde et sont responsables de l'amortissement. Cela explique pourquoi le taux d'amortissement, donné par l'équation $\delta\omega \simeq (i\pi/2) (e^2\omega_p/\varepsilon_0 m_e k^2) (\partial F_0/\partial u)$, dépend de la pente de la fonction de distribution calculée à $u = \omega/k$. Le reste des particules sont non-résonnantes et ont une réponse oscillatoire du champ d'onde (Voir la figure 3-4).

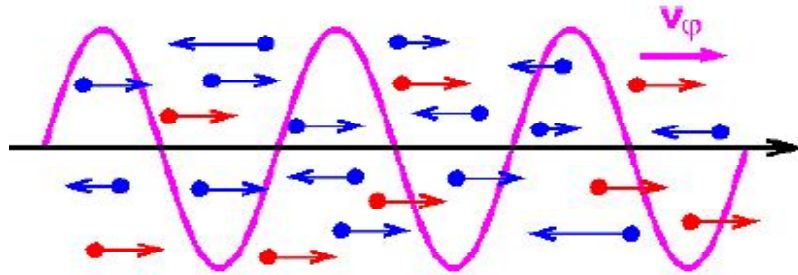


Figure 3-4: Vitesse de phase et vitesse de particules [41].

Pour comprendre pourquoi l'énergie devrait être transférer du champ électrique aux particules résonnantes, cela exige un examen plus approfondi. Que ce soit la vitesse de particules résonnantes croît ou décroît cela dépend de la phase de l'onde en sa position initiale, et ce n'est pas le cas que toutes les particules qui se déplacent un peu plus rapide que l'onde perdent de l'énergie. Alors que toutes les particules qui se déplaçant légèrement plus lente que l'onde gagnent de l'énergie (Voir la figure 3-5).

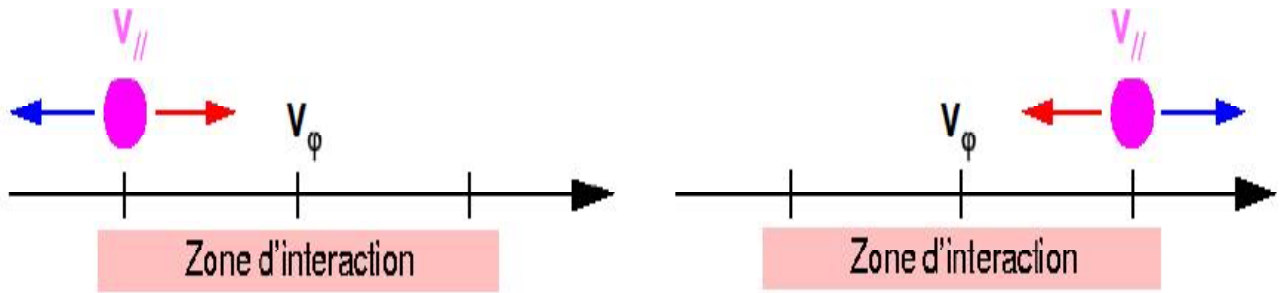


Figure 3-5-(a) En moyenne, l'onde cède de l'énergie aux particules à $V_{//} = u < V_\phi$

(b) En moyenne, l'onde prend de l'énergie aux particules à $V_{//} = u > V_\phi$

En outre, la perturbation de la densité n'est pas en phase avec le champ électrique, il n'y a donc pas une onde initiale pour générer un excès de particules gagnant ou perdant de l'énergie. Toutefois, si l'on considère les particules qui commencent avec des vitesses légèrement supérieures à la vitesse de phase de l'onde, puis si elles gagnent l'énergie elles s'éloignent de la vitesse de résonance et si elles perdent de l'énergie elles approchent de la vitesse de résonance.

Le résultat est que les particules qui perdent de l'énergie interagissent plus efficacement avec l'onde et en moyenne, il y a *un transfert de l'énergie* des particules au champ électrique. Par contre, c'est le contraire qui est vrai pour les particules à des vitesses initiales située juste en dessous de la vitesse de phase de l'onde. Dans le cas d'une distribution maxwellienne, il y a plus de particules dans la dernière classe par rapport à la première, il y a donc un transfert net d'énergie du champ électrique aux particules: c'est à dire, le champ électrique est atténué. Dans la limite, quand l'amplitude de l'onde tend vers zéro, il est clair que le gradient de la fonction de distribution de vitesse de l'onde qui détermine le taux d'amortissement (comme c'est déjà indiqué en dessus).

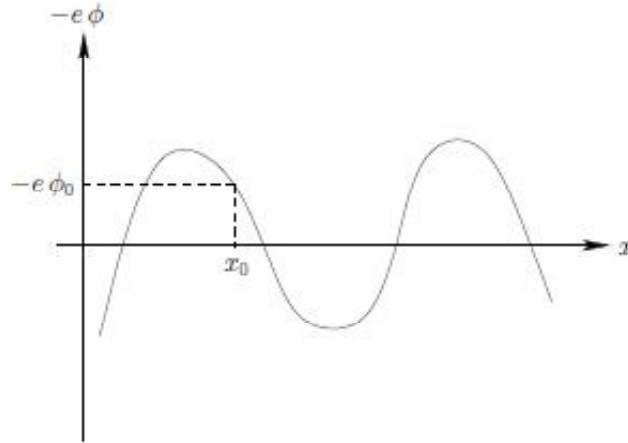


Figure 3-6: Interaction onde particule

Si l'électron commence au repos (par exemple, en résonance avec l'onde) à x_0 . Il a ensuite commencé à se déplacer vers le minimum de potentiel, comme le montre la figure 3-6. La durée mise par l'électron pour changer sa position par rapport à l'onde peut être estimée comme la période avec laquelle il rebondit dans le puits de potentiel. Vers le bas du puits, l'équation du mouvement de l'électron s'écrit

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m}k^2x.\phi_0 \quad (3.37)$$

Où \vec{k} est le vecteur d'onde et $-e.\phi$ est le potentiel vu par l'électron comme il est schématisé sur la figure 3-6.

3.3.3 Fonction de dispersion dans un plasma chaud

La fonction de distribution non perturbée F_0 indiquée dans l'équation (3.28) est supposée maxwellienne. Alors il est facile de voir que, suivant une échelle appropriée de variables, la relation de dispersion pour les ondes électrostatiques est exprimée par la fonction de dispersion

$$Z(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi - \eta} d\xi, \quad \text{Im}(\eta) > 0 \quad (3.38)$$

Dite aussi fonction de *Fried et Conte (1961)*. Cette fonction se rencontre très fréquemment dans la théorie cinétique, lorsque les fonctions de distributions considérées sont maxwelliennes notamment dans les problèmes impliquant la propagation d'ondes de faibles amplitudes dans les plasmas chauds. Par ailleurs, $Z(\eta)$ est la transformée de Hilbert d'une gaussienne [37] (avec $\eta = \omega/k.v_s$, $\xi = u/v_s$ et $v_{th} = \sqrt{2k_B T_s/m_s}$). Pour $\text{Im}(\eta) > 0$, cette fonction est définie dans le demi-plan complexe supérieur, le prolongement analytique au demi-plan inférieur s'obtient en écrivant

$$Z(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi - \eta} d\xi + i\sqrt{\pi} e^{-\eta^2} \quad (3.39)$$

L'expression générale de Z , valable pour toute valeur de η est

$$Z(\eta) = i\sqrt{\pi} \text{erfc}(i\eta) \quad (3.40)$$

Où *erfc* est la fonction d'erreur complémentaire [38]. Parmi les principales propriétés de cette importante fonction est sa dérivée qui est donnée par

$$Z'(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{(\xi - \eta)^2} d\xi \quad (3.41)$$

Aussi, en utilisant une intégration par parties sur la variable x , elle prend la forme suivante

$$Z'(\eta) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi - \eta} d\xi = -2[1 + \eta Z(\eta)] \quad (3.42)$$

et donc la relation de dispersion devient

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k^2 v_{th,s}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k.v_{th,s}} \right) = 0 \quad (3.43)$$

Pour les petits arguments, la fonction Z se développe sous la forme

$$Z(\eta) = i\sqrt{\pi}\sigma \exp(-\eta^2) - \frac{1}{\eta} \left[1 + \frac{1}{2\eta^2} + \frac{3}{4\eta^4} \right] + o(1/\eta^6) \quad (3.44)$$

avec

$$\begin{cases} \sigma = 0 & \text{si } \text{Im}(\eta) > 1/\text{Re}(\eta), \\ \sigma = 1 & \text{si } |\text{Im}(\eta)| < 1/\text{Re}(\eta), \\ \sigma = 2 & \text{si } -\text{Im}(\eta) > 1/\text{Re}(\eta). \end{cases} \quad (3.45)$$

$\text{Im}(\eta)$ est la partie imaginaire de η et $\text{Re}(\eta)$ sa partie réelle de η . La partie imaginaire de Z , liée à l'absorption [38], devient importante lorsque $\eta \lesssim 1$.

3.4 Ondes dans un plasma magnétisé

3.4.1 Relation de dispersion électromagnétique

Nous considérons que les ondes se propageant à travers le plasma sont placées dans un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Prenons le champ magnétique perturbé en compte dans nos calculs soit pour les ondes électromagnétiques ou pour les ondes électrostatiques. Nous définissons la fonction de distribution f_s par la somme des deux fonctions de distribution f_{s0} et f_{s1} d'ordre zéro et d'ordre un respectivement comme suit

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_{s0}(\vec{r}, \vec{v}, t) + f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (3.46)$$

Où nous indiquons l'ordre zéro pour l'état sans perturbation ou l'état d'équilibre par l'indice "0" et les termes perturbés de premier ordre par l'indice "1". Du la même façon les champs magnétique et électrique perturbés [39], s'écrivent

$$\vec{B} = \vec{B}_0(\vec{r}) + \vec{B}_1 \quad (3.47)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 = 0 + \vec{E}_1 \quad (3.48)$$

Les quantités f_{s1} , \vec{B}_1 et \vec{E}_1 dépendent de $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$. A l'état d'équilibre la fonction de distribution f_{s0} vérifie

$$\frac{\partial f_{s0}}{\partial t} = 0 \quad (3.49)$$

$$v \cdot \vec{\nabla}_r f_{s0} + \left(\frac{q_s}{m_s} \vec{v}_s \wedge \vec{B}_0 \right) \vec{\nabla}_v f_{s0} = 0 \quad (3.50)$$

$$\vec{\nabla} \vec{E}_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_s q_s \int f_{s0} d^3 v \quad (3.51)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s0} d^3 v \quad (3.52)$$

A l'état perturbé l'équation de Vlasov linéarisée prend la forme

$$\underbrace{\frac{\partial f_{s1}}{\partial t} + v \cdot \vec{\nabla}_r f_{s1} + \left(\frac{q_s}{m_s} \vec{v}_s \wedge \vec{B}_0 \right) \vec{\nabla}_v f_{s1}}_{\frac{df_{s1}}{dt}} = - \underbrace{\frac{q_s}{m_s} (\vec{E}_1 + \vec{v}_s \wedge \vec{B}_1) \vec{\nabla}_v f_{s0}}_{s(\vec{r}, \vec{v}, t)} \quad (3.53)$$

3.4.2 Solution de l'équation de Vlasov

Dans l'état non perturbé, les électrons et les ions sont immobiles dans un plasma froid. Par contre dans un plasma chaud les électrons et les ions se déplacent suivant des trajectoires spirales, même dans l'état non perturbé. Le mouvement des particules chargées dans un champs magnétique uniforme $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$ est décrit par

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \vec{v} \wedge \vec{B}_0 \quad (3.54)$$

L'équation (3.53) peut s'écrire comme

$$\frac{Df_{1s}}{Dt} = - \frac{q_s}{m} \left(\vec{E}_1 + \vec{v}_s \wedge \vec{B}_1 \right) \vec{\nabla}_v f_{s0} \quad (3.55)$$

Sous l'hypothèse que f_{1s} s'annule quand $t \rightarrow -\infty$, la solution de (3.55) peut s'écrire comme

$$f_{1s}(r, v, t) = \int_{-\infty}^t s(\vec{r}, \vec{v}, t) . dt' = -\frac{e}{m} \int_{-\infty}^t \left(\vec{E}_1(r', t') + \vec{v}' \wedge \vec{B}_1(r', t') \right) \vec{\nabla}_v f_{s0}(v') . dt' \quad (3.56)$$

Supposant que (\vec{r}', \vec{v}') est la trajectoire non perturbée qui passe par le point (\vec{r}, \vec{v}) à $t = t'$. La vitesse s'écrit avec ses composantes cartésiennes $\vec{v}' = (v_{\perp} \cos \theta, v_{\perp} \sin \theta, v_z)$.

La solution de (3.54) est

$$v'_x(t') = \frac{dx'(t')}{dt'} = v_{\perp} \cos(\theta - \omega_c(t' - t)) \quad (3.57)$$

$$v'_y(t') = \frac{dy'(t')}{dt'} = v_{\perp} \sin(\theta - \omega_c(t' - t)) \quad (3.58)$$

$$v'_z(t') = \frac{dz'(t')}{dt'} = v'_z(t') = v_z \quad (3.59)$$

D'où, on trouve

$$x'(t') = x + \frac{1}{\omega_c} [v_{x0} \sin \omega_c(t' - t) + v_{y0}(1 - \cos \omega_c(t' - t))] \quad (3.60)$$

$$y'(t') = y + \frac{1}{\omega_c} [-v_{x0} \cos \omega_c(t' - t) + v_{y0}(1 - \sin \omega_c(t' - t))] \quad (3.61)$$

$$z'(t') = z + v_z(t' - t) \quad (3.62)$$

Puisque $v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2$ et v_{\parallel} sont des constantes de mouvement, la fonction de distribution f_{0s} doit satisfaire à la relation (3.51), or $f_{0s}(v'_{\perp}, v'_{\parallel}) = f_{0s}(v_{\perp}, v_{\parallel})$. Donc on peut écrire

$$\frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_x} = \frac{\partial v_{\perp}}{\partial v'_x} \cdot \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} = \cos[\omega_c(t' - t) + \theta] \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} \quad (3.63)$$

$$\frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_y} = \frac{\partial v_{\perp}}{\partial v'_y} \cdot \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} = \sin[\omega_c(t' - t) + \theta] \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} \quad (3.64)$$

$$\frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_z} = \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_z} \quad (3.65)$$

3.4.3 Le tenseur diélectrique pour un plasma chaud

Considérons $\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ avec $\vec{k} = k_x \vec{x} + k_z \vec{z}$ ($k_y = 0$). Donc

$$s = -\frac{q_s}{m_s} \left[\left(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}(t)}{\omega} \right) \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \frac{1}{\omega} \left(\vec{v}(t) \cdot \vec{E}_1(\vec{r}, t) \vec{k} \right) \right] \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f_{s0} \quad (3.66)$$

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = -\frac{q_s}{m_s} \int_{-\infty}^t \left[\left(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}(t')}{\omega} \right) \vec{E}_1(\vec{r}, t') + \frac{1}{\omega} \left(\vec{v}(t') \cdot \vec{E}_1(\vec{r}, t') \vec{k} \right) \right] \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f_{s0} dt' \quad (3.67)$$

Nous introduisons $\tau = t' - t$ et les formules de la fonction suivante

$$e^{ia \sin x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a) e^{inx} \text{ et } J_{-n}(a) = (-1)^n J_n(a) \quad (3.68)$$

Où J_n est la fonction de *Bessel* d'ordre n comme elle est schématisée sur la figure (3-7) pour $n = 0, 1$ et 2 .

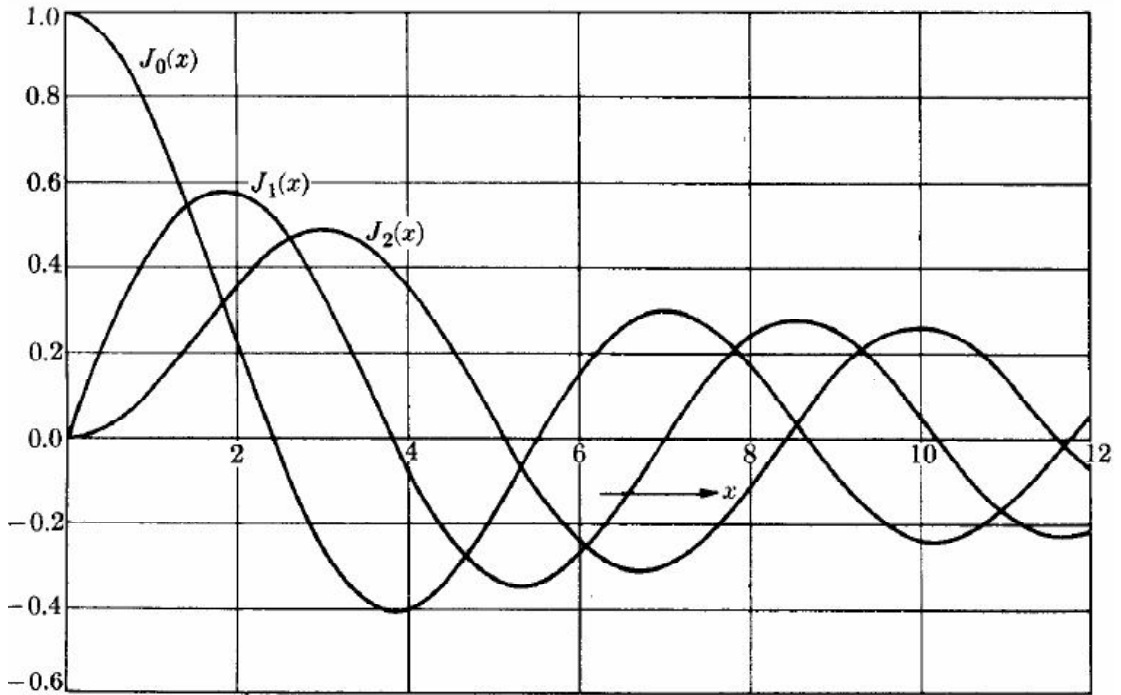


Figure 3-7 : Fonctions de Bessel J_n

Enfin, après calculs la fonction de distribution de premier ordre f_1 est donnée par

$$f_1 = \frac{iq}{m\omega} \sum_n \sum_m \frac{iJ_m(a) e^{-i(n-m)\theta}}{\omega - k_z v_z - n\omega_c} \left[-E_x \frac{n}{a} U J_n - iE_y U J'_n - E_z W J_n \right] \quad (3.69)$$

Avec

$$a = \frac{k_\perp v_\perp}{\omega_c} \quad (3.70)$$

$$J_n = J_n(a), \quad J'_n = \frac{d}{dx} J_n(a) \quad (3.71)$$

$$U = (\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} + k_z v_\perp \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \quad \text{et} \quad W = \frac{n\omega_c}{v_\perp} v_z \frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} + (\omega - n\omega_c) \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \quad (3.72)$$

$$\frac{J_{n-1}(a) + J_{n+1}(a)}{2} = \frac{nJ_n(a)}{a}, \quad \frac{J_{n-1}(a) - J_{n+1}(a)}{2} = \frac{dJ_n(a)}{da} \quad (3.73)$$

Les équations de Maxwell s'écrivent

$$i \vec{k} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_s q_s \int f_{s0} d^3v \quad (3.74)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_1 = -\omega \left(\varepsilon_0 \vec{E}_1 + \frac{i}{\omega} \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s1} d^3v \right) \quad (3.75)$$

$$\vec{B}_1 = \frac{1}{\omega} \vec{k} \wedge \vec{E} \quad (3.76)$$

Le côté droit de (3.53), $s(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est une équation linéaire en \vec{E}_1 de sorte que f_{s1} est une fonction linéaire en \vec{E}_1 . Le tenseur diélectrique de plasma chaud est défini par $\overline{\overline{K}}$ (tel que $\vec{D} = \varepsilon_0 \overline{\overline{K}} \vec{E}_1$) et est donné par

$$\vec{E}_1 + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s1} d^3v = \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E}_1 \quad (3.77)$$

La relation linéaire en \vec{E}_1 dérivée de (3.75) et (3.76) est donnée par

$$\vec{k} \wedge \left(\vec{k} \wedge \vec{E}_1 \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E}_1 = 0 \quad (3.78)$$

Et l'équation de dispersion est obtenue en égalant le déterminant de matrice de coefficient de l'équation linéaire à zéro

$$\det \left(\vec{k} \cdot \vec{k} + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \overline{\overline{K}} - k^2 \overline{\overline{I}} \right) = 0 \quad (3.79)$$

Comme f_1 est obtenue, le tenseur diélectrique $\overline{\overline{K}}$ donné par l'équation (3.77) devient

$$\overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = \overline{\overline{1}} \cdot \vec{E} + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s1} d^3v \quad (3.80)$$

$$K_{i,j} = \delta_{i,j} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{1}{n_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d^3v \frac{s_{i,j}}{\omega - k_z v_z - n \omega_{cs}} \quad (3.81)$$

Où $\int d^3v = \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_0^{\infty} 2\pi v_{\perp} dv_{\perp}$ et le tenseur susceptibilité est donné par

$$\overline{\overline{s}} = \begin{bmatrix} v_{\perp} \left(\frac{n J_n}{a_s} \right)^2 U & i v_{\perp} \frac{n}{a_s} J_n j'_n U & v_{\perp} W \frac{n}{a_s} J_n^2 \\ -i v_{\perp} \frac{n}{a_s} J_n j'_n U & v_{\perp} (J'_n)^2 U & -i v_{\perp} W J_n j'_n \\ v_z \frac{n}{a_s} I J_n^2 & i v_z J_n J'_n U & v_z W J_n^2 \end{bmatrix} \quad (3.82)$$

Avec

$$U = (\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} + k_z v_{\perp} \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_z} \quad (3.83)$$

$$W = \frac{n \omega_{cs}}{v_{\perp}} v_z \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} + (\omega - n \omega_{cs}) \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_z} \quad (3.84)$$

$$a_s = \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{cs}} \quad (3.85)$$

Où a_s est l'argument de la fonction de Bessel de l'espèce s et $\omega_{cs} = q_s B_0 / m_s$ est la fréquence cyclotronique de l'espèce s . Les formules de la fonction de Bessel sont données par

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 = 1, \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n J'_n = 0; \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} n J_n^2 = 0; \quad J_{-n} = (-1)^n J_n \quad (3.86)$$

Le tenseur diélectrique (3.81), peut être utiliser pour étudier les propriétés des ondes exactement de la même manière que le tenseur diélectrique dans des plasma froid (2.25) qui a été utilisé dans le premier chapitre.

3.4.4 Distribution Maxwellienne

Dans le cas où les fonctions de distribution considérées sont maxwelliennes, on peut obtenir une expression plus simple pour le tenseur diélectrique. On considère

$$f_{s0}(\vec{r}, \vec{v}_{\parallel}, \vec{v}_{\perp}) = n_s \widehat{f}_{s0} = n_s (v_{th,s} \sqrt{\pi})^{-3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th,s}^2}\right) \quad (3.87)$$

Avec $v_{th,s} = \sqrt{2k_B T_s / m_s}$, la vitesse thermique, n_s est la densité de l'espèce s et \widehat{f}_{s0} la fonction de distribution moyenne. Dans ce cas, on a simplement

$$U = \omega \cdot \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} = \omega \cdot v_{\perp} \cdot A \quad (3.88)$$

$$W = \omega \cdot v_z \cdot A \quad (3.89)$$

Avec

$$A = -\frac{m_s n_s}{2\pi T_s} \frac{2}{v_{th,s}^3 \sqrt{\pi}} v_z \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th,s}^2}\right) \quad (3.90)$$

Et pour un plasma maxwellien nous pouvons utiliser une intégration du tenseur (3.81) dans l'espace des vitesses en utilisant

$$\int_0^{\infty} x J_n^2(px) e^{-x^2} dx = \frac{e^{-p^2/2}}{2} I_n(p^2/2) \quad (3.91)$$

I_n est la fonction de Bessel modifiée d'ordre n , I'_n sa dérivée. Elle définie comme elle est schématisée sur la figure 3-8 pour $n = 0, 1$ et 2 .

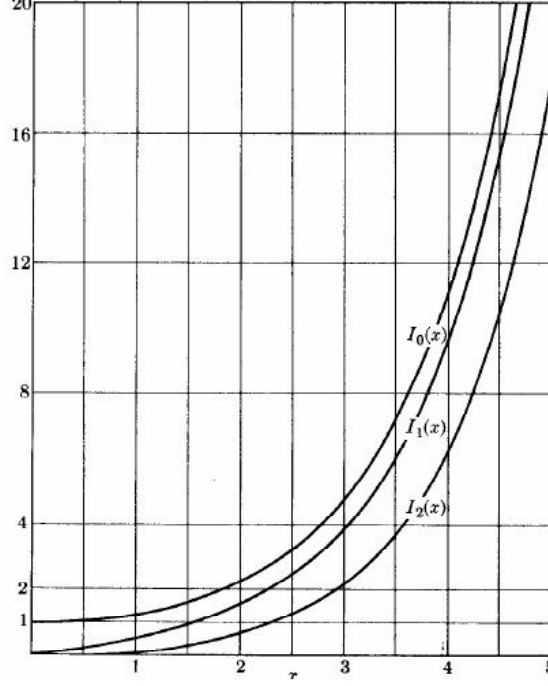


Figure 3-8 : Fonction de Bessel modifiée I_n

Après calculs, nous obtenons

$$K_{ij} = \delta_{ij} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{v_s} \frac{e^{-\lambda_s}}{k_z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{ij} \quad (3.92)$$

Où

$$K_{ij} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{zx} & K_{zy} & K_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.93)$$

Avec

$$\begin{aligned} K_{xx} &= 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \frac{n^2}{\lambda_s} e^{-\lambda_s} I_n Z_n \\ K_{yy} &= 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \left\{ \frac{n^2}{\lambda_s} e^{-\lambda_s} I_n Z_n - 2\lambda_s e^{-\lambda_s} (I'_n - I_n) Z_n \right\} \\ K_{zz} &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n e^{-\lambda_s} I_n x_n Z'_n \\ K_{xy} &= -K_{yx} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n n e^{-\lambda_s} (I'_n - I_n) Z_n \\ K_{xz} &= K_{zx} = - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \left(\pm \frac{n}{\sqrt{2\lambda_s}} \right) e^{-\lambda_s} I_n Z'_n \text{ avec } (+ \text{ ion}, - \text{ électron}). \end{aligned}$$

$$K_{yz} = -K_{zy} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \left(\pm \sqrt{\frac{\lambda_s}{2}} \right) e^{-\lambda_s} (I'_n - I_n) Z'_n$$

Où $\omega_{ps}^2 = n_s q_s^2 / m_s \varepsilon_0$ est la fréquence de plasma de l'espèce s . Donc le tenseur T_{ij} est donné [40] par

$$T_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{n^2}{\lambda_s} I_n Z_n & in(I'_n - I_n) Z_n & -\frac{n}{\sqrt{2\lambda_s}} I_n Z'_n \\ -in(I'_n - I_n) Z_n & \left\{ \frac{n^2}{\lambda_s} I_n Z_n - 2\lambda_s (I'_n - I_n) Z_n \right\} & i\sqrt{\frac{\lambda_s}{2}} (I'_n - I_n) Z'_n \\ \left(-\frac{n}{\sqrt{2\lambda_s}} \right) I_n Z'_n & -i\sqrt{\frac{\lambda_s}{2}} (I'_n - I_n) Z'_n & -I_n x_n Z'_n \end{bmatrix} \quad (3.94)$$

L'argument de la fonction de Bessel modifiée I_n est donné par

$$\lambda_s = \frac{k_\perp^2 T_s}{m\omega_c^2} \quad (3.95)$$

L'argument de la fonction de dispersion Z_n et sa dérivée Z'_n est donné par

$$x_{ns} = \frac{\omega - n\omega_{cs}}{k_z v_{th,s}} \quad (3.96)$$

Elle présente aussi la fréquence distance de $n^{ième}$ harmonique de résonance cyclotron. Nous pouvons démontrer que dans la limite $T_s \rightarrow 0$, on obtient exactement les termes du tenseur diélectrique froid qu'il avait été dérivé à partir d'une approche fluide (Voir chapitre1), cette limite correspond à $\lambda_s \rightarrow 0$ et $x_n \rightarrow \infty$ donc $Z(x_n) \rightarrow -1/x_n$ et $Z'(x_n) \rightarrow 1/x_n^2$.

On va à nouveau considérer les deux cas particuliers de la propagation parallèle et de la propagation perpendiculaire.

3.5 Propagation parallèle dans un plasma magnétisé

Pour une propagation parallèle au champ \vec{B}_0 , on a $k_\perp \rightarrow 0$ et donc $b_s \rightarrow 0$; dans ce cas, il est logique d'utiliser le développement limité de I_n qui s'écrit

$$I_n(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^{|n|} + 0(x^{|n|}) \quad (3.97)$$

Pour une propagation selon (oz) on a $k_z = k_{||}$. On obtient $\overline{\overline{T}} = \sum_n \overline{\overline{T}}_n$, où encore

$$\overline{\overline{T}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s}) & i [Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] & 0 \\ -i [Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] & Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s}) & 0 \\ 0 & 0 & -2x_{0,s} Z'(x_{0,s}) \end{bmatrix} \quad (3.98)$$

D'après $\overline{\overline{T}}$ les seules des contributions non-nulles sont pour $n = 0$ et $n = \pm 1$, correspondent à

$$x_{-1,s} = \frac{\omega + \omega_{cs}}{k_{||} v_{th,s}} \quad (3.99)$$

$$x_{0,s} = \frac{\omega}{k_{||} v_{th,s}} \quad (3.100)$$

$$x_{1,s} = \frac{\omega - \omega_{cs}}{k_{||} v_{th,s}} \quad (3.101)$$

La relation de dispersion peut être écrite

$$\overline{\overline{K}} = \overline{\overline{1}} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{||} v_{th,s}} \overline{\overline{T}} \quad (3.102)$$

On a vu que l'équation d'onde (chapitre 1, équation 2.52) pouvait s'écrire

$$\overline{\overline{M}}_{k,\omega} \vec{E} \equiv \vec{n} \Lambda \vec{n} \Lambda \vec{E} + \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.103)$$

Avec $\vec{n} \equiv \vec{k} c / \omega$, on peut encore écrire les termes de $\overline{\overline{M}}$ comme

$$M_{ij} = n_i n_j - n^2 \delta_{ij} + K_{ij} \quad (3.104)$$

Avec

$$M_{11} = M_{22} = 1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} + \frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th,s}} [Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] \quad (3.105)$$

$$M_{12} = -M_{21} = \frac{i}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th,s}} [Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] \quad (3.106)$$

$$M_{33} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{(k_{\parallel} v_{th,s})^2} Z(x_{0,s}) \quad (3.107)$$

Tous les autres termes sont nuls $M_{13} = M_{31} = M_{23} = M_{32} = 0$ et $v_{th,s} = \sqrt{2k_B T_s / m_s}$. La relation de dispersion $\det(\overline{\overline{M}}) = 0$ a deux solutions séparables.

Onde de Langmuir

La première de ces solutions s'écrit

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{(k_{\parallel} v_{th,s})^2} Z'(x_{0,s}) = 0 \quad (3.108)$$

En considérant la limite froide, obtenue en fixant $T_s \rightarrow 0$, on a $v_s = 0$, et donc $x_{0,s} \rightarrow \infty$. Dans ce cas, on utilise le développement asymptotique de Z' pour obtenir

$$Z'(x_{0,s}) \rightarrow \frac{1}{x_{0,s}^2} \quad (3.109)$$

Ce qui donne

$$1 - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} = 0 \quad (3.110)$$

C'est la relation de dispersion des oscillations de Langmuir dans un plasma froid. La solution donnée par l'équation (3.108) représente également les ondes électrostatiques de Langmuir correspond au vecteur propre $(0, 0, E_z)$. En utilisant la relation (3.43) on peut aussi écrire

$$1 + 2 \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{(k_{\parallel} v_{th,s})^2} [1 + x_{0,s} Z(x_{0,s})] = 0 \quad (3.111)$$

Cette équation représente un cas spécial dans laquelle les fonctions de distribution sont maxwelliennes. Rappelons que pour les ondes électrostatiques comme il est décrit précédemment, on obtient une absorption non négligeable pour $x_{0,s} \lesssim 1$, soit $\omega \lesssim k_{\parallel} v_{th,s}$ (amortissement). Pour $T_e \ll T_i$ l'absorption électronique domine quasiment toujours l'absorption ionique. Dans les tokamaks où $T_e \sim T_i$, les ondes absorbées par effet Landau sont généralement complètement absorbées par les électrons. Les réactions de fusion induisent la présence de particules alpha très énergétiques qui absorbent une partie de la puissance de l'onde hybride basse, dont le mécanisme d'absorption normal est l'amortissement Landau [38] causé par les électrons.

Les Whistlers

La deuxième solution de la relation de dispersion donne deux possibilités. La première est

$$1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th,s}} Z(x_{1,s}) = 0 \quad (3.112)$$

Avec le vecteur propre $(E_x, iE_x, 0)$. Pour identifier cette onde, on utilise le développement asymptotique

$$Z(x_{0,s}) \longrightarrow -\frac{1}{x_{0,s}} \quad (3.113)$$

Pour obtenir

$$1 - n_{\parallel}^2 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_{cs}} = 0 \quad (3.114)$$

Où encore

$$n_{\parallel}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega + \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_{ci}} = L \quad (3.115)$$

Où L est défini par (2.43). C'est évidemment du whistler ionique rencontré dans le chapitre 1. Dans ce cas, on peut avoir une absorption si $x_{1,s} = \frac{\omega - \omega_{cs}}{k_{\parallel} v_{th,s}} \lesssim 1$.

L'absorption du whistler ionique (onde polarisée circulaire droite) depend essentiellement des ions pour $\omega \sim \omega_{ci}$. On peut aussi avoir une absorption électronique, mais c'est plus compliqué pour T_e très grande. L'absorption ionique sera dominante pour $T_i \ll T_e$. La

seconde possibilité correspond à

$$1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th,s}} Z(x_{-1,s}) = 0 \quad (3.116)$$

Avec le vecteur propre $(E_x, -iE_x, 0)$. Dans la limite du plasma froid, on obtient

$$n_{\parallel}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \frac{1}{\omega + \omega_{ci}} = R \quad (3.117)$$

qui correspond au whistler électronique (onde polarisée circulaire gauche) et la condition pour une absorption non négligeable est $x_{-1,s} = \frac{\omega + \omega_{cs}}{k_{\parallel} v_{th,s}} \lesssim 1$ pour $\omega \sim \omega_{ce}$. La même discussion que pour le cas du whistler ionique s'applique également, dans les cas où $T_i \gg T_e$, les électrons du plasma absorbent la puissance de l'onde.

On observe dans les deux cas un mécanisme d'absorption différent de *l'effet Landau*, il s'agit de *l'absorption cyclotronique* [38].

Le mécanisme d'amortissement cyclotronique non collisionnel est très similaire au mécanisme d'amortissement de Landau pour les ondes longitudinales. Dans ce cas, les particules résonnantes sont celles qui tournent autour d'un champ magnétique avec presque la même fréquence angulaire que celle de l'onde \vec{E} . Donc l'interaction aura lieu entre ces particules en mouvement de rotation cyclotronique et le champ de l'onde. En moyenne, les particules qui tournent légèrement rapides que l'onde perdent de l'énergie (à lui céder de l'énergie); tandis que celles qui tournent légèrement moins rapides de l'onde gagnent de l'énergie (à en absorber). Dans une distribution maxwellienne, et dans la plupart des cas pratiques les premières sont plus nombreuses que les dernières, ce qui implique l'amortissement de l'onde produite par *un transfert d'énergie* de l'onde aux particules résonnantes. Notant que la théorie cinétique des résonances cyclotroniques possède une largeur finie dans l'espace de fréquence c'est à dire l'onde incidente n'oscille pas exactement de la fréquence cyclotronique dans l'ordre pour qu'il y ait une absorption de l'énergie de l'onde par le plasma. Contrairement au modèle de plasma froid, où les résonances possèdent des largeurs nulles.

3.6 Propagation perpendiculaire des ondes de Bernstein électronique dans un plasma magnétisé

Les ondes de Bernstein Electronique (EBW) sont des ondes électrostatiques propageant perpendiculairement à travers un champ magnétique dans un plasma chaud. Nous obtenons ces ondes en négligeant la contribution des ions, à condition que les fréquences d'ondes soient suffisamment élevées. Ces ondes sont de type cyclotronique puisqu'elles sont soutenues par le mouvement cyclotronique des électrons et peuvent être considérées comme des fronts de raréfaction d'électrons et de compression perpendiculaire au champ magnétique avec une longueur d'onde λ de l'ordre de rayon de Larmor ρ de l'électron [34].

$$\lambda \lesssim \rho \quad (3.118)$$

Où $\rho = mv_{th}/eB$. Pour des températures assez élevées ce rayon ρ devient comparable avec la longueur d'onde λ .

Ces ondes "spacecharge" montrent des caractéristiques importantes dans la propagation sans limitations pour des densités supérieures. Par contre elles ne peuvent pas se propager dans le vide. Ce qui fait qu'elles ne peuvent pas être détecter par les antennes extérieures. La validité de l'approximation WKB (voir Annexe A) est finie quand l'onde rencontre une coupure ($n \rightarrow 0$). La longueur d'onde est négligeable devant l'échelle de longueur des paramètres de plasma. Dans le cas d'une résonance ($n \rightarrow \infty$), l'approximation du plasma froid n'est plus valable si la longueur d'onde atteint la taille de rayon de Larmor d'un électron. Dans ce cas l'effet de rayon de Larmor fini (FLR) est pris en considération. D'où, son paramètre est

$$\lambda = \frac{0.5k_{\perp}^2 v_{th}^2}{\omega_{ce}^2} \quad (3.119)$$

En outre, la somme sur les fonctions de Bessel donne lieu à un grand nombre possible de nouvelles racines de ω pour N donné, contrairement au plasma froid où les composantes de \overline{K} sont des fonctions de l'inconnue N (l'équation froide est algébrique). Ces nouvelles

ondes (ω, k) sont nommées les ondes de Bernstein électroniques en l'honneur *d'Ira Bernstein* et de son document de base en 1958 [50]. Elles sont appelées les ondes harmoniques cyclotroniques ou les harmoniques de mode de Bernstein électronique.

Si la fréquence de l'onde ω est du même ordre que la fréquence cyclotronique électronique ω_c , les électrons peuvent se déplacer en phase avec le champ de l'onde local et participer dans le mouvement de l'onde c-à-d: en mouvement sous l'action du champ de l'onde, les électrons modifient la concentration locale des charges électriques, en donnant leurs propres contributions au champ électrique. Pour être constructive, cette contribution doit avoir une fréquence propre, une longueur d'onde et une phase.

- Supposons que la longueur d'onde de Bernstein électronique est quatre fois le rayon de gyration de l'électron (gyro-rayon) $\lambda = 4\rho$. Par conséquent la phase est approximativement enfermée dans une demie-révolution mais dans l'autre demie l'électron se déplace dans le sens inverse de l'onde (Voir fig 3-9-a et fig 3-9-b);

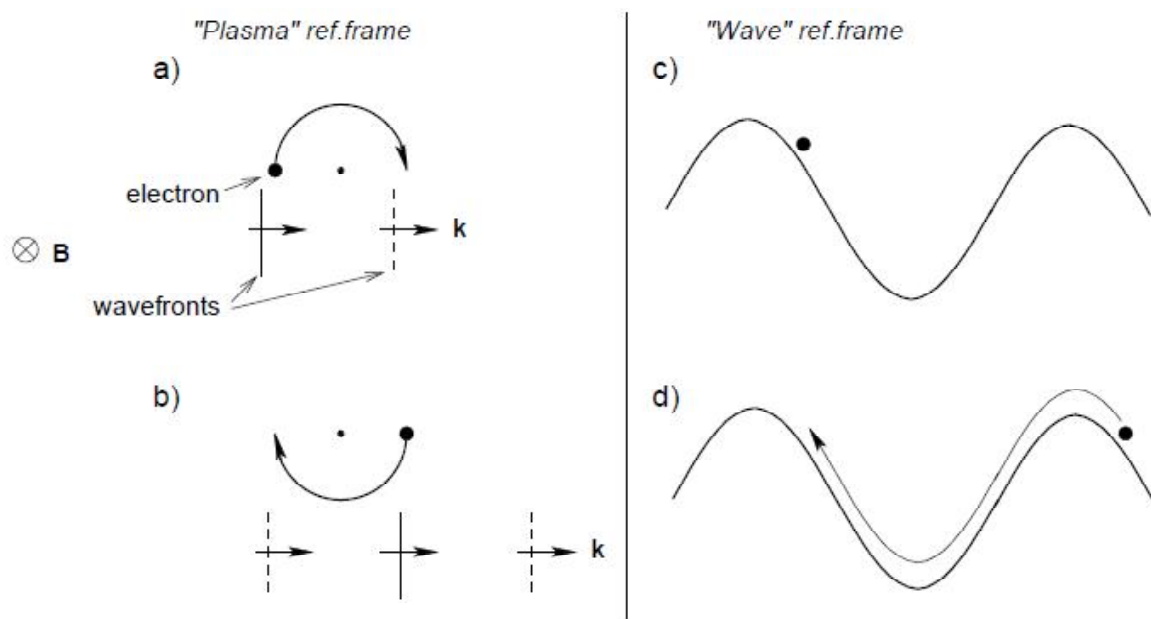


Figure 3-9: Demi-cycles d'électrons gyrant dans un champ magnétique et immergé dans une onde électrostatique.

Ainsi, dans son cadre l'électron expérimente alternativement un champ électrique statique ou rapidement variable. D'après la figure 3-9-d, l'électron prélève une période de potentiel périodique en mouvement, donc le champ variable en moyenne égal à zero, car dans la semi-période considérée le front d'onde parcourt une distance quatre fois $\lambda/2$ et l'électron $2\rho = \lambda/2$. Seulement dans l'autre moitié de révolution, lorsque l'électron surfe le potentiel de mouvement, il peut y avoir un échange d'énergie nette entre l'onde et la particule (voir fig 3-9-c). En particulier, tout comme l'amortissement Landau, un électron gagne (perd) de l'énergie quand il se déplace un peu plus lentement (plus rapide) que le potentiel : (front d'onde solides : $E > 0$, en pointillés : $E < 0$).

- Ces ondes électrostatiques sont longitudinales et générées par le mouvement cohérent des électrons autour de leurs centres guides. Une description schématique des ondes EB est montrée dans la figure 3-10, dans ce cas une accumulation périodique des charges se propage dans la direction du vecteur d'onde \vec{k} . Bien que le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique, l'électron ne sera exprimer aucune dérive $\vec{E} \wedge \vec{B}$ puisque la fréquence de l'onde est plus grande que la fréquence cyclotronique ($\omega \geq \omega_c$) et donc le champ électrique moyen sera négligé pendant le mouvement de gyration (gyromouvement) des électrons. En l'absence du champ magnétique, les ondes dans le plasma non magnétisé font tout comme les ondes de Langmuir.

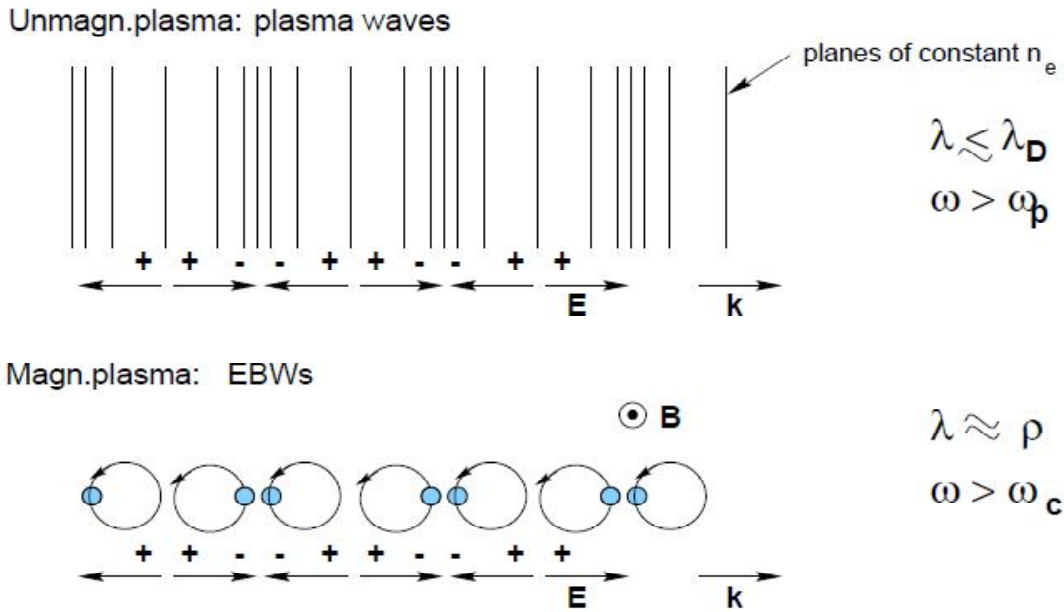


Figure 3-10: La gyration des électrons peut créer une accumulation et raréfaction des charges, pour $B=0$ on obtient les ondes de Lagmuir

Les électrons en résonance avec $\omega = \omega_c$, $\lambda = 4\rho$ ont une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde ω/k . Dans le cas général pour les harmoniques cyclotroniques, nous obtenons $\omega = n\omega_c$, $\lambda = 4\rho/n$.

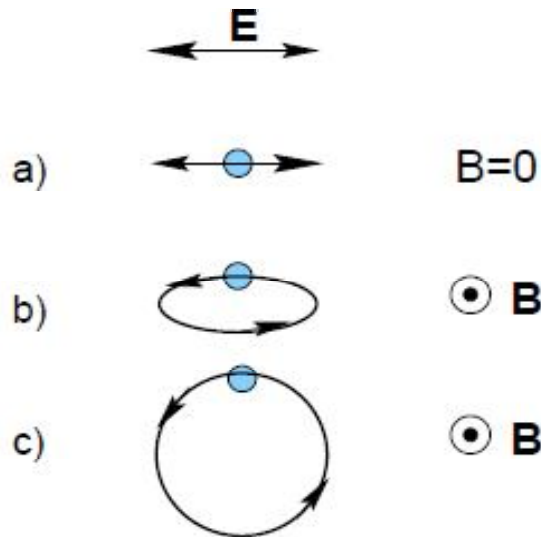


Figure 3-11: Les formes des orbites électronique en l'absence et en présence de champ magnétique.

a) De manière complémentaire pour examiner les OBE, on commence à partir des ondes de plasma qui se propagent dans un plasma non magnétisé et obéissent à la dispersion de Langmuir $\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_{Th}^2$ (déjà mentionnée au premier chapitre) comme le montre la figure 3-11-(a).

b) Quand le champ magnétique statique est imposé sur les oscillations de champ électrique associé au plasma, les orbites électroniques deviennent des ellipses, voir la figure 3-11-(b). Ces oscillations sont les oscillations hybrides hautes ω_{UH} .

c) En augmentant le champ magnétique, la force de Lorentz est dominante (par rapport à la force électrostatique), les orbites électroniques prennent des formes circulaires, voir la figure 3-11-(c).

Les ondes de Bernstein électroniques peuvent se propager même pour $\omega < \omega_p$ (plasma plus dense) et $\omega \geq \omega_c$ est toujours applicable. Pour $\omega_p > \omega_c$ les électrons décrivent des orbites à rayon de Larmor plus grand que le rayon de Debye, d'où on peut exporter en dehors de la sphère de Debye les informations concernant une perturbation de charge d'espace générées à l'intérieur.

3.6.1 Les modes Ordinaire, Extraordinaire et de Bernstein

Pour une propagation perpendiculaire à \vec{B}_0 , on a $k_{||} \rightarrow 0$ et donc excepté aux résonances, où $\omega = n\omega_{cs}$, on a $x_{ns} \rightarrow \infty$, dans ce cas, on utilise le développement asymptotique de $Z(x_n) \rightarrow -\frac{1}{x_n}$ et $Z'(x_n) \rightarrow \frac{1}{x_n^2}$, on obtient les termes du tenseur diélectrique suivants

$$K_{11} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.120)$$

$$K_{12} = -K_{21} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n - I'_n}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.121)$$

$$K_{22} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 (I_n - I'_n)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.122)$$

$$K_{33} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.123)$$

$$K_{13} = K_{23} = K_{31} = K_{32} = 0 \quad (3.124)$$

Les termes de la matrice $\overline{\overline{M}}$ non identique

$$M_{11} = K_{11} \quad (3.125)$$

$$M_{12} = K_{12} \quad (3.126)$$

$$M_{22} = K_{22} - n_{\perp}^2 \quad (3.127)$$

$$M_{33} = K_{33} - n_{\perp}^2 \quad (3.128)$$

Avec n_{\perp}^2 le carré de l'indice perpendiculaire. La condition de solvabilité est

$$\det(\overline{\overline{M}}) = \det \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 \\ -M_{21} & M_{22} & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} \end{bmatrix} = 0$$

A nouveau la relation de dispersion est séparable en deux parties :

Onde ordinaire

Les vecteurs propres du tenseur diélectrique sont les modes possibles de propagation de l'onde. Donc un vecteur propre est immédiatement obtenu de $M_{33} = 0$ qui seulement une composante selon (Oz) (c-à-d $\vec{E} // \vec{B}_0$ champ magnétique produit de l'extérieur). Il s'agit d'une généralisation de mode ordinaire O, c'est la première solution de la relation de dispersion donnée par $M_{33} = 0$, soit

$$n_{\perp}^2 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.129)$$

Dans un plasma froid, $\lambda_s \rightarrow 0$, ce qui donne $I_n(\lambda_s) \approx (\lambda_s/2)^{|n|}$. Le seul terme non nul de la somme sur les harmoniques à $n = 0$ et on obtient donc

$$n_{\perp}^2 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (3.130)$$

Avec le vecteur propre $(0, 0, E_z)$ qui correspond au mode ordinaire discuté au premier chapitre, mais de nature différente de son homologue froide du fait de l'influence des résonances cyclotroniques $\omega = n\omega_{cs}$ avec $n \neq 0$ (indice n_{\perp} infini). Il s'agit de l'effet de rayon de Larmor fini déjà cité en paragraphe 3.6. En effet, cet effet provient du fait que la phase de l'onde varie le long de l'orbite de la particule. Ce rayon peut se mettre aussi sous la forme

$$\rho_s = \frac{v_{\perp}}{\omega_{cs}} \quad (3.131)$$

pour une particule d'espèce s donc son paramètre λ_s donné par (3.119) peut s'écrire aussi sous la forme $\lambda_s = (k_{\perp}\rho_s)^2/2$ avec $k_{\perp} = 1/\lambda_{\perp}$, où λ_{\perp} est la longueur d'onde perpendiculaire qui permet d'identifier plusieurs régime :

1. $\lambda_s = 0$, comme c'est le cas dans un plasma froid, le rayon de Larmor se réduit à un point et il n'y a donc aucune influence des résonances.

2. $\lambda_s \ll 1$, et $\rho_s \ll \lambda_{\perp}$, la variation de phase de l'onde est faible le long de l'orbite de la particule. De la relation (3.97) on peut écrire $I_n(\lambda_s) = \left(\frac{\lambda_s}{2}\right)^{|n|}$ cela signifie que l'influence des harmoniques cyclotroniques successives décroît très rapidement avec n , et seuls les harmoniques d'ordre plus faibles ont une importance (c'est à dire les harmoniques de résonances d'ordre supérieur $|n| \gg 1$ sont négligeables).

3. $\lambda_s \gtrsim 1$, les harmoniques ont plus en plus d'influence et si $\lambda_s \gg 1$ tous les harmoniques de la résonance ont une importance équivalente.

Comme le rayon de Larmor ionique est généralement beaucoup plus grand que le rayon de Larmor électronique, il s'ensuit que les résonances des harmoniques cyclotron ionique sont généralement plus importantes que les résonances des harmoniques cyclotron électroniques.

Onde extraordinaire et onde de Bernstein

Les deux autres modes propres, pour une polarisation perpendiculaire au champ magnétique doivent satisfaire à l'équation

$$\det \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ -M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.132)$$

$$M_{11}M_{22} + M_{12}^2 = 0 \quad (3.133)$$

Donc

$$\begin{aligned} & \left(1 - n_{\perp}^2 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 I_n(\lambda_s) - 2\lambda_s^2 I_n'(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) \\ & \left(1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) - \left(\sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n(\lambda_s) - I_n'(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (3.134)$$

Avec le vecteur propre $(E_x, E_y, 0)$. En utilisant à nouveau la limite froide $\lambda_s \rightarrow 0$, donc

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \left(\frac{1}{\omega - \omega_{cs}} + \frac{1}{\omega + \omega_{cs}} \right) \right) \cdot \left(1 - n_{\perp}^2 - \frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \left(\frac{1}{\omega - \omega_{cs}} + \frac{1}{\omega + \omega_{cs}} \right) \right) \\ & - \left(\frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \left(\frac{1}{\omega - n\omega_{cs}} - \frac{1}{\omega + n\omega_{cs}} \right) \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (3.135)$$

En utilisant la définition de S et D donnée au chapitre 1, on peut écrire

$$N_{\perp}^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} = \frac{RL}{S} \quad (3.136)$$

C'est la relation de dispersion du mode extraordinaire en plasma froid dans le cas général. Pour $\lambda_s \ll 1$, le plasma possède une vitesse thermique proche de la vitesse de la lumière, Donc ce mode est peu affecté par les effets thermiques [37], à l'exception du voisinage

des résonances harmoniques cyclotroniques $\omega = n\omega_{cs}$.

Le fait que la relation de dispersion (3.134) décrit à la fois le mode extraordinaire et le mode de Bernstein induit par l'effet de rayon de Larmor fini (FRL), est le point clé de leur couplage. Pour une grande approximation $\lambda = \frac{1}{2}k_{\perp}^2 v_{th}^2 / \omega_c^2$ qui signifie une courte longueur d'onde ou un grand gyro-rayon, les deux modes se découplent et une formule analytique de la relation de dispersion EBW peut être trouver. Cette relation nous informe sur le comportement asymptotique de

$$\tilde{I}_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \left(1 - \frac{4n^2 - 1}{8\lambda} + \dots \right) \quad (\lambda \gg 1) \quad \text{avec} \quad \tilde{I}_n = e^{-\lambda} I_n(\lambda) \quad (3.137)$$

Cependant, ce mode qui est de nature électrostatique dont la vitesse de phase est trop petite devant la vitesse de la lumière, est trouvé pour $M_{11} = 0$, donc la relation de dispersion est

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} = 0 \quad (3.138)$$

qui est associé au vecteur propre $(E_x, 0, 0)$. Il s'agit de la relation de dispersion des nouvelles ondes longitudinales se propageant lentement appelées *les ondes de Bernstein*. L'orientation relative des modes de polarisations O, X et Bernstein pour une propagation perpendiculaire à \vec{B}_0 dans un plasma froid et chaud, ou FRL est prise en considération est donnée par la figure 3-12.

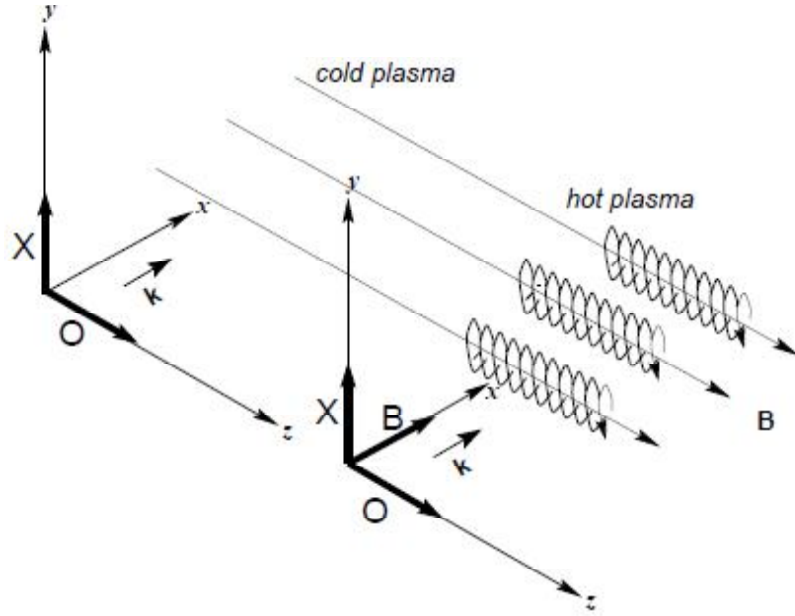


Figure 3-12: L'orientation des modes de polarisations O, X et B pour une propagation perpendiculaire

La relation de dispersion (3.138) sans indice s s'écrit

$$1 - \frac{\omega_p^2 e^{-\lambda}}{\omega^2 \lambda} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda)}{\omega - n\omega_c} = 0 \quad (3.139)$$

Et donc

$$\lambda = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} e^{-\lambda} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda)}{1 - n(\omega_c/\omega)} \quad (3.140)$$

3.6.2 Discussion de la relation de dispersion

1- Dans la limite $\lambda \rightarrow 0$ (avec $\omega \neq n\omega_c$), seulement pour les valeurs de $n = \pm 1$ dans l'expression (3.139), nous avons $I_{\pm 1}(\lambda)/2 \rightarrow 1/2$. Donc notre relation de dispersion devient

$$\omega^2 \rightarrow \omega_p^2 + \omega_c^2 \quad (3.141)$$

Il s'ensuit qu'il y a une onde de Bernstein dont la fréquence est proche de la fréquence hybride haute dans la limite $k_{\perp} \rightarrow 0$. Pour les autres valeurs non nulles de n , nous

avons $I_n(\lambda)/\lambda \rightarrow 0$, comme $\lambda \rightarrow 0$. Toutefois, une solution de l'équation (??) peut être obtenue si $\omega \rightarrow n\omega_c$.

2- De même, comme $\lambda \rightarrow \infty$, nous avons $e^{-\lambda} I_n(\lambda) \rightarrow 0$. Dans ce cas, une solution peut être obtenue que si $\omega \rightarrow n\omega_c$, pour un certain n . La solution complète à l'équation (3.139) est schématisée dans la figure 3-13, pour le cas où la fréquence hybride haute se situe entre $2|\omega_c|$ et $3|\omega_c|$. En fait, où la fréquence hybride haute se trouve, les modes de Bernstein en dessus et en dessous se comportent comme ceux dans le diagramme de la figure 3-13.

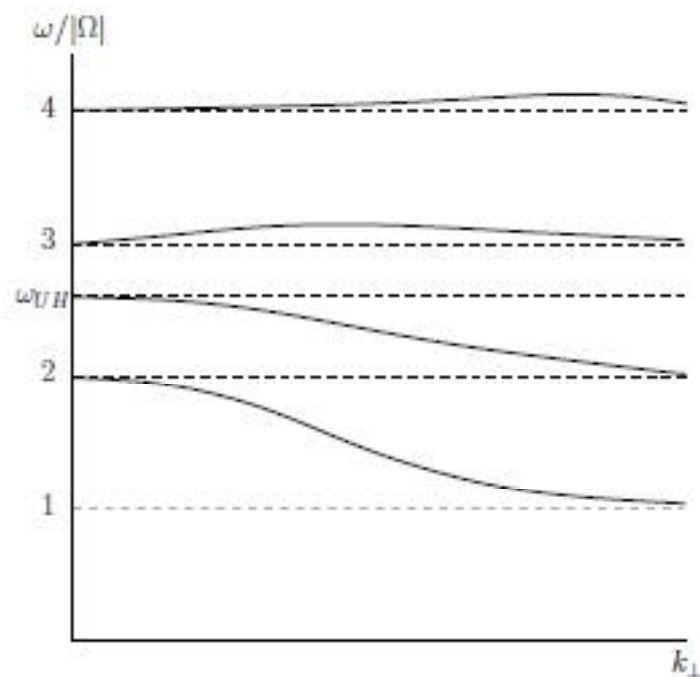


Figure 3-13: Relation de dispersion des ondes de Bernstein électroniques pour $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 3$.

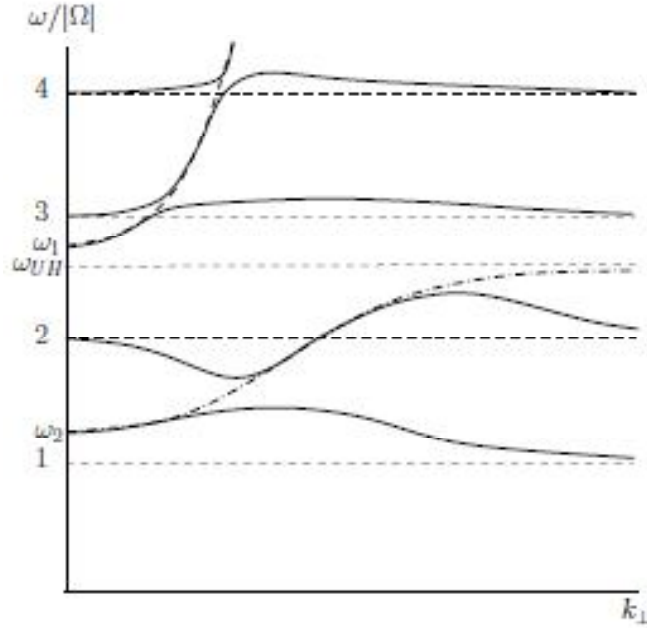


Figure 3-14: Relation de dispersion des ondes de Bernstein électronique dans un plasma chaud.

À de petites valeurs de k_{\perp} , la vitesse de phase devient grande, et il n'est plus légitime de négliger le mode extraordinaire. Un examen plus détaillé de la relation de dispersion complète montre que le mode extraordinaire et Bernstein traversent tout près des harmoniques de la fréquence cyclotronique en donnant le schéma de la figure 3-14. La ligne en pointillée indique le mode extraordinaire dans un plasma froid.

Dans une gamme de fréquences basses, un phénomène similaire se produit aux harmoniques de la fréquence cyclotronique des ions, produisant les ondes de Bernstein ioniques, avec un peu des propriétés semblables à des ondes de Bernstein électroniques. Notons, cependant, tandis que la contribution des ions à la relation de dispersion peut être négliger pour des ondes haute fréquence, la contribution des électrons ne peut être négliger pour les basses fréquences, donc il n'y a pas une symétrie complète entre les deux types d'ondes de Bernstein.

Pour une propagation perpendiculaire au champ magnétique, la partie imaginaire de la relation de dispersion s'annule, ce qui résulte une propagation de l'onde non amortie sauf

au voisinage de la résonance cyclotronique. Pour chaque résonance harmonique cyclotron $\omega = n\omega_c$ l'indice de réfraction devient infini et les ondes cyclotroniques sont fortement amorties comme montre la figure 3-15.

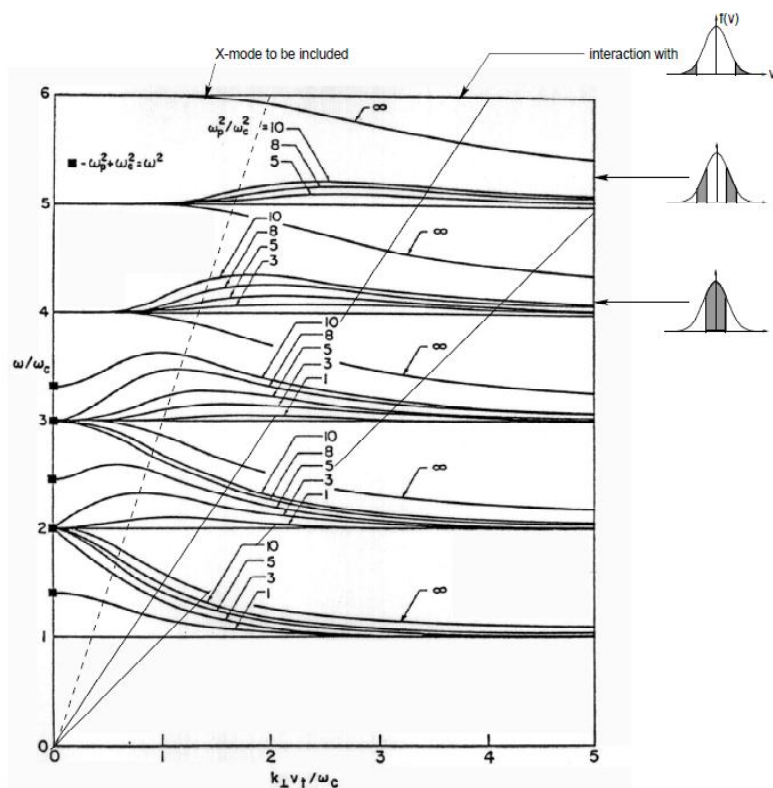


Figure 3-15: Solutions de relation de dispersion (3.139), [34] pour $\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}$ ($= 1, 3, 5, 10, \infty$).

La figure 3-15 présente les solutions de l'équation de dispersion (3.139) pour différentes valeurs de $\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}$ ($= 1, 3, 5, 10, \infty$). Cette quantité donne des informations sur le plasma le plus dense considéré. Il convient de souligner à nouveau que l'équation (3.139) et la figure 3-15 sont valables que pour les grandes valeurs de ρk . A gauche de la ligne en pointillé, il n'y a pas assez d'électrons pour que l'onde électrostatique interagisse et la dispersion est modifiée en connectant au mode X électromagnétique [39]. Autrement dit, la dispersion de la figure 3-15 correspond en quelque sorte à celle de plasma froid schématisé dans la figure 3-15 dans la limite d'un petit gyro-rayon à gauche de la ligne en pointillé. Entre les deux lignes solides l'onde de Bernstein électronique interagit avec une distribution maxwellienne de vitesse. Ces actions donnent une idée où la relation

de dispersion se modifie par le caractère non maxwellien. Ces ondes orthogonales sont des ondes rétrogrades car elles ont une vitesse de phase et de groupe opposées. Elles se trouvent seulement entre les harmoniques cyclotroniques, où leur émission et absorption prennent place.

3.7 Conclusion

Il est remarquable et très utile pour les applications plasma que la propagation des ondes de Bernstein électronique ne soit pas limitée par la densité de coupure, où le vecteur d'onde reste réel avec l'augmentation de densité normalisée. L'approximation électrostatique n'est plus valable à la résonance hybride haute, où l'onde X adopte aussi un caractère électrostatique. Ses indices de réfraction deviennent grands et le champ électrique longitudinal dominant. Finalement les racines des deux mode X et B coïncident; l'onde X est couplée dans l'onde B et vice versa . L'onde X exprime une polarisation longitudinale qui devient dominante lorsqu'elle atteint la résonance hybride haute. Au voisinage de cette résonance, la vitesse de phase est proche à la vitesse thermique. D'où le vecteur d'onde est réduit dans l'ordre de gyro- rayon de l'électron et une onde de Bernstein est excitée.

Chapitre VI

Chauffage d'un Plasma très Dense par les Ondes de Bernstein Electroniques Dans un Tokamak TCV

Chapitre 4

Chauffage d'un plasma très dense par les ondes de Bernstein électroniques dans un Tokamak TCV

4.1 Introduction

Parallèlement au projet ITER, dont l'objectif est la construction d'un prototype de réacteur à fusion basé sur le concept du tokamak et capable de produire jusqu'à $500GW$ de puissance thermique pendant une durée de $500s$ et dont la construction sera achevée en 2019, les différents centres de recherche internationaux poursuivent leurs efforts en vue du développement des connaissances et des technologies nécessaires à la production d'électricité par fusion thermonucléaire. Cette partie de travail de thèse est effectuée sur le chauffage par ondes Bernstein dans un Tokamak à Configuration Variable (TCV) au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) de Lausanne, Suisse.

Un tokamak est un réacteur de fusion gouverné par le critère de Lawson, qui exprime les contraintes sur les paramètres du plasma pour produire de l'énergie à partir de la fusion thermonucléaire, impose une température de l'ordre de 10 à 20 keV. Pour atteindre ces températures élevées, il est nécessaire de chauffer le plasma.

Le régime ohmique est un premier mécanisme naturel de chauffage par effet Joule lié au courant du plasma. Malheureusement, cet effet, est proportionnel à la résistance du plasma qui décroît lorsque la température augmente, sature et ne permet d'atteindre que des températures limitées (de l'ordre de 10 millions de degrés). Pour atteindre les températures requises, on a donc recours à des systèmes de *chauffage additionnels*. On les classe en deux grandes familles :

a- *le chauffage par injection de particules neutres très énergétiques* [10], qui consiste à chauffer le plasma grâce aux collisions entre les particules très énergétiques injectées et les particules du plasma.

b- *le chauffage par ondes radio-fréquences*, qui consiste à coupler au plasma une onde à une fréquence choisie de manière à être en résonance avec une catégorie de particules du plasma (à la même fréquence) et à leur communiquer de l'énergie, un peu comme dans le cas d'un four micro-onde. Suivant la gamme de fréquence, il existe trois grandes familles de chauffage [10] :

*le chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (FCI) : quelques dizaines de MégaHertz (MHz)

*le chauffage à la fréquence hybride : quelques GigaHertz (GHz)

*le chauffage à la fréquence cyclotronique électronique (FCE) : est de l'ordre de la centaine de GHz, qui correspondent à des longueurs d'onde millimétriques. Dans ce cas l'interaction se fait au moment où l'électron traverse une couche de résonance à une fréquence fixée et dépend du champ magnétique. L'avantage de ce dernier type de chauffage est de permettre des dépôts très localisés, ce qui peut être utilisé pour stabiliser certaines instabilités et la plus sensible aux conditions de bord au niveau de l'antenne. Généralement le

principe de chauffage par onde électromagnétique est bien schématisé sur la figure 4-1.

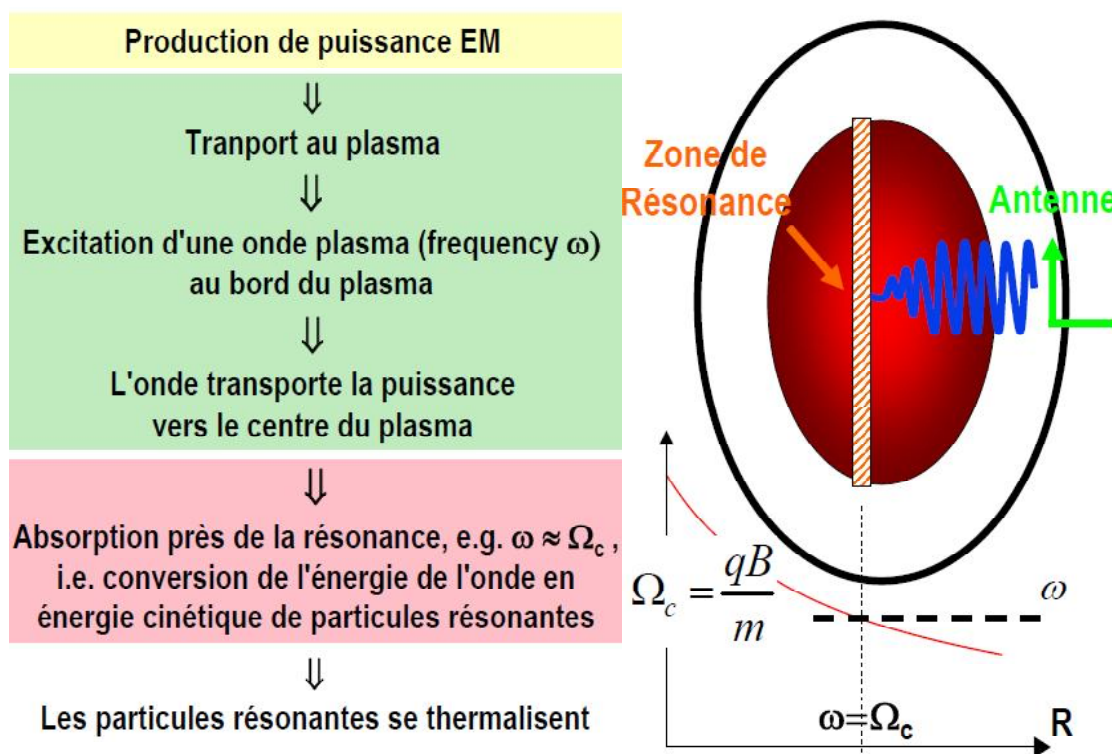


Figure 4-1: Principe de chauffage par onde EM [41]

Dans cette partie, nous exposons les dernières techniques expérimentales utilisées pour le chauffage d'un plasma très dense dans un Tokamak (TCV).

4.2 Tokamak à Configuration Variable (TCV)

Le tokamak TCV (Tokamak à Configuration Variable) a pour objectif de repousser les frontières de fonctionnement des tokamaks vers des régimes d'opération encore inexplorés dont les performances seraient améliorées : temps de confinement τ_E et rapport de l'énergie contenue dans le plasma sur l'énergie magnétique $\beta = P_{th}/\mu_0 B^2$.

Le TCV a été mis en service en novembre 1992, des courants de plasma dépassant 10^6 Ampères (valeur nominale : 1,02 MA) ont été obtenues. Les plasmas ont une durée

de quelques secondes et sont produits toutes les 15 minutes environ.

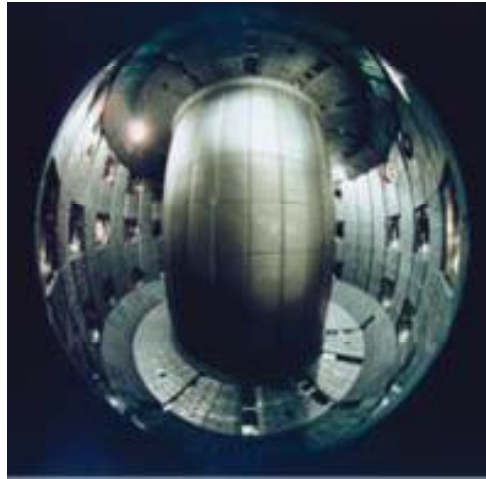


Figure 4-2: Tokamak a configuration variable

L'installation est complétée par des instruments de mesure des paramètres du plasma, qui sont installés autour du tokamak. La forme de la section du plasma est l'un des paramètres majeurs qui peut être modifié lors des différentes études. La position du plasma dans le tore (figure 4-4) doit être contrôlée pendant toute la phase d'existence du plasma, faute de quoi il dériverait vers les parois et disparaîtrait. Les diverses formes de plasma obtenues à ce jour ont largement démontré la flexibilité de l'installation. Un programme important de chauffage additionnel est réalisé à l'aide des gyrotrons. Ils sont installés dans l'extension sud du halle TCV, [42].

4.2.1 Description et Caractéristiques

Le dispositif expérimental TCV est de taille moyenne, conçu pour étudier l'influence du façonnage de la section poloïdale du plasma sur ses performances.

Un schéma du tokamak TCV est représenté dans la figure 4-3. Il possède les éléments suivants :

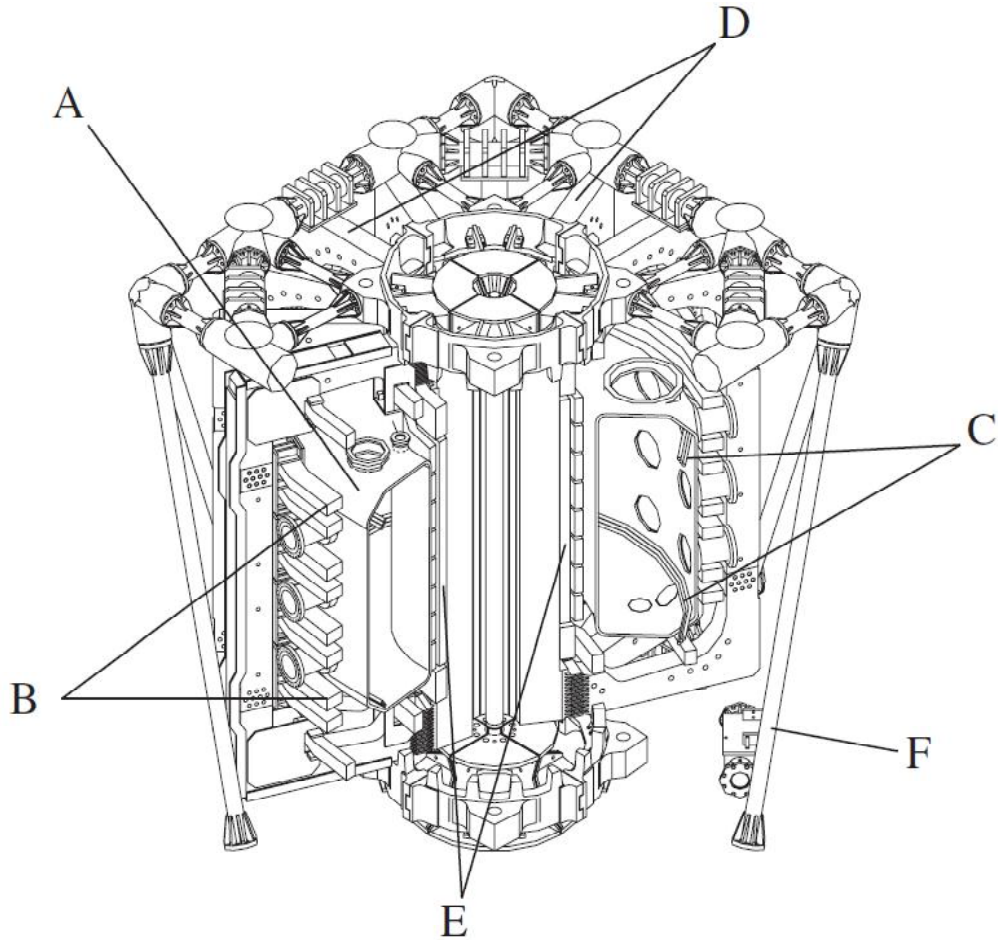


Figure 4-3: Schéma de différents éléments du TCV [43].

(A) La chambre à vide, de grand rayon $R_0=0.88\text{ m}$, est constituée d'une coque conductrice d'une seule pièce, en acier inoxydable, avec une section, quasiment rectangulaire ($0.55 * 1.55\text{m}$), est adaptée à la réalisation de plasmas de formes variées.

(B) Les bobines de façonnage : Ces 16 bobines sont alimentées indépendamment les unes des autres, en assurant un contrôle de la forme du plasma d'une grande flexibilité.

(C) Les bobines toroïdales : Deux ensembles de bobines sont situées à l'intérieur de la chambre à vide permetta la stabilisation verticale des plasmas dont la section est fortement allongée.

(D) Les bobines poloïdales : Ces 16 bobines sont utilisées pour créer le champ magnétique toroïdal qui varie inversement proportionnelement au grand rayon R et peut atteindre

1.54 T au centre de la chambre à vide.

(E) *Les bobines ohmiques* : situées dans la colonne centrale constituent le circuit primaire du transformateur et sont utilisées pour induire jusqu'à 1MA de courant toroïdal dans le plasma.

(F) *la structure portante* : c'est la structure d'un support mécanique

Le tableau (4-1) suivant montre les dimensions caractéristiques du TCV

Hauteur du plasma	1,40 mètre
Rayon mineur	$a_{\min} = 0,25$ mètre
Rayon majeur	$R_0 = 0,88$ mètre
Courant total plasma	$I_P = 1$ MAmpères
Durée de vie du plasma	$\tau = 2$ secondes maximum
Champs magnétique toroïdal	$B_T = 1,54$ teslas
Chauffage additionnel	4,5 MWatts
Température électronique centrale (max)	$T_e = 18$ Kev
Température ionique centrale (max)	$T_i = 1.5$ Kev
Densité électronique centrale (max)	$n_e = 20 \cdot 10^{19} m^{-3}$

Tableau (4-1): Caractéristiques de TCV

L'accessibilité des ondes cyclotroniques électroniques EC dépend essentiellement du champ magnétique de l'appareil, et la détermination de la fréquence des sources d'énergie. La limitation de l'accessibilité due aux coupures EC doit être comparé à la loi empirique de

la densité limite dans un Tokamak [44], soit la densité limite de Greenwald, donnée par

$$\langle n_{eG} \rangle = 0.27 \cdot I_p / a^2 \quad (4.1)$$

Où I_p est le courant plasma et a le rayon de plasma.

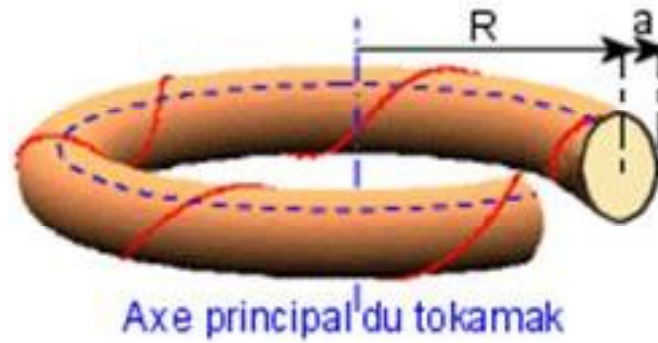


Figure 4-4: Tore dans un Tokamak

4.2.2 Contrôle de forme

Un des atouts de TCV est sa capacité de façonner le plasma. Cette remarquable et unique caractéristique que possède ce tokamak permet de modifier et de contrôler la forme de la section du plasma sur une large gamme d'élongations et de triangularités, y compris négatives. La forme de la section du plasma est caractérisée par : le petit rayon a , le grand rayon R comme il est indiqué sur la figure 4-4. Son élongation défini par

$$\varkappa = \frac{Z_{\max} - Z_{\min}}{R_{\max} - R_{\min}} \quad (4.2)$$

Et sa triangularité définie par

$$\delta = \frac{R_{\text{mid}} - R_{\delta}}{R_{\max} - R_{\min}} \quad (4.3)$$

Où R est la coordonnée radiale mesurée horizontalement et la coordonnée Z est l'altitude mesurée verticalement. La figure 4-5, illustre un échantillon des diverses formes de plasma réalisées sur TCV.

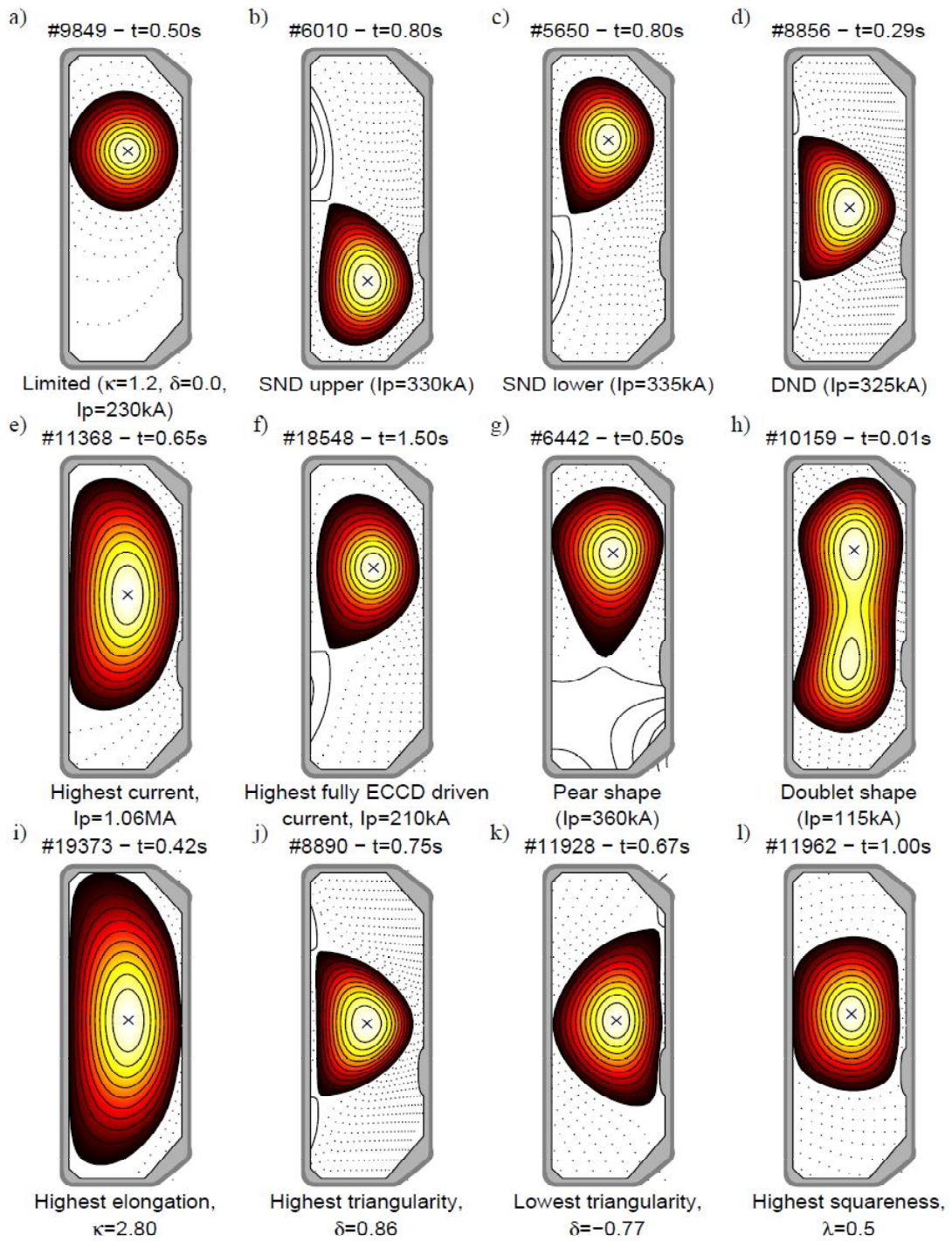


Figure 4-5: différentes formes de plasma réalisées sur TCV[45]

Paramètre	Symbole	Valeur mesurée
Elongation	κ	$0.9 < \kappa < 2.8$
Triangularité	δ	$-0.77 < \delta < 0.86$

Tableau 4-2 : Domaine de valeurs d'élongation & triangulativité sur TCV

4.3 Chauffage Cyclotronique Electronique

4.3.1 Fréquence électron cyclotron

Les particules chargées dans un plasma sont des oscillations naturelles. En présence d'un champ magnétique ces particules sont soumises à une force de Lorentz $\vec{F} = q(\vec{v} \wedge \vec{B})$. Cette force est perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} et à la vitesse des particules \vec{v} . Grâce à cette force les particules tournent autour des lignes de ce champ dans un plan perpendiculaire, décrivant des trajectoires hélicoïdales.

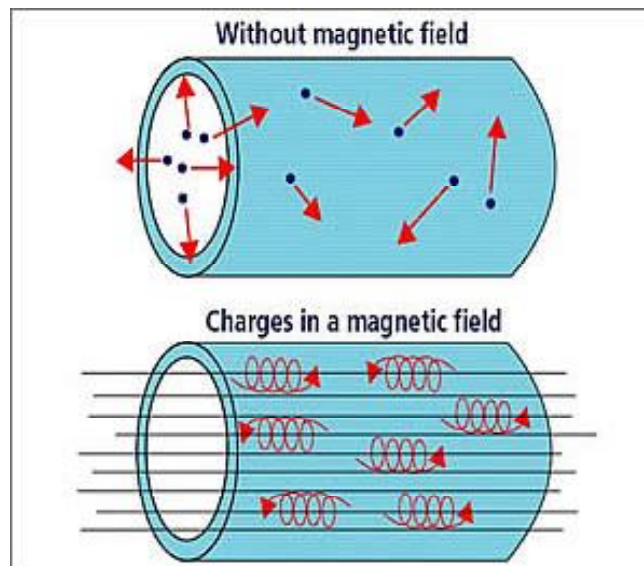


Figure 4-6 : Effet du champ magnétique sur les particules chargées

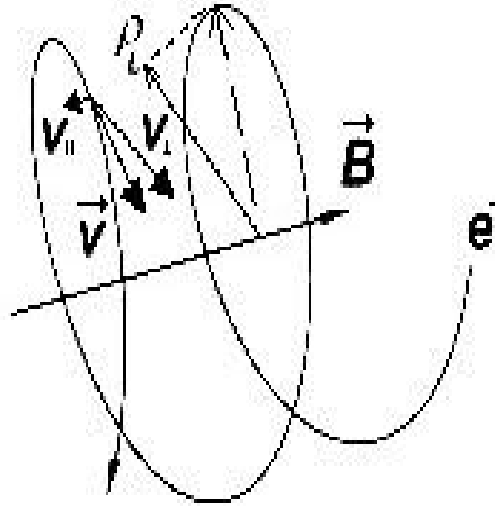


Figure 4-7: Mouvement de gyration des électrons

Si la particule est un électron $q = -e$, sa fréquence de rotation ω_{ce} est appelée *fréquence cyclotronique électronique*, donnée par

$$\omega_{ce} = 2\pi f_c = \frac{eB}{\gamma m_e} \quad (4.4)$$

Où $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ le facteur de Lorentz, $\gamma = 1$ pour un plasma non relativiste ($v \ll c$). Le rayon de la rotation circulaire est appelé rayon de Larmor donné par

$$\rho = \frac{\gamma m_e v_{\perp}}{eB} \quad (4.5)$$

Avec v_{\perp} est la composante de vitesse perpendiculaire à \vec{B} . Puisque la gyration des électrons est périodique, elle émet des radiations dans des séries d'harmoniques

$$\omega_{cen} = \frac{n\omega_{ce}}{1 - \frac{v_{||}}{c} \cos \theta} \quad (4.6)$$

Où n est le nombre d'harmoniques, $v_{||}$ est la composante de vitesse parallèle à \vec{B} . L'angle θ entre la ligne d'observation et le champ magnétique \vec{B} . Le terme $(1 - \frac{v_{||}}{c} \cos \theta)$ est appelé le terme de décalage Doppler [46]. Pour $\theta \neq 90^\circ$, on parle d'une observation d'une

émission cyclotronique électronique oblique. Si $\theta = 90^\circ$, l'équation (4.6) s'écrit

$$\omega_{cen} = n\omega_{ce} = 2\pi n f_{ce} \quad (4.7)$$

Les harmoniques de ω_{ce} sont schématisées dans la figure 4-8, où l'émission cyclotronique électronique d'un électron en mouvement de gyration est observée à la fréquence cyclotronique et ses harmoniques.

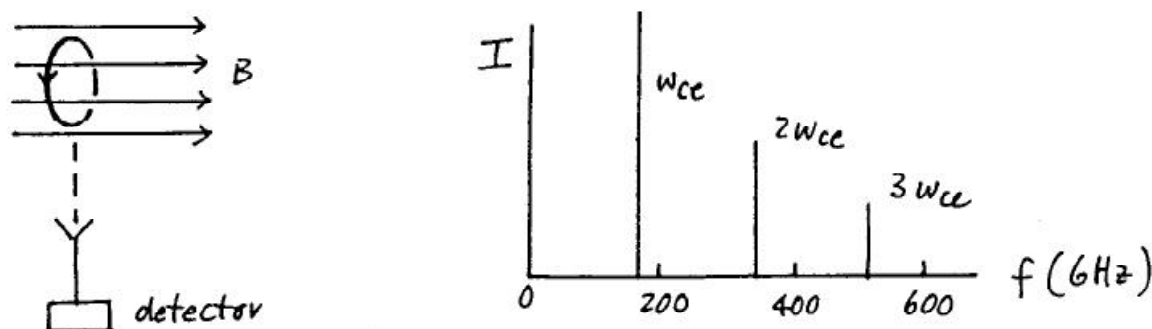


Figure 4-8: Les harmoniques de la fréquence EC [48]

4.3.2 Les ondes cyclotronique électronique (EC)

Pour le traitement de l'onde cyclotronique électronique dans les plasmas de fusion, il est généralement adéquat de décrire la propagation des ondes dans "l'approximation WK-B", (voir l'annexe A). Cette approximation admet que les longueurs d'échelles typiques des paramètres plasma sont grandes par rapport à la longueur d'onde, que la variation temporelle est lente par rapport à la fréquence.

Pour une haute fréquence limite de l'approximation WKB, nous supposons que les ions sont immobiles et garantissent seulement la quasi-neutralité, par conséquent, le mouvement des ions est négligé. Pour les ondes électromagnétiques loin du voisinage d'une résonance, on peut utiliser le tenseur diélectrique $\overline{\overline{K}}$ «froid» avec les paramètres S , P et D de "Stix" [chapitre1], et négliger le mouvement thermique de l'électron (approximation plasma froid)

$$\overline{\overline{K}} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Avec

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad D = -i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}; \quad P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}.$$

L'équation $\vec{n} \wedge \vec{n} \wedge \vec{E} + \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0$ déjà obtenue au chapitre 1, conduit à la résolution de l'équation quartique

$$An^4 + Bn^2 + C = 0 \quad (4.9)$$

dont la condition de solvabilité est $\det(\overline{\overline{M}}_{k,\omega}) = 0$. Dans le cas d'une propagation parallèle le long du champ magnétique ($\theta = 0$, $n_x = 0$), nous avons trouvé deux solutions électromagnétiques de (4.9) correspondant aux ondes circulaires gauche et droite et une solution électrostatique correspondant à des oscillations plasma de Langmuir.

$$n^2 = S - D, \quad n^2 = S + D, \quad P = 0 \quad (4.10)$$

L'équation(4.9) montre les solutions électromagnétiques bien connues, le mode ordinaire (O-mode) et de l'extraordinaire (mode X) dans le cas d'une propagation perpendiculaire au champ magnétique ($\theta = \frac{\pi}{2}$, $n_z = 0$) [Voir chapitre 1] nous avons trouvés

$$n_O^2 = P, \quad n_X^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} \quad (4.11)$$

Selon la vitesse de phase ω/k , on distingue deux modes X, rapide (F) et lent (S) comme le montre dans la figure 4-9. Cette figure représente les relations de dispersion des ondes ordinaire (O), extraordinaire (X) rapide (F) et lente (S) se propageant à travers le champ magnétique pour $Y = 0.9$. La ligne en pointillés correspond à la propagation dans le vide $\omega = ck$. Il est plus commode pour le reste d'exprimer la densité et le champ magnétique sous forme adimensionnelle

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad Y = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad (4.12)$$

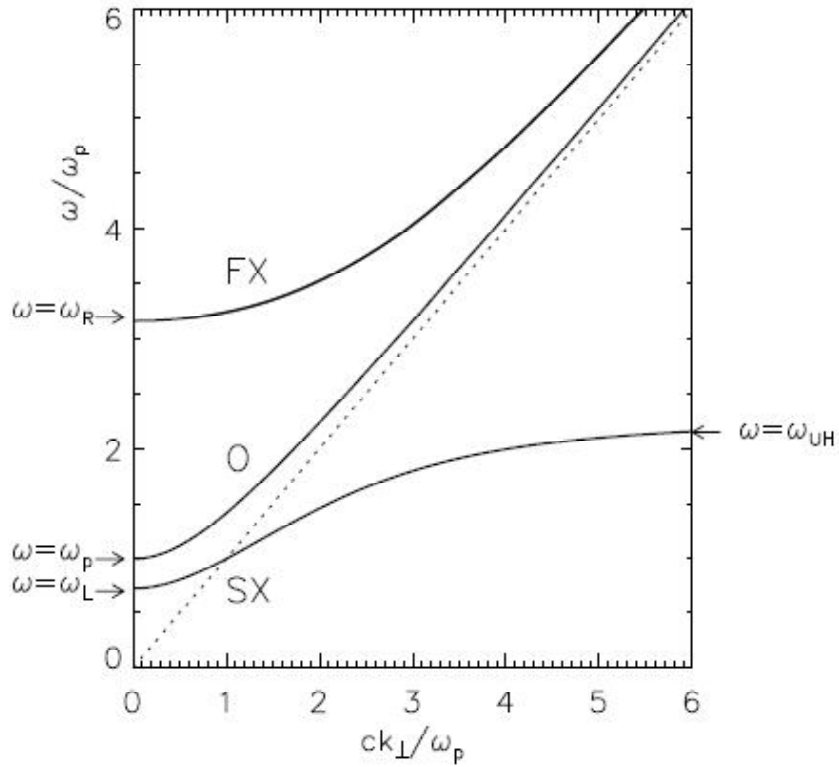


Figure 4-9: Relation de dispersion des ondes (O), XF et XS propageant dans magnétique \vec{B} pour $Y=0.9$.

Pour des dispositifs expérimentaux de faible champ avec les fréquences EC inférieures à 30 GHz, l'échelle de longueur de la densité typique atteint l'ordre de la longueur d'onde et la description doit être prolonger vers une analyse plus détaillée de l'onde, puisque les hypothèses de WKB ne sont plus valides.

4.3.3 Système expérimental de chauffage EC

Le chauffage ohmique du plasma assuré par le courant toroïdal est complété par un système de chauffage additionnel basé sur l'injection localisée de micro-ondes à haute puissance. Ces micro-ondes sont générés par des gyrotrons [61]. Pour un couplage de puissance maximal entre les ondes EC [62] et le plasma, ces dernières sont habituellement polarisées en mode X. D'autres polarisations telles que le mode O peuvent également être

utiliser.

Gyrotron

Un gyrotron est une source d'onde millimétrique capable de délivrer une puissance électromagnétique de l'ordre du MW. Son principe de fonctionnement se base sur l'interaction résonnante entre le champ électrique de l'onde et le mouvement de rotation de l'électron dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique du confinement. Cette interaction résonnante intervient lorsque la fréquence des micro-ondes injectées perpendiculairement au champ magnétique est un multiple de la fréquence cyclotronique ω_{ce} des électrons (les harmoniques cyclotroniques). Une fraction importante de l'énergie cinétique des électrons est convertie en rayonnement électromagnétique. La seconde harmonique X2 et la troisième harmonique X3 correspondent aux fréquences générées 82.7GHz et 118 GHz respectivement.

Lanceur micro-ondes EC

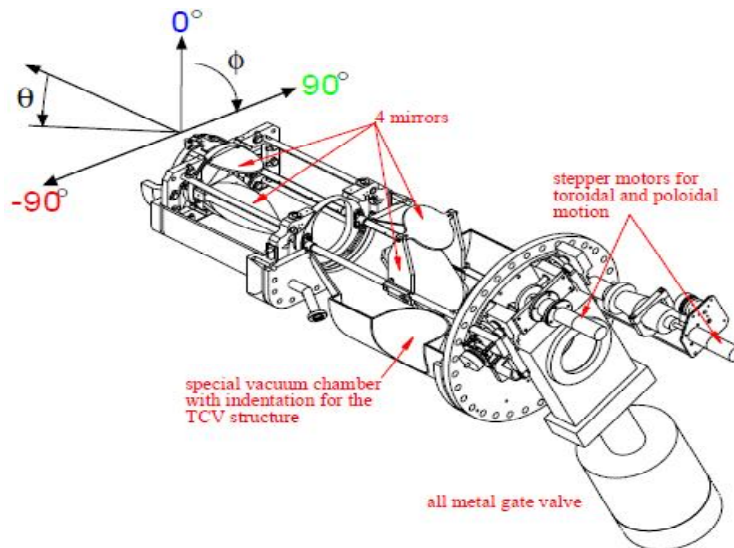


Figure 4-10 : Lanceur micro-ondes

La figures 4-10 décrit le système de lancement EC [44], composé de quatre miroirs, avec le dernier miroir juste avant le plasma sur la gauche. Les 2 degrés de la liberté du lanceur sont représentés par les deux angles ϕ (rotation de l'ensemble de miroirs mis en place autour de son axe) et θ (rotation de dernier miroir). D'après cette figure, il s'agit de chauffage ECRH pour les angles $\phi = 0^\circ$ ou $\pm 180^\circ$. La variation de l'angle θ permet d'assurer une couverture suffisante ($7^\circ < \theta < 55^\circ$) de la section transversale du plasma pour le chauffage sur l'axe et hors axe du plasma, et qui permet d'atteindre tous les endroits du plasma.

Description du système expérimental

Le système de chauffage EC dans TCV est produit par des gyrotrons à des fréquences générées de 82.7GHz (six gyrotrons) et de 118 GHz (trois gyrotrons), comme il est montré sur le tableau (4-3). Ces neuf gyrotrons délivrent une puissance totale de 4.5 MW pendant une durée maximale de 2s, dont 3MW en seconde harmonique X2 (=0.5 MW×6 gyrotrons) et 1.5 MW en troisième harmonique X3 (=0.5 MW×3 gyrotrons).

Fréquence	Puissance Totale	Nombre de Gyrotrons	Injection
82.7GHz	3MW	6	latérale
118 GHz	1.5MW	3	quasi-verticale

Tableau (4-3): Le système de chauffage EC

Les ondes CE sont acheminées jusqu'au tokamak par des lignes de transmission constituées de guides d'ondes sous vide, d'une longueur de 30 m environ, puis injectées dans le plasma par des lanceurs: six lanceurs (X2) installés dans le coté bas champ sur la chambre à vide, quatre dans des portes latérales supérieures et deux dans des portes équatoriales et un seul lanceur (X3) situé au sommet de la chambre à vide, comme il est montré sur la figure 4-11.

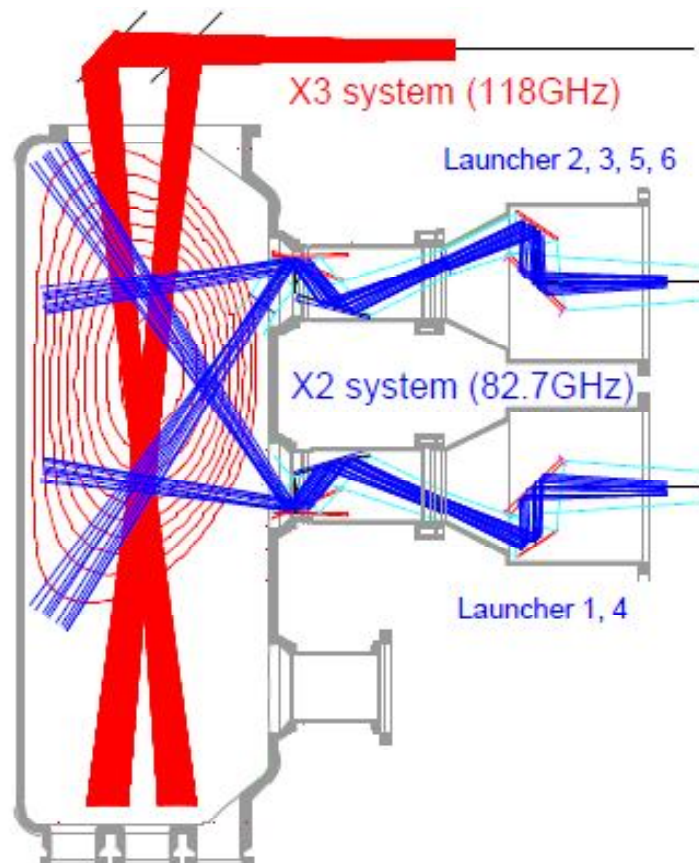


Figure 4-11: Emplacement des lanceurs sur la chambre à vide pour le système de chauffage X2, X3 [47].

Système de chauffage X2 (lanceurs X2) : Sur la figure 4-11, les deux faisceaux (en bleu) indiquent les bornes de couverture de la section transversale du plasma en changeant l'angle poloïdal d'injection. Il est possible d'atteindre également le haut et le bas du la section en variant l'angle toroïdal d'injection de 180°.

Dans ce système la variation de l'angle d'injection poloïdal et la variation du champ magnétique toroïdal B_ϕ permettent de contrôler le lieu du dépôt de puissance et de chauffer localement le plasma en n'importe qu'elle position. Un angle toroïdal d'injection non nul est utilisé pour générer un courant additionnel dans le plasma. Ce système de chauffage est limitée aux plasmas de densité inférieure à la densité de coupure des ondes

X2 ($4.25 \cdot 10^{19} m^{-3}$).

Système de chauffage X3(lanceur X3) : Sur la figure 4-11, les deux faisceaux (en rouge) indiquent les bornes de couverture de la section transversale du plasma en changeant l'angle poloïdal d'injection et la position radial du miroir.

Dans ce système les ondes sont lancées verticalement afin d'augmenter leur trajet dans la couche résonnante et de maximiser l'absorption.

L'adaptation de l'injection des ondes EC à la position de la résonance électron-cyclotron est vérifiée par la variation de l'angle poloïdal d'injection, l'ajustement de la position radiale du miroir et la variation du champ magnétique toroïdal B_ϕ . Dans ce système, le dépôt de puissance est moins localisé que pour le système de chauffage X2, mais avec une densité de coupure plus élevée ($11.5 \cdot 10^{19} m^{-3}$).

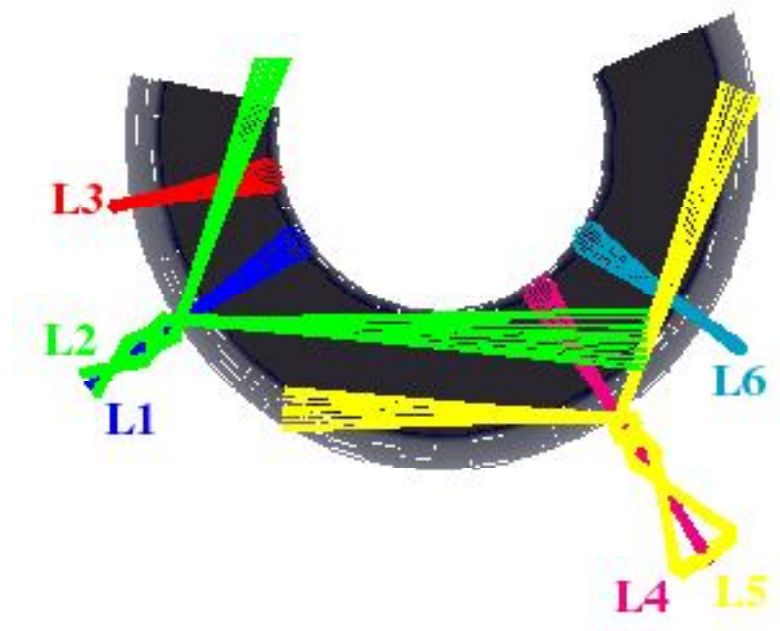


Figure 4-12: Vue de dessus (toroïdale) d'un exemple de configuration de lancement des six faisceaux micro-ondes X2.

La figure 4-12 présente une vue de dessus du plan toroïdal de système de chauffage X2 pour six faisceaux micro-ondes X2 étant lancés au plasma.

4.4 Chauffage par les ondes de Bernstein Electronique

La recherche sur les ondes de Bernstein électroniques a un grand intérêt dans la physique de plasma de fusion et a fortement augmenté pendant ces dernières années. Bien que les fondements théoriques et expérimentaux ont été posés dans les années 1960-1980, les applications de ces ondes restent limitées par le schéma assez complexe de conversion d'onde O-X-B et les limitations géométriques de lancement d'onde.

Dans cette partie nous allons étudier le chauffage de plasma par les ondes de Bernstein électronique déjà traitées dans le chapitre précédent. Ce système de chauffage est basé sur la conversion double du mode ordinaire au mode de Bernstein via le mode extraordinaire dans un plasma de tokamak très dense. Car la forte densité du plasma est bénéfique au rendement de la puissance de fusion dans un réacteur thermonucléaire à la fois, en augmentant la vitesse de réaction, et en augmentant le confinement de plasma, selon les lois d'échelle expérimentales les bien établies. Cette technique offre la possibilité de dépasser le problème posé par la limite de densité supérieure rencontrée dans le chauffage coventioennel avec les micro-ondes cyclotroniques électroniques. Le chauffage central a été réalisé, pour une puissance jusqu'à deux Mégawatts. Ceci démontre que le potentiel des ondes BE du tokamak en mode H est le mode de fonctionnement destiné pour un réacteur comme ITER.

4.4.1 Relation de dispersion déterminant l'angle optimal

Dans un réacteur thermonucléaire, le taux de réaction et le confinement de l'énergie augmente avec la densité du plasma. Le chauffage d'un plasma très dense par la résonance cyclotronique électronique est limité du fait de la réflexion des micro-ondes par les coupures d'ondes avant que l'énergie soit déposée au coeur du plasma. Pour résoudre ce problème, nous utilisons les ondes électrostatiques de Bernstein. Ce mode n'a pas de densité de coupure et ne peut pas se propager dans le vide, il doit donc être excité par

une conversion de mode . Une double conversion de mode O au mode X et finalement au mode B est élaborée. Pour un certain angle d'injection, l'onde ordinaire polarisée quasi-circulaire est convertie en mode extraordinaire à la coupure du plasma où elle se propage jusqu'à la résonance hybride haute où elle est convertie en mode électrostatique de Bernstein. Dès son arrivée au centre du plasma, elle est absorbée à des harmoniques de résonance cyclotronique. L'efficacité de cette seconde conversion est presque 100% dans un plasma chaud. La conversion du mode O vers le mode X a une efficacité qui dépend de l'angle d'injection de l'onde O. Elle est caractérisée par une fonction de transmission de puissance T dérivée par Mjølhus [44] :

$$T(n_{\perp}, n_{\parallel}) = \exp(-\pi k_0 L_n (Y/2)^{1/2} [2(1+Y)(n_{\parallel, opt} - n_{\parallel})^2 + n_{\perp}^2]) \quad (4.13)$$

avec $L_0 k_n = k_0 n_e / (\partial n_e / \partial x)$ la longueur d'échelle du gradient de densité. $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde de l'onde incidente, n_{\perp}, n_{\parallel} les indices de réfraction perpendiculaires et parallèles au champ magnétique. $Y = \omega_{ce}/\omega$ où ω_{ce} est la fréquence cyclotron électronique. Seulement pour l'indice de réfraction parallèle optimal $n_{\parallel} = n_{\parallel, opt} \equiv Y/(1+Y)$, équivalent à un angle d'injection optimal, et $n_{\perp} = 0$ que l'onde en mode-O peut être entièrement convertie en mode-X. La fraction du rayonnement qui n'est pas convertie est réfléchié à nouveau vers le bord du plasma ou, soit elle s'échappe de l'appareil, soit elle est absorbée par l'absorption multipasse à la suite de réflexions multiples.

4.5 Partie Expérimentale

Le chauffage par onde Bernstein Electron (EBWH), en utilisant le régime double mode de conversion O-X-B , a été démontré avec succès dans le Stellarator W7-AS, avec injection dans une haute densité, haute mode de confinement . Dans cette partie, nous allons présenter une démonstration de chauffage EBW dans un tokamak de rapport d'aspect standard, $R/a \sim 3.5$ et les mesures des émissions des ondes de BE.

4.5.1 Détermination expérimentale de l'angle optimal

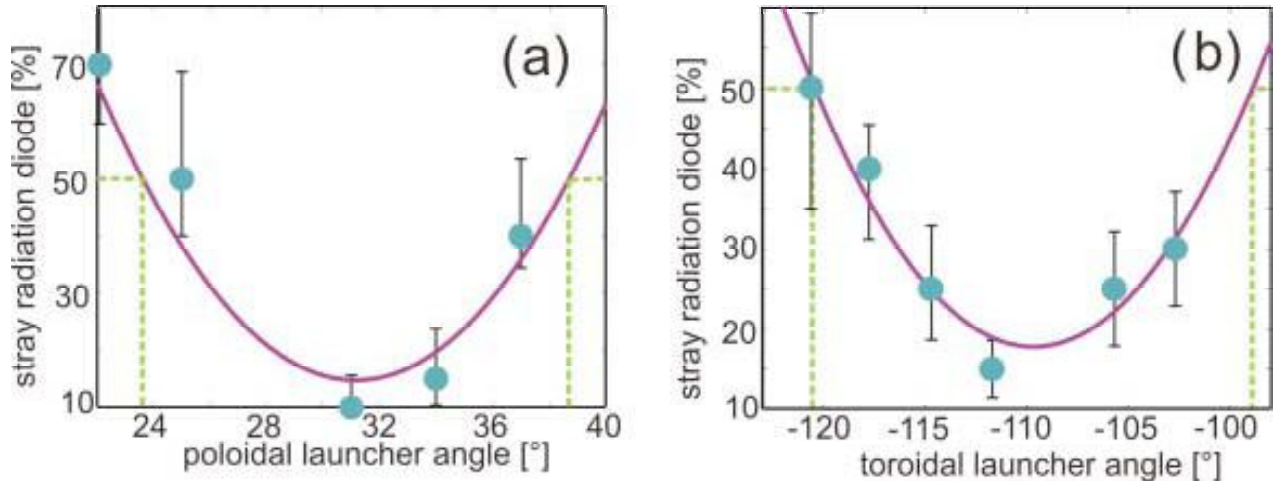


Figure 4-13

Dans un TCV standard avec un champ magnétique $B = 1.5T$. Le plasma devient plus dense pour la seconde harmonique du mode X pour des densités d'électron de $n_e \gtrsim 4.2 \cdot 10^{19} m^{-3}$ et pour le mode O pour $n_e \approx 8.7 \cdot 10^{19} m^{-3}$. Pour obtenir une large fenêtre angulaire, l'échelle de la longueur de densité à la coupure du plasma doit être courte. Les gradients de très haute densité ont été réalisés dans TCV en mode H avec une densité centrale d'électrons de $n_e \approx 1.5 \cdot 10^{20} m^{-3}$, un bas q , une haute triangularité, avec comme activité magnétohydrodynamique, des modes localisés au bord (ELMs) et des dents de scie [51].

Dans un premier temps, des simulations de la propagation d'un seul rayon, en négligeant les motifs de l'antenne du faisceau micro-ondes injectés, ont été effectuées avec le code tracé de rayon (code ray-tracing ART) non relativiste. Ces calculs incluent la conversion de mode OXB pour la propagation et l'absorption des ondes ont été effectuées pour les conditions de plasma cible. Cela permet la détermination des angles d'injection optimaux. Autour de cette paire d'angles optimaux calculés, l'angle toroïdal a été balayé avec un angle poloïdal fixé. Avec l'angle optimal, obtenu dans le balayage toroïdal, un angle poloïdal balayé avec un angle toroïdal fixé a été réalisé pour obtenir expérimentalement les angles d'injection optimaux. Comme montrent les figures 4-12-(a) et 4-12-(b), des minima dans le niveau de rayonnement parasite sont clairement observés, ce qui en indiquant la

puissance d'absorption maximale permet de déterminer l'angle optimal mesuré à un angle poloïdal de $\sim 31^\circ$ et un angle toroïdal de $\sim -112^\circ$. Une dépendance d'angles comparables dans les rayonnements parasites est constatée pour les deux lanceurs, supérieur latéral et équatorial dans tous les signaux parasites des diodes, mesurés dans différentes positions dans le tore. Les angles optimaux déterminés expérimentalement sont comparés avec les résultats de la simulation avec le code tracé de rayon.

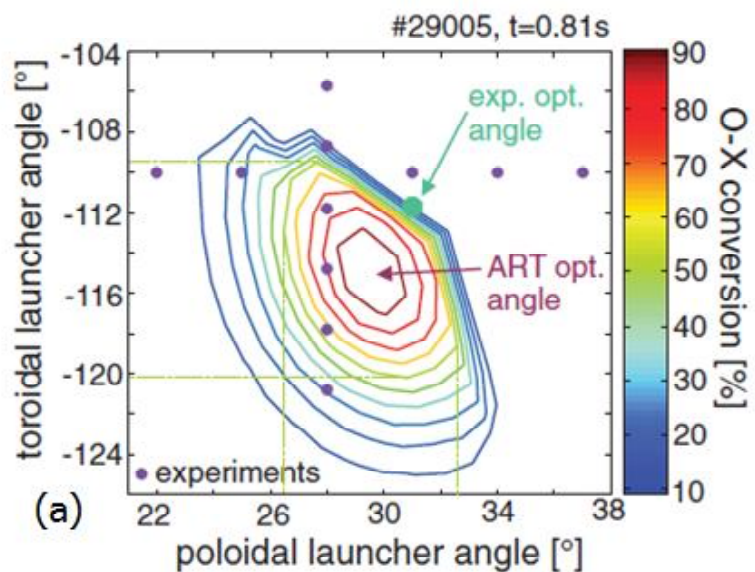


Figure 4-14-(a)

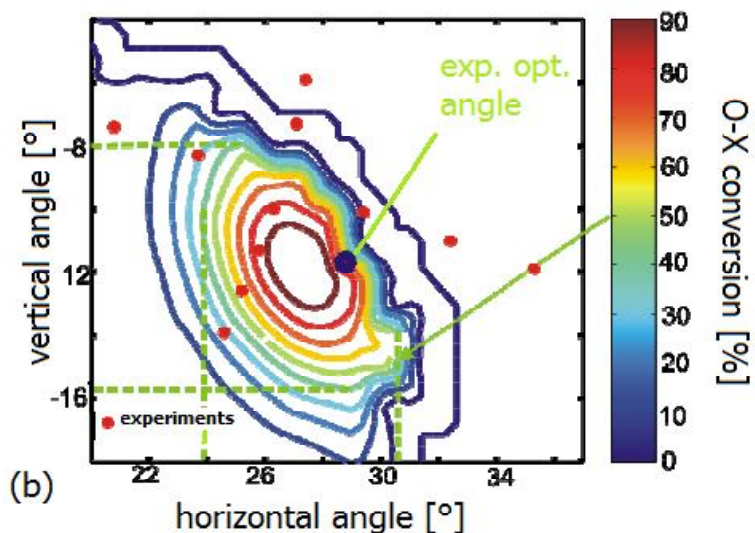


Figure 4-14-(b)

Dans la Figure 4-14, la simulation de l'efficacité de la conversion OX est montrée dans un contour dessinant (a) des angles lanceurs poloïdal et toroïdal et (b) dans leurs projections horizontale et verticale. Les projections horizontales et verticales des angles d'injection simplifient la compréhension des angles d'injection utilisés. Toutefois, les angles balayés ont été réalisées avec un lanceur en maintenant l'un des angles poloïdal ou toroïdal constants. Dans la projection dans la figure 4-14-(b), l'angle vertical n'est plus constant. Le contour le plus profond dans les figures 4-14-(a) et 4-14-(b) indique une conversion de 90%, le contour périphérique externe indique 10%. Les angles expérimentaux de balayage poloïdal et toroïdal pour un lancement équatorial et les angles optimaux extrapolés sont ajoutés sous forme de points. Les angles optimaux expérimentaux sont en accord avec les angles simulés dans une fenêtre de 3° . Cette petite différence peut être expliquer par la résolution des analyses et de l'imprécision de la reconstruction de l'équilibre magnétiques d'environ $\pm 1\text{cm}$. Quand une telle variation de l'équilibre est appliquée à la simulation ART, l'angle optimal varie d'environ $\pm 1^\circ$.

4.5.2 Chauffage global et local par les ondes de Bernstein

Les expériences de chauffage ont été réalisées avec la détermination expérimentale des angles optimaux. Le cycle d'exploitation a été augmenté à 46%, et une puissance CE de 500 kW a été injectée avec une modulation de fréquence de 182 Hz à l'angle optimal [44]. La fréquence de modulation a été choisie entre la première harmonique de l'instabilité en dents de scie à typiquement 110 Hz et sa seconde harmonique pour diminuer les effets perturbatifs de l'instabilité de dents de scie sur l'analyse FFT.

Une vérification de base de la transmission OX peut être effectuer en comparant les niveaux de rayonnement parasite lorsque la puissance est injectée au voisinage des angles optimaux dans le mode-O et dans le mode-X. Pour une ELM libre de phase similaire avec la même puissance EC, le niveau parasite pour l'injection dans le mode-O n'était que de 40% des niveaux parasites pour l'injection dans le mode X, ce qui montre qu' une

absorption plus élevée est considérablement due à la conversion de mode, elle est obtenue avec le mode d'injection O.

La puissance absorbée globalement en général peut être mesurer avec la boucle diamagnétique DML, mesurant la variation du flux magnétique toroïdal, directement liée à l'énergie emmagasinée dans le plasma. Typiquement une absorption de 60% est obtenue pour l'injection en mode-O, alors que pour l'injection dans le mode-X, l'absorption reste en dessous de 10%, indiquant que le mode-O peut pénétrer dans le plasma tandis que le mode-X est réfléchi, comme prévu pour les plasmas les plus denses [52].

Une mesure d'absorption de la puissance totale ne peut pas prouver définitivement la nature du mécanisme d'absorption, qui pourrait également participer à l'absorption au bord des ondes générées par le couplage non-linéaire onde- onde aussi bien que l'absorption d'ondes de réflexions multiples dans la chambre à vide . Une détermination de l'emplacement de dépôt de puissance est donc essentielle pour prouver le chauffage via les ondes BE. Le centre du plasma à haute densité du plasma cible est fortement affecté par l'instabilité en dents de scie, qui expulse régulièrement les impulsions de chauffage haute puissance du coeur de plasma chaud vers la région du bord le plus froid. Dans le coeur du plasma proche de cette forte instabilité, la preuve de déposition de puissance due au chauffage par les ondes BE est très difficile à démontrer, à obtenir. Par conséquent, des conditions de localisation de dépôt éloignée du centre-plasma, mais bien à l'intérieur de la coupure de plasma, ont été sélectionnées.

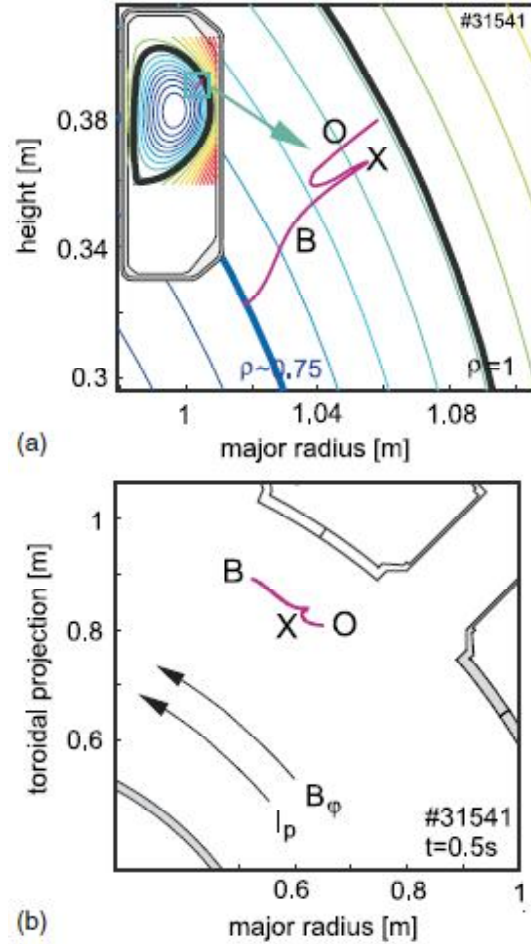


Figure 4-15

Dans la figure 4-15, une simulation ART d'un tracé de rayon est présentée dans les projections de vue poloïdale et par le dessus, pour le cas d'un lancement à partir d'une porte latérale supérieure. L'onde du mode O se propage vers la coupure du plasma, où elle est convertie en mode X puis retourne en mode de résonance hybride supérieure où elle est transformée en onde de Bernstein.

L'onde de Bernstein est ensuite calculée à être absorbée à l'emplacement ρ_ψ de l'ordre de 0.78, bien à l'intérieur de la coupure de plasma qui est située à $\rho_\psi \sim 0.9$ (voir la figure 4-15- (b)).

La localisation des dépôts de puissance est déterminée expérimentalement en inspectant les traces du temps de rayon -X-mous (soft-X-ray), mesurée par une haute résolution

spatiale multi-fils proportionnel du détecteur (DMPX) [43], couvrant la totalité de section transversale du plasma avec ses 64 lignes de visée dans la direction verticale. Pour ces conditions, l'émissivité de rayons -X-mous augmente de façon monotone avec la température électronique et la densité de plasma [52].

Pour déterminer l'emplacement des dépôts de puissance de chauffage en résonance cyclotronique électronique (ECRH), une analyse rapide par Transformée de Fourier (FFT) de chacune des 64 cordes de rayons -X-mous a été effectuée. La FFT de l'amplitude de pic à la fréquence de modulation ECRH est tracée sur le nombre de canaux du rayon -X-mous dans la Figure 19-(a). Deux valeurs claires maximales de l'amplitude sont visibles. Ces grands spatiaux pics correspondent aux émissions au $\rho_\psi \sim 0.65$ sur les deux, coté champ fort (HFS) et coté champ faible (LSF). La valeur maximale de l'amplitude du côté HFS est plus prononcée en raison des effets géométriques de la ligne d'intégration et la triangularité de plasma, causant une telle asymétrie.

Pour supprimer l'effet de la ligne d'intégration de la section locale d'émissivité de rayons X mous (Soft X-ray), le profil est inversé. Ceci est accompli avec une inversion tomographique en supposant une homogénéité poloïdale et en imposant l'algorithme de la régularisation de Fisher. Dans la Figure 4-16-(b), l'amplitude FFT des données inversées à la fréquence de modulation EC est représentée comme une fonction de la coordonnée de flux poloïdal $\rho_\psi = [(\Psi - \Psi_a) / (\Psi_s - \Psi_a)]^{\frac{1}{2}}$ avec Ψ le flux poloïdal . Par définition ρ_ψ est nul dans le centre du plasma et égal à 1 à la séparatrice, avec Ψ_s étant le flux poloïdal à la séparatrice et Ψ_a étant le flux poloïdal à l'axe magnétique. Le pic de FFT de l'amplitude après l'inversion est situé au $\rho_\psi \sim 0.7$. Ce pic expérimental de dépôt localisé à proximité de celui calculé $\rho_\psi \sim 0.78$, avec seulement 10% d'écart de rayon mineur. La légère différence peut être attribuée à nouveau à des incertitudes dans la reconstruction de l'équilibre et dans la mesure de gradient de densité [53].

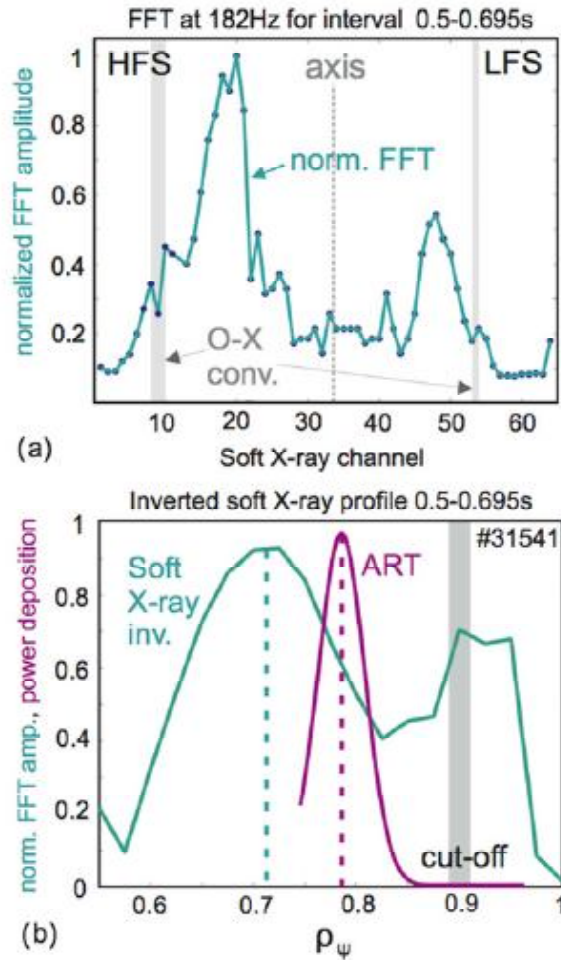


Figure 4-16

Un second pic peut être vu dans la Figure 4-16-(b) au $\rho_\psi \sim 0.93$, situé hors de la coupure du plasma. Ce dépôt est dû à quelques puissances qui ne suivent pas le canal OXB, par exemple, du à l'incomplète conversion OX suivie par des absorptions multipasse à $2\omega_{ce}$ comme un canal majeur, qui expliquerait l'assez grand, (mais pas important) dépôt en dehors de la couche de coupure. Cela peut être dû au lancement avec un angle qui n'est pas complètement optimal.

Toutefois, le bon accord théorique et expérimental de la localisation de dépôt en même temps avec un dépôt de puissance de chauffage à l'intérieur de la coupure de plasma constitue une forte preuve que le mécanisme O-X-B est en jeu et que le plasma est chauffé par les ondes de Bernstein électronique (EBWH).

Augmentation de la température électronique centrale avec le chauffage (EBWH)

Pour être capable d'observer une augmentation de la température centrale pendant plusieurs temps de confinement, en augmentant la puissance injectée à 2 MW (avec 1 MW étant modulés) et la longueur d'impulsion à 100 ms et en choisissant le champ magnétique et les angles d'injection de telle façon que les deux lanceurs latéraux supérieurs et équatoriaux chauffent au même endroit à $\rho \sim 0,4$ (calculé avec ART).

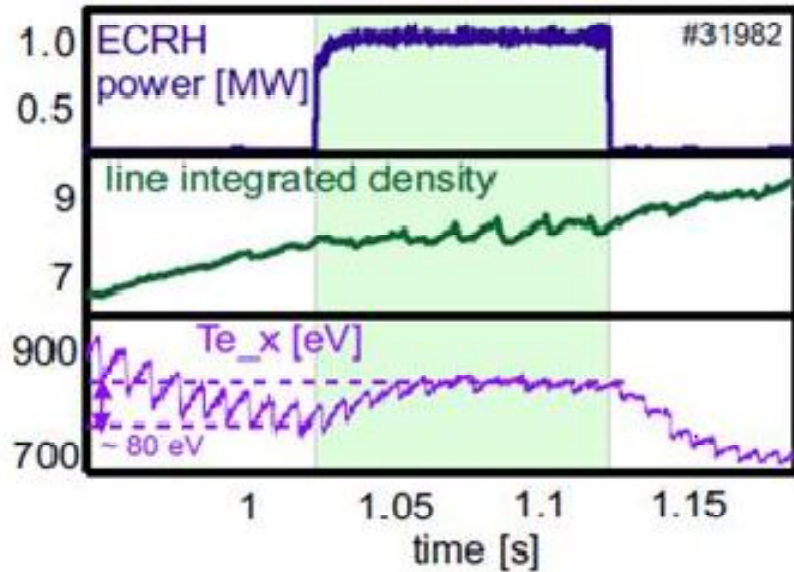


Figure 4-17

Nous pouvons observer une évolution de la température électronique centrale en utilisant la méthode des absorbants des rayons X-mous et la diffusion Thomson [45]. Le TCV est équipé de trois caméras à rayons X-mous, avec différentes épaisseurs de béryllium pour mesurer la température électronique. Toutes montrent les mêmes comportements : une augmentation de la température de $\Delta T_e \sim 80 \text{ eV}$ au cours de l'augmentation de la puissance EC de 1 à 2 MW. En conclusion l'évolution de la température résulte essentiellement du chauffage par les ondes de Bernstein électronique (EBWH).

4.5.3 Les mesures d'émission des ondes de Bernstein électronique (EBW)

Les mesures initiales d'émission de Bernstein électronique EBE dans TCV ont été effectuées dans les plasmas avec le champ magnétique inversé et un courant avec un lanceur équatorial installé récemment avec des miroirs orientables [52]. Ce septième lanceur rénové est similaire en géométrie aux autres six lanceurs connectés au gyrotrons mais est uniquement destiné à être utilisé pour les mesures de réception (voir la figure 4-18). Il est attaché au système d'émission cycontronique électronique (ECE) dans le coté de champ faible (LFS) via une ligne guide d'onde de 2.54 cm de diamètre, de quelques mètres de longueur, de libre extrémité, connecté à un commutateur au côté du radiomètre, après avoir été converti dans un guide d'onde fondamental avec une section transversale rectangulaire.



Figure 4-18: Récepteur d'émission BE ou "Septième lanceur"

Comme le montre les diagrammes polaires de diagramme de CMA [au chapitre1], le mode O couplé au mode gauche polarisée circulairement (L-mode), comme l'angle d'injection est décalé d'une injection perpendiculaire au champ magnétique vers la direction parallèle au champ magnétique, comme conséquence une onde polarisée linéairement purement en mode O, avec une polarisation horizontale (injection perpendiculaire au champ magnétique), devient une onde de mode L, qui est l'onde gauche polarisée quasi-circulairement (injection prallèle au champ magnétique). Pour une injection oblique, la polarisation de l'onde en mode- O est polarisée elliptiquement avec chiralité gauche. Dans le cas d'une injection de mode X, le mode X polarisé linéairement, avec une polarisation verticale, couplé à un mode droit polarisé circulairement (mode R). Pour une injection oblique, le mode X-devient droit polarisé elliptiquement.

La ligne de transmission a été optimisée pour observer les modes avec une polarisation verticale (mode-X approximativement, visionner perpendiculairement), sans polariseurs supplémentaires. Depuis que le mode-O oblique est quasi-circulairement polarisé, la différence de la mesure de polarisation horizontale ou verticale (linéaire) est faible.

Via le radiomètre, l'émission avec des fréquences allant de 65 à 110 GHz peuvent être observées. Comme il est décrit précédemment dans les expériences de chauffage, l'angle optimal était d'abord déterminé par le code ART. Puis, l'angle poloïdal et toroïdal balayés sur la base du plan ont été effectués pour déterminer expérimentalement l'angle optimal.

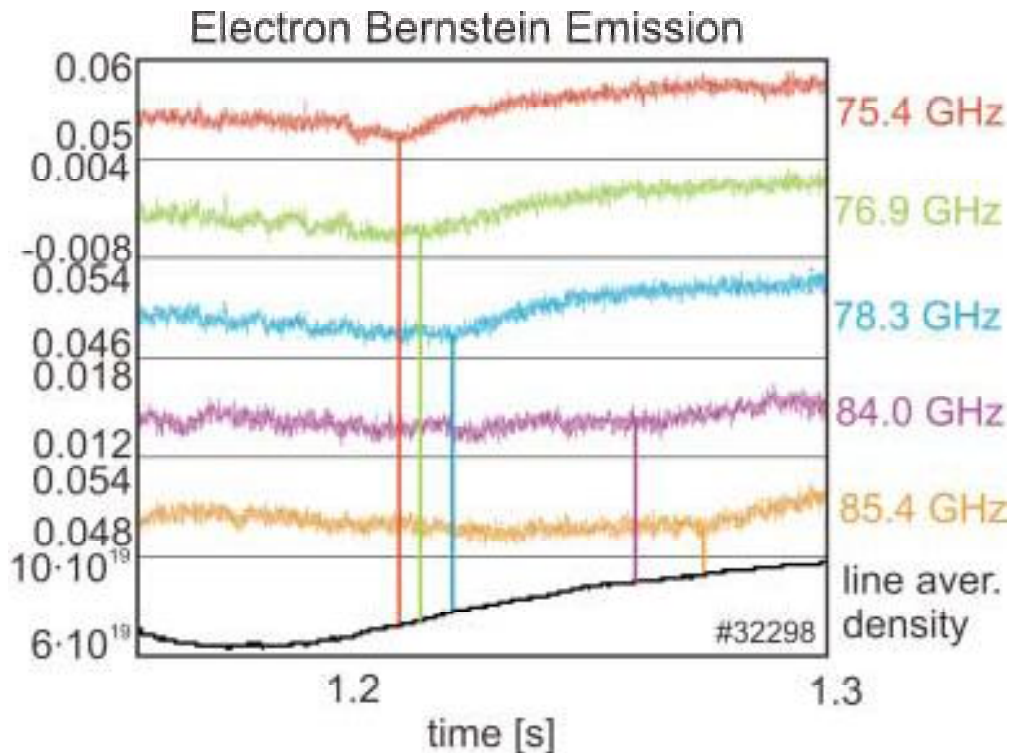


Figure 4-19: Mesure de l'émission BE à des conditions overdense

Dans la Figure 4-19, les premières mesures EBE dans TCV proches de l'angle optimal sont présentées pour plusieurs fréquences. L'émission d'un signal est observée sur tous les canaux pour un plasma plus dense. L'émission des signaux montre également un maximum par rapport à l'angle de réception, comparable au minimum dans le signal parasite modulé avec l'injection EC. L'émission des signaux est diminuée avec l'apparition d'ELMS dans le même chemin de celui des signaux parasites augmentent pendant ELMS, soulignant la dépendance de ces deux processus sur les profils. Cela indique que les deux mécanismes sont en effet dus à l'EBE et EBWH. Pour les différentes fréquences, celle de l'émission de signaux le plus dense dépend de la densité. L'apparition de densité augmente avec la fréquence, comme prévu, et est comparable à la densité de coupure.

4.6 Conclusion

Le chauffage par les ondes de Bernstein électroniques d'un plasma dense à l'aide de la conversion double mode O-X-B a été démontré expérimentalement dans un Tokamak TCV à un rapport aspect conventionnel (remplacée à celui d' ITER).

L'angle d'injection optimal pour la conversion O-X-B a été démontré expérimentalement par les mesures de balayage d' angles bidimensionnels par les radiations parasites micro-ondes dans des décharges avec l'injection des ondes CE modulée à un rapport cyclique faible. Les simulations Ray-tracing avec le code ART ont été réalisées en rendant un angle optimal en bon accord avec les mesures.

Le dépôt local a été trouvé pour être bien à l'intérieur de la coupure du plasma est correspond à la valeur prédite par ART dans les incertitudes expérimentales.

Pour mesurer une augmentation de la température, l'angle d'injection et le champ magnétique ont été ajustés pour atteindre l'absorption la plus centrale. Une augmentation de la température centrale a été mesurée de manière constante par la diffusion Thomson et la méthode des absorbants de rayons X-mous.

Chapitre V

Transfert d'Énergie d'une Onde Electromagnétique au Plasma

Chapitre 5

Transfert d'énergie d'une onde électromagnétique au plasma

5.1 Introduction

Une très grande variété d'ondes électromagnétiques dispersives peuvent se propager dans les plasmas magnétisés. Au cours de la propagation, l'amplitude de l'onde subira des importantes variations spatiales quand l'indice de réfraction du plasma est nul ou infini. Ceci rend possible des phénomènes de résonance avec la particules, ou de réflexion comme le ferait un métal dans le cas d'une coupure. Une onde qui se réfléchit peut voir une fraction importante de son énergie aller au-delà de la zone de réflexion par effet Tunnel et se convertir en un autre type d'onde qui se propage dans le plasma. Ce changement d'onde peut permettre de faire le couplage de la puissance des ions vers les électrons. Les particules chargées interagissent avec l'onde plasma en voyageant en vrai-synchronie avec celle-ci, ce qui donne lieu à *un transfert d'énergie* important qui peut conduire à son amortissement ou à son instabilité c'est l'effet Landau (1946).

Le mouvement des particules parallèlement au champ magnétique crée un effet Doppler [46]. Ceci fait que l'absorption de l'énergie de l'onde dépend de la vitesse des particules, ce qui réintroduit l'effet Landau mentionné plus haut. Cet effet peut aussi transférer de

l'impulsion aux particules parallèlement au champ magnétique, ce qui crée un courant. Le couplage des ondes électromagnétiques aux ions pourrait permettre de jouer sur la réactivité thermonucléaire du plasma et de rendre le critère de Lawson moins contraignant. Dans ce chapitre nous sommes intéressés par l'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma et les modes possibles pour une propagation perpendiculaire au champ magnétique et enfin l'étude de mécanisme de transfert d'énergie de l'onde au plasma froid dépend essentiellement de la résonance. Par la suite, nous donnons l'expression de la puissance de l'onde absorbée par le plasma à l'aide de théorème de Poynting.

5.2 Equations de Maxwell

Les champs électrique et magnétique caractérisant une onde électromagnétique plane monochromatique [54], [55] sont de la forme

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_1 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ \vec{B} = \vec{B}_1 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{cases} \quad (5.1)$$

Au sein du plasma, il est décrit par les équations de Maxwell que nous écrivons sous la forme

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ext} \quad (5.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (5.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.4)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.5)$$

\vec{j}_{ext} est le courant provenant des sources extérieures.

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_{ext} \quad (5.6)$$

où \vec{j} est le courant qui s'établit dans le plasma en réponse à l'excitation électromagnétique et

$$\vec{j}_{tot} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.7)$$

Nous trouvons

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5.8)$$

5.3 Equations de propagation et relation de dispersion

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma découle des équations de Maxwell et s'exprime par la relation

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (5.9)$$

Où μ_0, c, \vec{E} et \vec{j} sont respectivement la perméabilité magnétique dans le vide, la vitesse de la lumière dans le vide, le champ électrique de l'onde et le courant dans le plasma dû au déplacement des particules chargées sous l'action de l'onde. Comme l'onde monochromatique plane change selon $\exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ l'équation (5.9) s'écrit sous la forme

$$\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \vec{E} = \vec{0}$$

Où $\overline{\overline{K}}$ est le tenseur diélectrique du plasma tel que

$$\overline{\overline{K}} = \overline{\overline{1}} + i \frac{\overline{\overline{\sigma}}}{\varepsilon_0 \omega} \quad (5.10)$$

$\overline{\overline{\sigma}}$ est le tenseur de conductivité du plasma, $\overline{\overline{1}}$ étant le tenseur identité. En général l'onde se propage perpendiculairement (normale) au champ magnétique extérieur et on obtient

dans ce cas le système d'équations

$$\begin{bmatrix} K_1 & -iK_2 & 0 \\ iK_2 & K_1 - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 - N^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (5.11)$$

La relation de dispersion est définie par $N = k.c/\omega$ et les éléments du tenseur de permittivité diélectrique sont donnés en négligeant le mouvement des ions par

$$K_1 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad (5.12)$$

$$K_2 = -\frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad (5.13)$$

$$K_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5.14)$$

où $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ est la pulsation plasma électronique [54] (Voir fig 5-4) ;

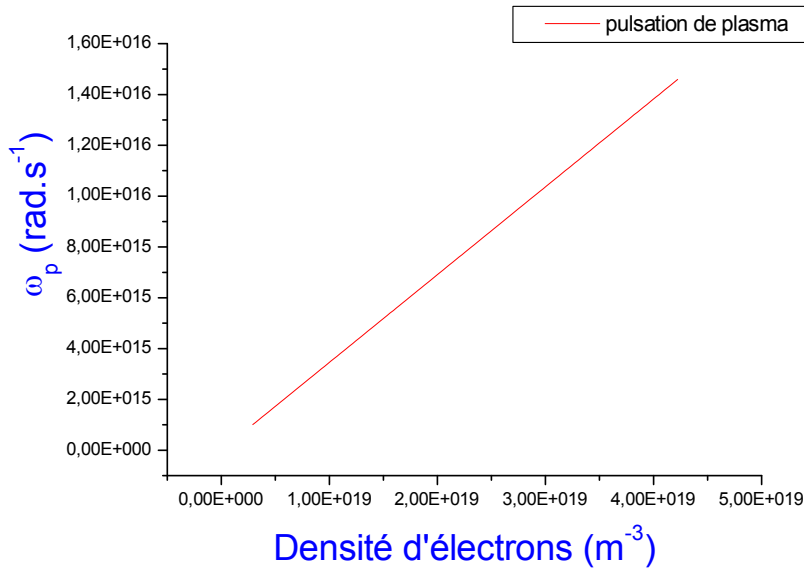


Figure 5-4 : ω_p en fonction de la densité d'électrons.

et $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ est la pulsation cyclotronique électronique [56] (Voir fig 5-5) ;

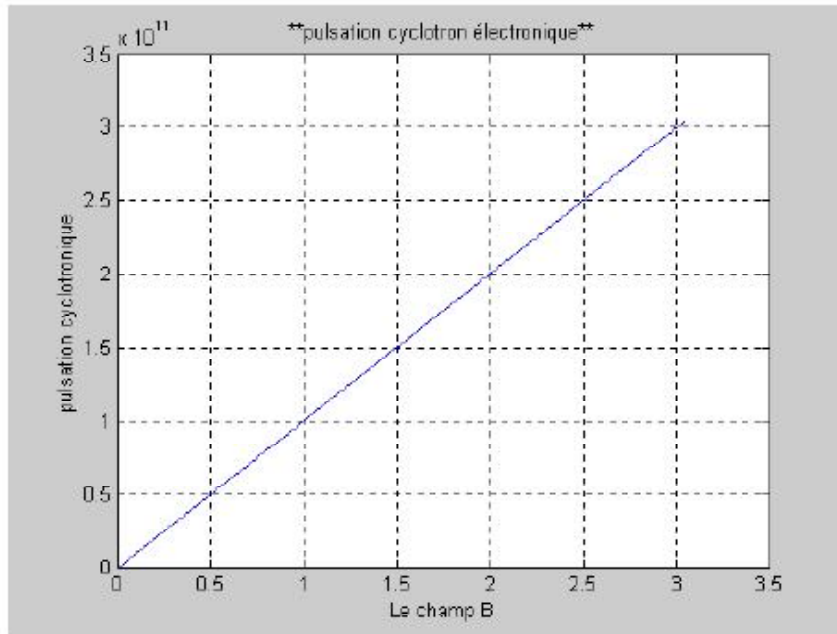
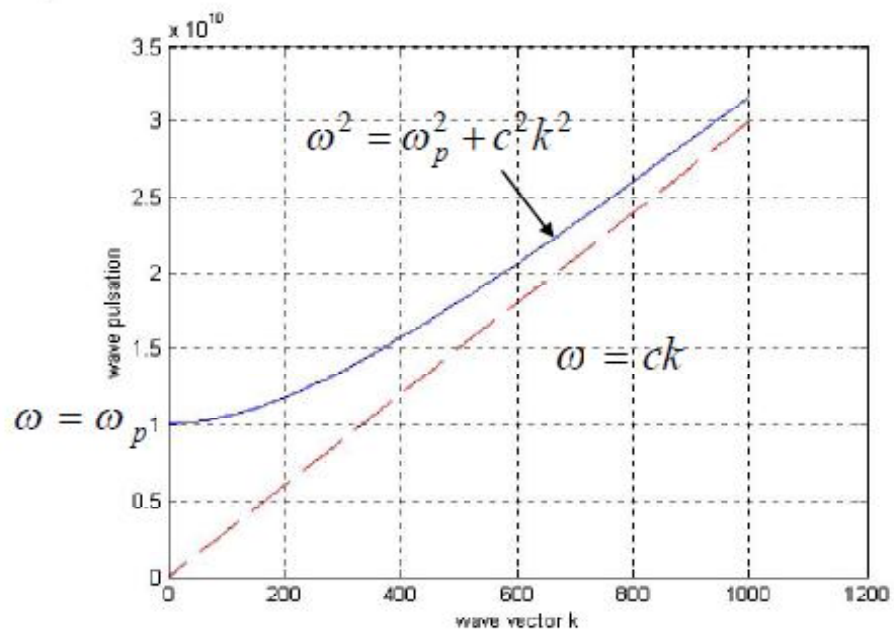


Figure 5-5: La pulsation électronique cyclotronique ω_{ce}



Figur 5-6: La courbe de dispersion d'un plasma.

La figure 5-6 montre que pour $\omega > \omega_p$, nous avons une propagation de l'onde et pour $\omega < \omega_p$, nous avons une onde évanéscence.

Pour une propagation parallèle $\vec{k} // \vec{E}$, nous avons $\omega = \omega_p$ c'est les oscillations plasma ou mode de Langmuir.

Pour une propagation perpendiculaire $\vec{k} \perp \vec{E}$, nous avons $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2$ c'est le mode électromagnétique.

Le système (5.11) présente des solutions non triviales si son déterminant s'annule. On obtient ainsi la relation de dispersion générale

$$(K_3 - N^2) (K_1 - N^2 K_1 - K_2^2) = 0 \quad (5.15)$$

Qui peut être développée en puissance N sous la forme (voir chapitre1)

$$An^4 + Bn^2 + C = 0 \quad (5.16)$$

Avec A , B et C sont des constantes [57]. Cette équation admet deux solutions correspondant à deux modes de polarisation : mode ordinaire et mode extraordinaire

5.4 Les modes de polarisation

5.4.1 Mode Ordinaire

L'onde ordinaire est une onde transverse, de polarisation rectiligne. Son champ électrique est parallèle au champ magnétique extérieur \vec{B}_0 [58], [55]. De l'équation (5.15), on déduit la solution pour $(K_3 - N^2) = 0$, ou bien $N^2 = K_3$ donc

$$N_O^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5.17)$$

Et comme la pulsation électronique du plasma ω_{pe} ne dépend que de la densité des électrons, alors en mode ordinaire, la propagation de l'onde sonde dépend uniquement

de la densité du plasma.

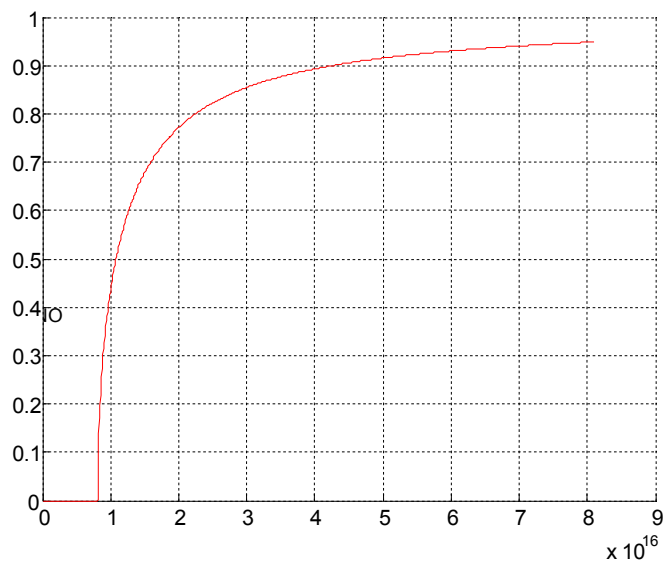


Figure 5-7: Indice N_O en fonction de pulsation ω

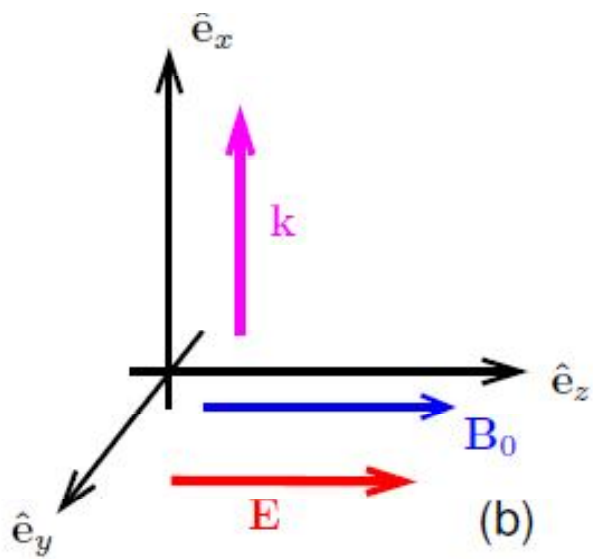


Figure 5-8: Polarisation du mode Ordinaire

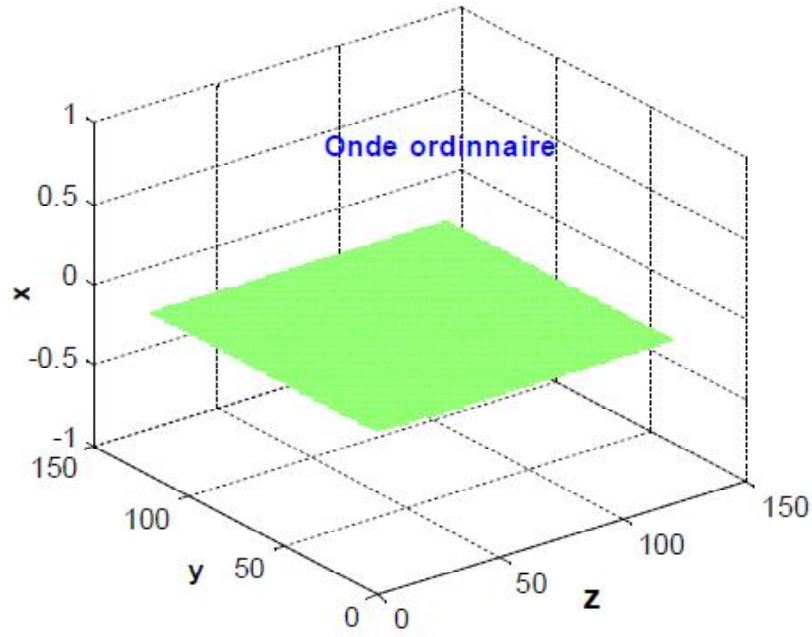


Figure 5-9: L'onde Ordinaire

5.4.2 Mode Extraordinaire

L'onde extraordinaire est polarisée elliptiquement et son champ électrique est perpendiculaire à \vec{B}_0 [58]. D'après l'équation (5.15), ce mode est défini pour $K_1 - N^2 K_1 - K_2^2 = 0$, donc

$$N_X^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (5.18)$$

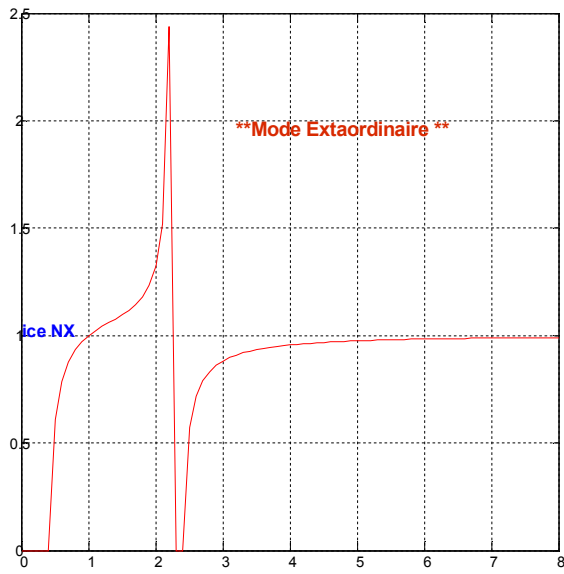


Figure 5-10: Indice N_X en fonction de pulsation ω

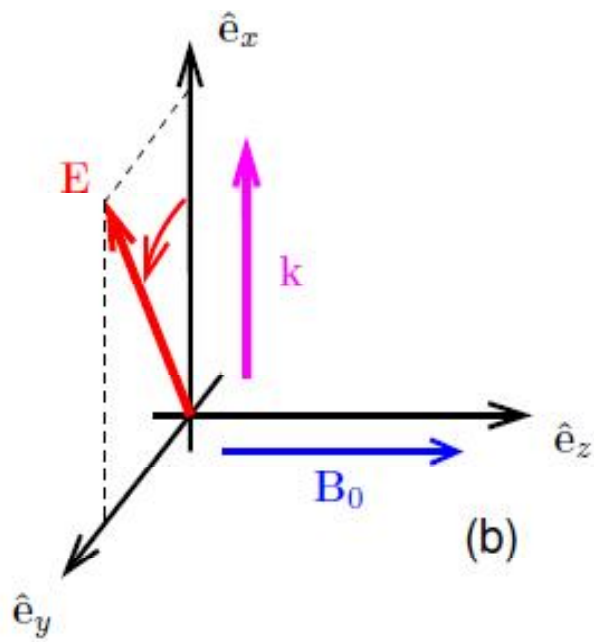


Figure 5-11: Polarisation du mode Extraordinaire

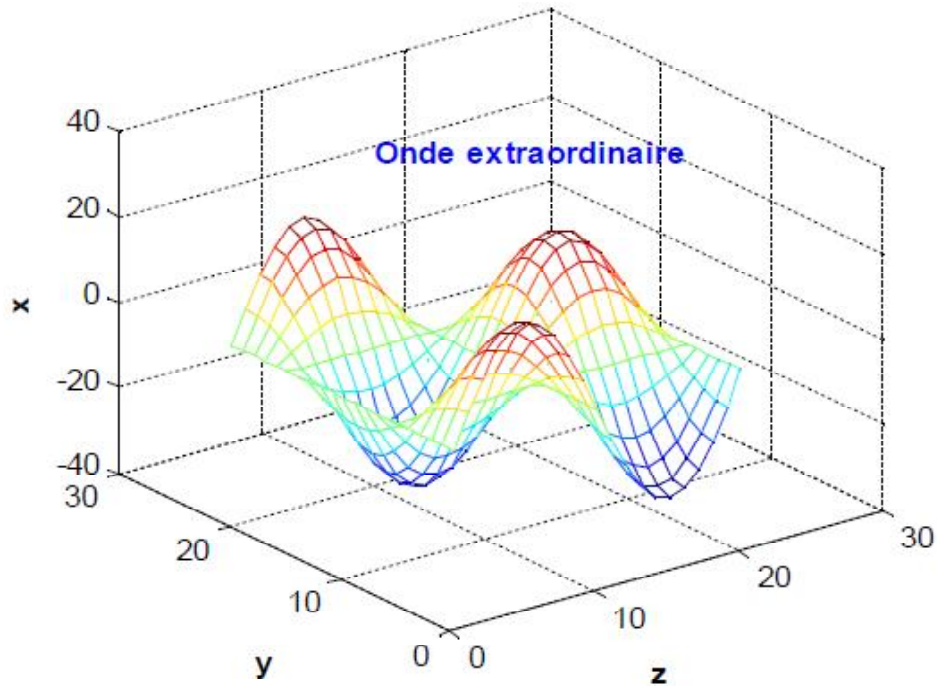


Figure 5-12: Onde Extraordinaire

L'indice de réfraction dépend de la pulsation plasma électronique et de la pulsation cyclotron électronique qui dépend à son tour au champ magnétique extérieur. Donc en mode-X la propagation de l'onde dépend de la densité et du champ magnétique.

5.4.3 Coupure et résonance

Cherchons les N solutions de l'équation (5.15), on obtient les caractéristiques de l'onde pour le plasma. Ainsi on trouve une coupure ou une résonance [59].

Coupure

La fréquence de coupure est la fréquence pour laquelle l'indice de réfraction s'annule $N = 0$. Cela correspond à une amplitude nulle du champ électrique $|E| \simeq 0$. Elle sépare un domaine de fréquence où l'onde se propage ($k^2 > 0$) et un domaine où l'onde est évanescence ($k^2 < 0$).

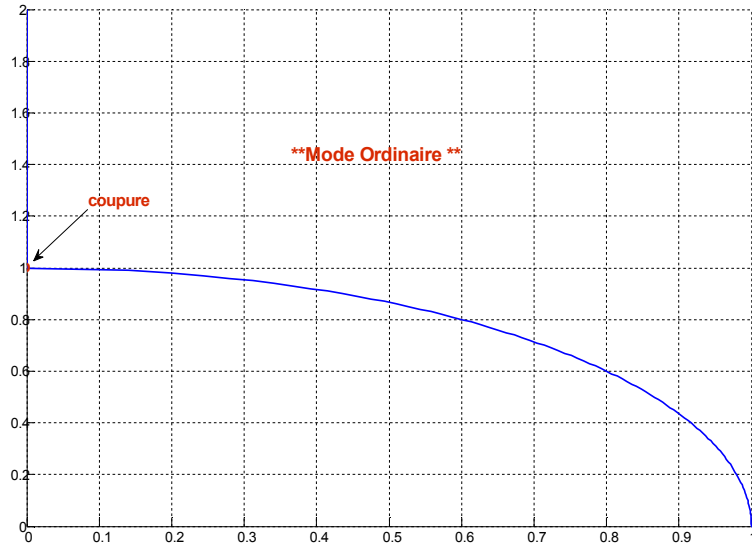


Figure 5-13: Relation de dispersion ordinaire

Dans le cas du mode-O, la fréquence de coupure correspond à la fréquence plasma électronique

$$\omega_{coupure} = \omega_{pe} \quad (5.19)$$

L'onde se propage tant que sa fréquence est supérieure à la fréquence plasma électronique et lorsque la fréquence plasma devient supérieure, l'indice de réfraction est imaginaire pur, l'onde devient évanescence.

Dans le cas du mode-X, il y a deux fréquences de coupure qui correspondent à

$$\omega_X = \pm \frac{\omega_{ce}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce}}{2}\right)^2 + \omega_p^2} \quad (5.20)$$

Donc

$$\omega_{XD} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} + \omega_{ce} \right) \quad (5.21)$$

$$\omega_{XG} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} - \omega_{ce} \right) \quad (5.22)$$

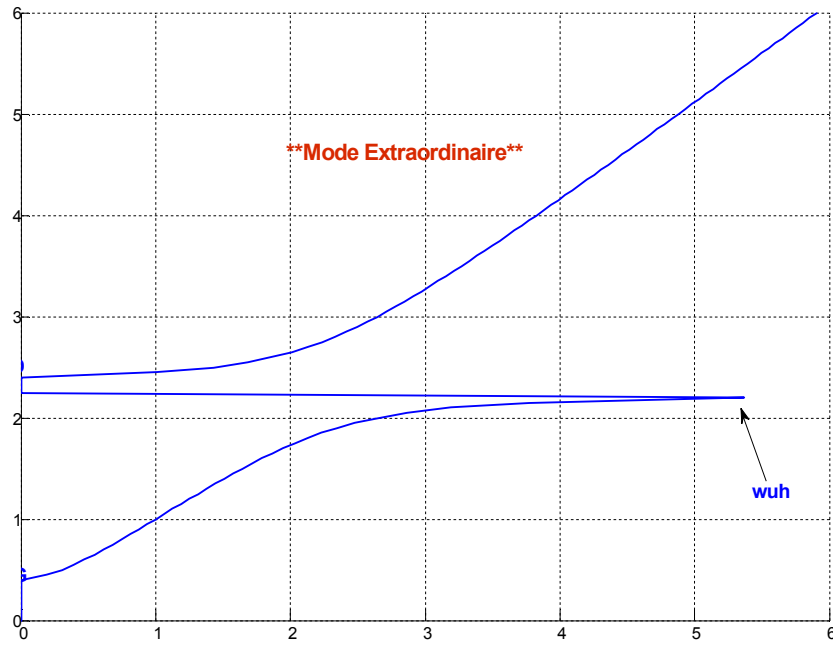


Figure 5-14: Relation de dispersion extraordinaire

Résonance

La résonance est définie par un indice de réfraction qui tend vers l'infini $N \rightarrow \infty$, ce qui correspond à un nombre d'onde k infini et une vitesse de phase de l'onde nulle. Il se crée *un transfert d'énergie* entre l'onde et le milieu et l'onde est absorbée. Le mode ordinaire ne possède pas de résonance, contrairement au mode extraordinaire[41] qui possède deux types de résonance. En résolvant l'équation (5.18) comme c'est mentionné au premier chapitre, on trouve

(a) Résonance hybride haute

$$\omega_{Xuh}^2 = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2) \quad (5.23)$$

(b) Résonance hybride basse

$$\omega_{Xlh}^2 \approx \left(\frac{\omega_{ce}^2 \omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \right) \quad (5.24)$$

où encore

Pour un plasma dense : ($\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$)

$$\omega_{Xlh}^2 = \omega_{ce}^2 \omega_{pi}^2 \quad (5.25)$$

Pour un plasma ténu : ($\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$)

$$\omega_{Xlh}^2 = \omega_{pi}^2$$

Dans ce cas une onde est absorbée lorsqu'elle est à la fréquence hybride haute " *Upper Hybrid Resonance*" ou à la fréquence hybride basse " *Lower Hybrid Resonance*" c'est en effet le mécanisme de transfert de l'énergie en plasma froid pour une propagation perpendiculaire dans le cas où $\omega < \omega_c$.

Si $\omega > \omega_c$ ce qui correspond aux cas des ondes cyclotroniques électroniques injectées dans le plasma, nous devons utiliser la relation de dispersion chaude pour le mode X.

5.5 Modèle de plasma chaud pour les ondes cyclotroniques électroniques

La relation de dispersion froide ne met pas en évidence une condition de résonance pour $\omega = n\omega_{ce}$. Cela signifie que le modèle du plasma froid ne décrit pas l'absorption des ondes cyclotroniques électroniques [61], [62]. Pour le modèle d'un plasma chaud déjà traité en troisième chapitre, nous avons trouvé que

$$\det(\overline{\overline{M}}) = \det \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 \\ -M_{21} & M_{22} & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} \end{bmatrix} = 0$$

$$M_{11} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (5.26)$$

$$M_{12} = -K_{21} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n - I'_n}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (5.27)$$

$$M_{22} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 (I_n - I'_n)}{\omega - n\omega_{cs}} - n_{\perp}^2 \quad (5.28)$$

$$M_{33} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} - n_{\perp}^2 \quad (5.29)$$

$$M_{13} = M_{23} = M_{31} = M_{32} = 0 \quad (5.30)$$

Pour le mode ordinaire

$$M_{33} = 0 \quad (5.31)$$

Avec l'approximation du plasma froid

$$n_{\perp O}^2 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (5.32)$$

et pour le mode extraordinaire

$$M_{11}M_{22} + M_{12}^2 = 0 \quad (5.33)$$

$$\left(1 - n_{\perp}^2 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 I_n(\lambda_s) - 2\lambda_s^2 I'_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) \cdot$$

$$\left(1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) - \left(\sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n(\lambda_s) - I'_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right)^2 = 0 \quad (5.34)$$

$$n_{\perp X}^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} = \frac{RL}{S} \quad (5.35)$$

L'indice de réfraction extraordinaire $n_{\perp X}^2$ possède une partie réelle décrivant la trajectoire de l'onde, et une partie imaginaire permettant de déterminer l'absorption de l'onde.

Pour la seconde harmonique (X2), $n = 2$: $\omega = 2\omega_{ce}$, le modèle approprié qui décrit la

propagation et l'absorption de l'onde est le modèle chaud.

Pour la troisième harmonique (X3), $n = 3$: $\omega = 3\omega_{ce}$, pour la propagation, le modèle du plasma froid est donc suffisant, et pour calculer l'absorption, on peut utiliser la partie imaginaire d'indice $n_{\perp X}^2$.

5.6 Transfert d'énergie de l'onde au plasma

La conséquence la plus importante des équations de Maxwell est probablement la propagation des ondes d'énergie électromagnétique [58]. Selon le théorème de Poynting [63], qui régit la conservation d'énergie pour un système combiné de particules et des champs, la direction de propagation de l'énergie électromagnétique est généralement donnée par le vecteur de Poynting qui est à son tour perpendiculaire aux deux champs orthogonaux électrique et magnétique (\vec{E}, \vec{B}) pour que les ondes EM soient transverses. Les transferts d'énergie sont décrits généralement à l'aide du théorème de Poynting instantané. En utilisant les équations de Maxwell, on obtient

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \wedge \vec{H}) + \left[\vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right] = - \vec{j}_{ext} \cdot \vec{E} \quad (5.36)$$

Dans un solide, il est facile de séparer la signification physique de ces termes

(a) -Le premier terme du membre de gauche représente la variation spatiale d'énergie électromagnétique.

(b)- Le deuxième est provoqué par les courants de polarisation et de magnétisation, provenant du déplacement des atomes, des noyaux autour de leur position d'équilibre en réponse au champ appliqué. Il s'agit d'un transfert d'énergie réversible.

(c)- Le terme de droite est le courant de conduction décrit les interactions de l'onde avec le plasma. Ces interactions prennent la forme d'un transfert d'énergie irréversible. D'autre part, généralement, on peut supposer que le libre parcours moyen est très petit devant la longueur d'onde, ce qui signifie que l'équilibre entre les champs et le milieu est quasi-immédiat [60].

Par contre dans un plasma, la situation est plus compliquée : il n'y a pas de séparation claire entre le courant de conduction et le courant de polarisation : toutes les charges sont libres, mais contribuent également à la polarisation. Ceci implique qu'il n'y a pas d'équilibre entre les champs et le milieu sur une seule période de l'onde et il faudra donc nécessairement travailler sur des quantités moyennes sur un certain nombre de périodes[57]. Une analyse énergétique à l'échelle de la période n'a pas de sens physique. On utilise une forme eikonale pour toutes les quantités oscillantes. Ainsi, on écrit le champ électrique comme

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \left[\vec{E}_0 e^{i\Psi} + \vec{E}_0^* e^{-i\Psi} \right] \quad (5.37)$$

\vec{E}_0^* est le conjugué complexe de \vec{E}_0 .

La fonction eikonale peut être approximée par

$$\Psi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \quad (5.38)$$

Si on considère la multiplication de deux quantités \vec{A} et \vec{B} dont la forme donnée par (5.38), on trouve

$$\langle \vec{A} \cdot \vec{B} \rangle = \frac{1}{2} \Re \left(\vec{A}_0 + \vec{B}_0^* \right) \quad (5.39)$$

Appliquant cette formule de la moyenne d'un produit à la relation (5.36), on trouve

$$\langle \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \wedge \vec{H}) \rangle + \left[\left\langle \vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right\rangle \right] = - \langle \vec{j}_{ext} \cdot \vec{E} \rangle \quad (5.40)$$

On obtient, alors le théorème de Poynting

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{S}_0 + \vec{T}) = -P_{abs} \quad (5.41)$$

Où W est la densité d'énergie électromagnétique. Elle contient les énergies magnétique $B_0^2 / 2\mu_0$ et électrostatique $\frac{1}{2} \vec{E}_0^* \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\omega \vec{K}^h \right) \vec{E}_0$;

$$W = \frac{1}{2} \left[\frac{B_0^2}{\mu_0} + \vec{E}_0^* \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\omega \overline{\overline{K}}^h \right) \vec{E}_0 \right] \quad (5.42)$$

T est le flux cinétique associé au mouvement cohérent des particules avec l'onde (k vecteur d'onde)

$$T = -\frac{\omega}{2} \vec{E}_0^* \frac{\partial \overline{\overline{K}}^h}{\partial k} \vec{E}_0 \quad (5.43)$$

\vec{S}_0 est le vecteur de Poynting dans le vide décrivant le flux d'énergie électromagnétique

$$\vec{S}_0 = \frac{1}{\mu_0} \Re \left(\vec{E}_0^* \wedge \vec{B}_0 \right) \quad (5.44)$$

et pour une onde propageant dans un plasma chaud magnétisé de manière perpendiculaire au champ magnétique, polarisée en mode X, la densité de puissance absorbée exprimée par

$$P_{abs} = \omega \vec{E}_0^* \overline{\overline{K}}_a \vec{E}_0 \quad (5.45)$$

Donc le coefficient d'absorption [61] est donné par

$$\alpha = \frac{P_{abs}}{S} \quad (5.46)$$

Où $S = S_0 + T$.

Le tenseur diélectrique est

$$\overline{\overline{K}} = \overline{\overline{K}}^h + i \overline{\overline{K}}^a \quad (5.47)$$

Avec $\overline{\overline{K}}^h$ la partie hermitienne et $\overline{\overline{K}}^a$ la partie anti-hermitienne du tenseur de permittivité diélectrique.

5.7 Conclusion

En résolvant la relation de dispersion pour ω fixée, on peut tirer beaucoup d'informations sur les caractéristiques de l'onde dans un plasma uniforme magnétisé. En cherchant les solutions pour n , on peut définir une coupure pour une indice de réfraction nul ou une résonance lorsque l'indice tend vers l'infini. Dans le cas où l'indice est complexe, il y a des modes propagatifs ordinaire et extraordinaire si $n^2 > 0$ et un mode évanescent si $n^2 < 0$.

Un transfert d'énergie s'établit entre l'onde et le plasma et est caractérisé par le théorème de Poynting qui donne la puissance absorbée par le plasma. Ce théorème traduit aussi la relation entre la densité d'énergie électromagnétique, le vecteur de poynting et le flux cinétique présentant l'énergie portée par l'onde.

Cette énergie est transférée aux particules résonnantes avec l'onde à des fréquences bien déterminées: la fréquence hybride haute et la fréquence hybride basse du mode extraordinaire pour une propagation perpendiculaire au champ magnétique. Cette puissance qui contribue aux mouvements des particules convertie en énergie cinétique et enfin en énergie thermique.

Ce mécanisme de transfert d'énergie en plasma froid similaire à celui discuté en troisième chapitre produit par l'absorption ou l'amortissement Landau pour les plasmas chauds. Les particules dont la vitesse est légèrement inférieure à la vitesse de phase de l'onde vont être accélérées par le champ électrique de l'onde pour atteindre la vitesse de phase. Au contraire, les particules dont la vitesse est légèrement supérieure à la vitesse de phase de l'onde vont être décélérées, cédant leurs énergies à l'onde.

Le modèle du plasma froid ne décrit pas l'absorption des ondes cyclotroniques électroniques, car la relation de dispersion froide ne met pas en évidence la condition de résonance $\omega = n\omega_{ce}$ de ces ondes définies pour $\omega > \omega_{ce}$.

Les interactions onde particules sont l'un des processus les plus étudiés non seulement dans la physique de plasma de fusion mais il a été étendu à d'autres domaines de la physique.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

L'objectif des travaux de cette thèse est consisté à étudier l'interaction onde- plasma de tokamak. Notre contribution se résume en quatre points essentiels :

- 1- La description du milieu plasma à l'aide du modèle approprié (cinétique, fluide et magnétohydrodynamique).
- 2- L'étude de couplage onde particule afin de déterminer le mode de propagation de l'onde et l'étude des phénomènes produits de cette propagation comme la rotation de Faraday.
- 3- Le chauffage de plasma très dense par les ondes de Bernstein électroniques basé sur la conversion double du mode O-X-B dans un plasma en mode H.
- 4- Le transfert d'énergie de l'onde au plasma (absorption) résulte de l'interaction résonnante de l'onde avec les particules ; constitue le mécanisme de chauffage des plasmas par les OEM.

Les résultats des principales étapes de la recherche que nous avons présenté dans ce manuscrit sont les suivants :

La fusion thermonucléaire contrôlée est une nouvelle source d'énergie, basée sur l'exploitation de l'énergie libérée par la réaction de fusion de deux noyaux légers. Elle offre la possibilité de produire de l'électricité à grande d'échelle, de manière sûre et quasi-illimitée, à partir de combustibles abondantes. Cette réaction de fusion entre le Deutérium et le Tritium n'est significative qu' à une température supérieure à 10 keV (100 millions de degrés) est suffisante pour surmonter leur répulsion électrostatique. Ce qui permet une ionisation totale en formant un gaz d'électrons et des ions appelé plasma. Le plasma

étant constitué de particules chargées, il est possible de le confiner à l'aide de champ magnétique. La configuration la plus prometteuse pour réaliser ce confinement est la machine tokamak. Cette machine dépend fortement de la génération de courant dans le plasma par effet inductif, tout comme pour un transformateur dont le primaire est un bobinage à courant alternatif et le secondaire est le plasma lui-même. Le critère de Lawson présente les conditions nécessaires pour que les réactions de fusion s'entretiennent pour $n \langle T \rangle \tau_E > 3.10^{21} m^{-3} . keV.s$.

La détermination de la propagation des ondes de différente nature qui peuvent se propager dans un plasma froid magnétisé est plus compliquée que dans le vide ou dans les gaz neutres. Elle est basée sur l'étude de couplage onde- particules qui est fondée sur une méthode bien précise permet de déterminer :

- L'écriture des équations de Maxwell permettant de décrire l'onde électromagnétique au sein du plasma comme une perturbation monochromatique.
 - Une description statistique du milieu plasma froid est régie par l'équation cinétique du Boltzmann à l'aide de la fonction de distribution des particules (électron, ion).
 - Une description fluide utilisant les équations de la conservation de vitesse et de densité.
 - Chercher les relations constitutives en calculant la conductivité électrique $(\vec{j} = \sigma \vec{E})$.
- Le couplage entre les équations de la dynamique et les équations de Maxwell se fait via ρ et \vec{j} la densité de charge et de courant respectivement.
- Trouver le tenseur diélectrique et la relation de dispersion (sous forme d'une équation quartique).
 - L'obtention d'une grande variété de modes de propagation dans le plasma en résolvant l'équation de dispersion.
 - Et enfin la détermination des solutions selon la propagation est parallèle, perpendiculaire ou oblique.

La rotation de Faraday est un phénomène qui résulte de la propagation parallèle au champ magnétique d'une onde plane monochromatique polarisée linéairement dans un plasma. Une application de ce phénomène est l'isolateur magnéto-optique dont le principe est de

ne laisser passer l'onde (lumière) que dans une direction unique.

Un plasma chaud, est un plasma non collisionnel dont les effets thermiques sont pris en considération. la description cinétique en utilisant l'équation de Vlasov est la plus appropriée pour un tel milieu.

-L'amortissement ou l'absorption Landau est dû à l'échange d'énergie entre une onde et une particule dans un plasma chaud dont la vitesse est approximativement égale à la vitesse de l'onde. Les particules dont la vitesse est légèrement inférieure à la vitesse de phase de l'onde vont être accélérées par le champ électrique de l'onde pour atteindre la vitesse de phase. Par contre, les particules dont la vitesse est légèrement supérieure à la vitesse de phase de l'onde vont être décélérées, cédant leurs énergies à l'onde.

-La relation de dispersion chaude a été trouvée à l'aide de la fonction de dispersion et ses dérivées qui ont une large gamme d'applications dans les descriptions des ondes de petite amplitude.

-Les ondes de Bernstein sont des ondes électrostatiques propageant dans un plasma chaud perpendiculairement au champ magnétique. Ces ondes sont couplées avec le mode extraordinaire dans une même relation de dispersion et elles sont séparées en utilisant l'approximation du modèle de plasma froid.

Dans la partie expérimentale réalisée sur le Tokamak à Configuration Variable (TCV) du Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) de Lausanne, nous exposons les différents résultats de chauffage ECRH et EBWH :

Le chauffage EC se base sur l'interaction résonnante d'une onde électromagnétique avec les électrons dans une région du plasma où la fréquence de l'onde est une harmonique de la fréquence cyclotron des électrons.

- Le système ECRH de TCV est composé de 6 gyrotrons à la fréquence de 82.7 GHz pour le chauffage en mode X à la seconde harmonique (X2) et de 3 gyrotrons à la fréquence de 118 GHz pour le chauffage en mode X à la troisième harmonique (X3). Chaque gyrotron délivre une puissance nominale de 0.5 MW pendant 2 s dans TCV, la puissance totale est de 4.5 MW.

- Le système X2 permet le chauffage de plasmas jusqu'à la densité de coupure X2, au delà de laquelle l'onde ne peut plus se propager (se réfléchir). Le système X3 permet d'étendre le domaine de densités accessibles pour l'ECH jusqu'à la densité de coupure X3.

Une nouvelle technique de chauffage offre la possibilité de surmonter le problème de la densité limite supérieure rencontrée dans les systèmes X2 et X3 de chauffage micro-ondes CE classique. C'est le chauffage par la conversion double mode du ordinaire (O) lancé du côté du champ bas au mode Bernstein (B) via le mode extraordinaire (X) dans un plasma de tokamak très dense. Car le mode B n'a pas de densité de coupure et ne peut pas propager dans le vide. Les résultats trouvés sont comme suit :

- 1- L'angle d'injection optimal pour la conversion O-X-B a été démontré expérimentalement par les mesures des angles bidimensionnels balayés par les radiations parasites micro-ondes dans des décharges avec l'injection des ondes EC modulées à un rapport cyclique faible.
- 2- Les simulations de la conversion double modes O-X-B par le code tracé de rayon ont été réalisées en démontrant un excellent accord entre les angles optimaux mesurés et simulés.
- 3- Une absorption globale de l'ordre de 60% a été observée avec une sonde diamagnétique à l'injection d'une puissance modulée ECRH à une densité bien supérieure à celle du coupure.
- 4- La distribution spatiale de l'absorption de puissance a été déterminée expérimentalement par l'analyse FFT de l'émissivité des rayons-X-mous à partir d'une caméra à haute résolution spatiale.
- 5- Le dépôt local a été trouvé pour être bien à l'intérieur du coupure du plasma et correspond à la valeur prédite par ART dans les incertitudes expérimentales.
- 6- Les mesures de dépôts de puissance modulée ont été conçus avec un dépôt relativement loin de l'axe en $\rho_{\Psi} \sim 0.7$, afin d'éviter les fortes perturbations en dents de scie qui nuisent à la détection de dépôt central de la puissance.

7- Une augmentation de la température électronique centrale a été mesurée de manière constante par la diffusion Thomson et la méthode des absorbants des rayons -X-mous.

Le transfert d'énergie électromagnétique au plasma par l'interaction onde particules est vérifié théoriquement. Nous avons considéré une onde électromagnétique propageant perpendiculairement au champ magnétique. En utilisant le modèle du plasma froid, nous trouvons deux modes possibles :

- *Mode ordinaire (O)* : c'est un mode électrostatique avec un champ électrique parallèle au champ magnétique. Sa polarisation est rectiligne ; à la coupure sa fréquence est égal à la fréquence de plasma électronique $\omega = \omega_{pe}$, et l'onde se propage tant que sa fréquence est supérieure à ω_{pe} dans le cas contraire l'onde est évanescence son indice devient imaginaire. Ce mode ne contient pas de résonance.

- *Mode extraordinaire (X)* : c'est un mode électromagnétique de polarisation elliptique. Il contient deux coupures dites coupure droite et coupure gauche et deux résonances dites résonance hybride haute et résonance hybride basse.

Dans le cas de résonance, il se crée un *transfert d'énergie* de l'onde au plasma, ceci donne lieu à une absorption de puissance par le plasma. On peut calculer cette puissance en utilisant le théorème de Poynting qui donne la puissance électromagnétique portée par l'onde par $P_{abs} = \omega \overrightarrow{E_0}^* \overrightarrow{K}_a \overrightarrow{E_0}$ avec un coefficient d'absorption $\alpha = P_{abs}/S$.

Ce modèle du plasma froid est valable pour les ondes dont la fréquence est inférieure à la fréquence EC, $\omega < \omega_{ce}$. Dans le cas contraire où $\omega > \omega_c$ on parle des ondes cyclotroniques électroniques et ses harmoniques, qui jouent un rôle important dans le chauffage du plasma. Nous devons utiliser le modèle du plasma chaud pour le mode X. Le chauffage par ces ondes utilise la seconde harmonique X2, $\omega = 2\omega_{ce}$ et la troisième X3, $\omega = 3\omega_{ce}$.

Les différents centres de recherche internationaux poursuivent leurs efforts en vue du développement des connaissances en physique des plasmas et des technologies nécessaires à la production d'électricité par fusion thermonucléaire afin de participer à la construction du réacteur expérimental de fusion ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), le grand événement scientifique de ce siècle.

Perspectives

Ce travail de thèse a permis d'ouvrir de nouvelles perspectives de recherche et suggère les points suivants :

- 1- Le chauffage en mode L, confinement bas pour des densités basses.
- 2- Trouver de nouvelles ondes qui correspondent à ce type de confinement.
- 3- Un nouveau champ de recherche concerne le transfert d'énergie entre les différents espèces de particules surtout dans le domaine des plasmas magnétosphériques.
- 4- La recherche des matériaux capables de résister longtemps aux contraintes imposées (température, résistance aux champs, stabilité aux radiations, importante durée de vie,..) car on ne connaît pour le moment aucun matériau capable de résister longtemps à ces conditions.

ANNEXES

Chapitre 6

Annexes

6.1 Annexe A: Méthode WKB

6.1.1 Définition

La méthode *WKB* est nommée d'après les physiciens *Wentzel*, *Kramers* et *Brillouin*, qui l'ont tous mis au point en 1926. Cette méthode est un outil puissant qui permet d'obtenir une estimation de la solution d'une équation différentielle linéaire dont le terme d'ordre de dérivation le plus élevé est affecté d'un petit paramètre ε sous la forme suivante

$$\varepsilon \frac{d^n y}{dx^n} + a(x) \frac{d^{n-1} y}{dx^{n-1}} + \dots + k(x) \frac{dy}{dx} + m(x) y = 0 \quad (6.1)$$

Cette méthode est utilisable quelque soit l'ordre des EDO linéaires, pour les systèmes aux conditions limites, condition initiale et encore, pour les problèmes à singularités. Enfin, pour le calcul d'intégrales de la solution de système différentiel. L'approximation WKB, ordre après ordre en puissance de ε est la somme d'exponentielles élémentaires de fonctions algébriques ou spéciales, ex: fonction d'Airy.

$$y(x) \sim \exp \left[\frac{1}{\delta} \sum_{n=0} \delta^n S_n(x) \right] \quad (6.2)$$

Dans la limite $\delta \rightarrow 0$, Nous substituons la formule ci-dessus dans l'équation différentielle et en annulant les termes exponentielle qui permettent de résoudre pour un nombre arbitraire de termes $S_n(x)$ dans l'expansion. La théorie WKB est un cas spéciale de l'analyse à échelles multiples.

6.1.2 Exemple d'application sur le mode ordinaire

Dans le tous le travail du thèse nous avons supposer que le plasma est homogène. En réalité, dans la plupart des situations expérimentales, on envoie une onde, depuis l'extérieur, sur un plasma inhomogène. Au cours de sa propagation, la constante diélectrique du plasma varie et l'amplitude du champ électrique, ainsi le nombre d'onde, doivent varier également pour satisfaire localement l'équation d'onde. On peut décrire cette variation lente par la méthode WKB. Cependant, lorsque l'onde rencontre un point singulier, coupure et résonance, les variations sont trop fortes pour que la méthode WKB puisse s'appliquer.

Pour plus de simplification nous envisageons l'exemple du mode O. Dans un plasma homogène, il est défini par l'équation

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (6.3)$$

Si la densité de plasma varie dans la direction x , $\omega_{pe}^2 = \omega_{pe}^2(x)$, l'approximation WKB suppose que la variation est assez lente pour le nombre d'onde soit toujours solution de cette équation

$$k^2(x) = \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2(x)}{c^2} \quad (6.4)$$

On peut écrire pour l'évolution lente de l'amplitude du champ

$$\frac{d^2 E_z}{dx^2} + k^2(x) E_z = 0 \quad (6.5)$$

On cherche une solution de cette équation sous la forme

$$E_z = E(x) e^{i\varphi(x)} \quad (6.6)$$

La phase rapidement variable φ est appelée l'eikonale. Par continuité avec le cas homogène, on choisit $\varphi' = k(x)$. Reportant cette expression dans (6.5) et négligeant la dérivée seconde de E , on obtient la solution WKB

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{k(x)}} \exp[\pm i \int k(x) dx] \quad (6.7)$$

Il est facile de vérifier que cette solution assure que la puissance est conservé au cours de la propagation. Pour l'exemple choisi, la vitesse de groupe est donnée par

$$v_G(x) = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c^2 \frac{k(x)}{\omega} \quad (6.8)$$

et le flux de puissance est proportionnel à

$$v_G \frac{\varepsilon_0}{2} E_z E_z^* = \frac{\varepsilon_0 c^2}{2\omega} E_0^2 = c^{ste} \quad (6.9)$$

On vérifie facilement que la condition de validité de l'approximation WKB est que la longueur d'onde varie peu sur une longueur d'onde

$$\left| \frac{1}{k} \frac{dk}{dx} \right| \ll k \quad (6.10)$$

Ceci n'est évidemment le cas, ni près d'une coupure, ni près d'une résonance. Alors que le traitement de cette dernière ne peut se faire que dans le cadre du plasma chaud, on peut obtenir simplement l'équation générale d'évolution de l'onde au voisinage d'une coupure.

Voisinage d'une coupure :

Puisque k est nul à la coupure on peut utiliser un developpement limité

$$k^2(x) \approx (x - x_c) \left. \frac{dk^2(x)}{dx} \right| = a^2 (x - x_c) \quad (6.11)$$

et l'équation d'évolution du champ devient de la forme

$$\frac{d^2y}{dx^2} + a^2 (x - x_c) y = 0 \quad (6.12)$$

Avec le changement de variable $\xi = -a^{2/3} (x - x_c)$ on obtient l'équation d'Airy

$$y'' - \xi y = 0 \quad (6.13)$$

de sorte que la solution générale s'écrit

$$y(\xi) = C_1 A_i(\xi) + C_2 B_i(\xi) \quad (6.14)$$

Pour $B_i(\xi)$ diverge pour $\xi \rightarrow -\infty$, on a $C_2 = 0$. La solution doit se raccorder, loin de la coupure, aux solutions WKB, qui sont

$x > x_c$:

$$y(x) = \frac{A_1}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[2ia/3 (x - x_c)^{3/2} \right] + \frac{A_2}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[2ia/3 (x - x_c)^{3/2} \right] \quad (6.15)$$

$x < x_c$:

$$y(x) = \frac{B_1}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[2a/3 |x - x_c|^{3/2} \right] + \frac{B_2}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[-2a/3 |x - x_c|^{3/2} \right] \quad (6.16)$$

La fonction d'Airy a les expressions asymptotiques suivantes ($\zeta = 2\xi^{3/2}/3$)

$$A_i(\xi) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\zeta^{1/4}} e^{-\zeta} \quad (6.17)$$

$$A_i(-\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\zeta^{1/4}} \sin \zeta = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-i\pi/4}}{(x-x_c)^{1/4} a^{3/8}} \sin \left[\frac{2}{3} (x-x_c)^{3/2} \right] \quad (6.18)$$

On trouve que $A_2 = -A_1$. Il ya donc reflexion totale à la coupure.

6.2 Annexe B

6.2.1 Diffusion de Thomson

La diffusion Thomson est la diffusion d'un photon de faible énergie sur une particule chargée de matière au repos, généralement un électron libre, c'est-à-dire non lié à un atome. Cette diffusion s'effectue pour des énergies faibles, le rayonnement électromagnétique est absorbé puis réémis par la particule. Durant cette interaction l'énergie transmise à la particule chargée par le photon est négligée, tant que l'énergie des photons ne dépasse pas 45 keV, il s'agit alors d'une diffusion élastique. La direction de propagation de l'onde électromagnétique associée au photon change sans diminution de l'énergie.

Le diagnostic de diffusion Thomson de TCV [43], mesure la température et la densité électroniques locales en combinant l'injection d'un faisceau laser dans le plasma et l'observation de la fraction du rayonnement laser diffusée par les électrons libres du plasma. L'analyse spectrale de la lumière diffusée permet d'évaluer la température électronique et l'intensité du rayonnement est reliée à la densité du plasma.

6.2.2 Le DMPX

Le DMPX (Duplex Multiwire Proportional X-ray counter) est également utilisé pour mesurer les variations spatiales et temporelles de l'émission de rayonnement X. Le détecteur, constitué de deux chambres à fils, est sensible au rayonnement X d'énergie comprise entre 3 keV et 30 keV. Il possède deux caméras, la première comportant 64 lignes de visée et la deuxième 32. L'acquisition des données est effectuée à 200 kHz et la distance entre deux lignes de visée est de 8mm au niveau du plan équatorial de la chambre à vide.

6.2.3 Instabilités macroscopiques

Les dents de scie

Les dents de scie sont des relaxations périodiques du profil de pression au centre du plasma. Leur nom provient de l'évolution temporelle en « dents de scie » de la pression centrale du plasma observée en leur présence. Les dents de scie provoquent une expulsion des particules et de l'énergie situées à l'intérieur de la surface $q = 1$ vers l'extérieur de cette surface, attribuée à une reconnexion des lignes de champ magnétique dans cette région. Par l'aplatissement régulier du profil de pression qu'elles provoquent principalement à l'intérieur de la surface $q=1$, les dents de scie diminuent le temps de confinement de l'énergie. Plus le rayon de la surface $q = 1$ et la fréquence des dents de scie sont élevés, plus l'impact des dents de scie sur le temps de confinement de l'énergie est important.

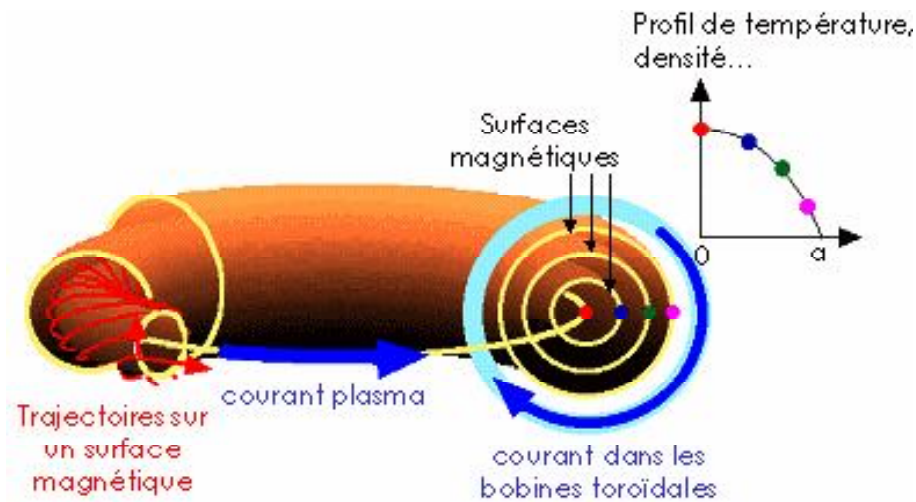
Les ELMs

Les ELMs, de l'anglais « Edge Localized Modes », sont des relaxations périodiques du profil de pression au bord du plasma. En pratique, les ELMs sont observés dans un régime de plasma particulier appelé mode H. Les modes H (High confinement) sont généralement obtenus dans une configuration magnétique avec point X, en augmentant la puissance de chauffage d'un plasma standard, en mode L (Low confinement), au delà d'un certain seuil. Le gradient de pression au bord du plasma, et par conséquent l'énergie totale du plasma, augmentent alors fortement. Même si les ELMs diminuent le confinement de l'énergie en expulsant périodiquement des particules hors du plasma, le temps de confinement de l'énergie des modes H est en général nettement plus élevé que celui des modes L.

6.2.4 Reconstruction de l'équilibre magnétique

L'équilibre magnétique du plasma est reconstruit toutes les 2 ms par le code LIUQE à partir des mesures du flux du champ magnétique poloïdal effectuées par les sondes situées à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre à vide. Le plasma est supposé axisymétrique et

l'équation de Grad-Shafranov est résolue itérativement de manière à obtenir une description du flux du champ magnétique poloidal qui reproduise le plus précisément possible les mesures magnétiques effectuées (voir les surfaces magnétiques).



Figur 6-1: Les surfaces magnétiques

6.2.5 Surface d'indice et cônes de résonance

La surface des indices est la représentation polaire de n en fonction de l'angle de propagation θ . On obtient ainsi une surface des indices pour chaque mode propagatif.

Le mode est propagatif en propagation parallèle [38]

Dans ce cas, on a $S - D^2 / (P - S) > 0$ et la vitesse de phase est réelle seulement si

$$\tan^2 \theta \leq -\frac{P}{S} \quad (6.19)$$

La surface des indices correspondante est *une lemniscoïde* en forme d'haltère (Voir la figure 6-2-(b))

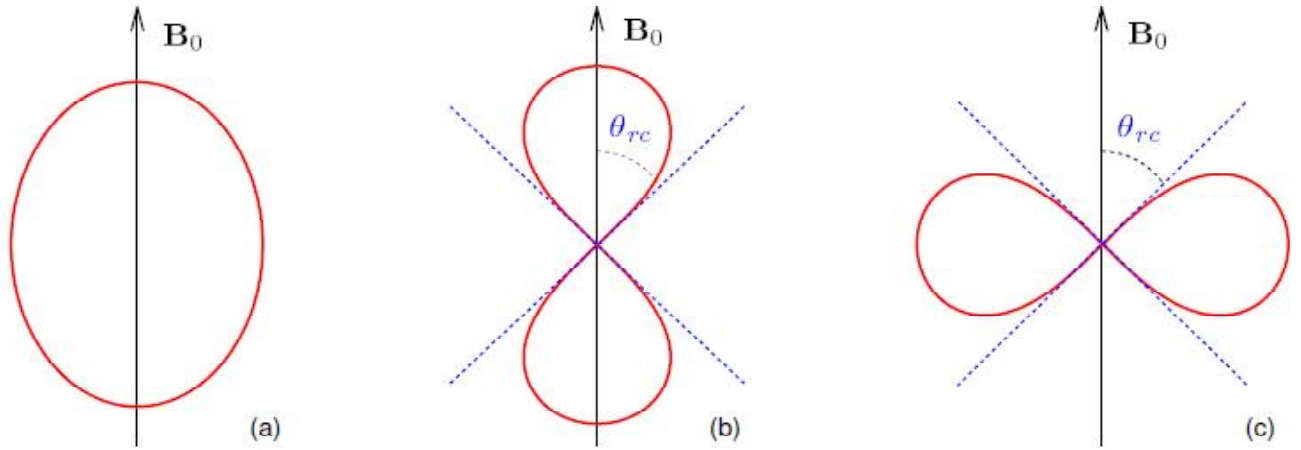


Figure 6-2 Surfaces des indices: (a) Sphéroïde, (b) Lemniscoïde d'hatère, (c) Lemniscoïde -roue

Le mode est propagatif en propagation parallèle

Dans ce cas, on a $S - D^2/(P - S) < 0$ et la vitesse de phase est réelle seulement si

$$\tan^2 \theta \geq -\frac{P}{S} \quad (6.20)$$

La surface des indices correspondante est *une lemniscoïde* en forme de roue (Voir la figure 6-2-(c)).

Plus que les propriétés géométriques des surfaces des indices ainsi définies, il est important de noter que dans le dernier cas, on a défini un angle limite. Localement, la surface de dispersion se présente comme un cône, et le mode correspondant est appelé cône de résonance (Voir la figure 6-2), caractérisé par l'angle θ_{rc} donné par

$$\tan \theta_{rc} = \sqrt{-\frac{P}{S}} \quad (6.21)$$

Où θ_{rc} désigne l'angle du cône de résonance

6.2.6 Sonde de Langmuir

La sonde de Langmuir est formée d'une tige au bout de laquelle on fixe une plaquette de métal (par exemple du tungstène) qui a un côté conducteur et l'autre isolé. En appliquant un potentiel $V(t)$ en dent-de-scie à cette plaquette et en l'immergeant dans le plasma, il est possible, en analysant la courbe $I(V(t))$, où I est le courant récolté par la sonde, de déterminer la température électronique ainsi que la densité électronique du plasma localement [4].

Abréviations

O.P.M.....	Onde plane monochromatique.
MHD.....	Magnétohydrodynamique.
EBE electron Bernstein emission	L'émission de Bernstein électronique.
EBW electron Bernstein wave	Les ondes de Bernstein électronique.
EB electron Bernstein.....	Electron Bernstein.
ECE electron cyclotron emission.....	L'émission cyclotronique électronique.
ECRH electron cyclotron resonance heating.....	Chauffage par la résonance cyclotronique électronique.
EC electron cyclotron.....	Electron cyclotron.
ELM edge localized mode.....	Mode localisé au bord.
FLR finite Larmor radius.....	Rayon de Larmor Fini.
FX fast extraordinary.....	Extraordinaire Rapide .
HFS, LFS high and low field side	Côté bas champ, Côté hat champ.
SX slow extraordinary	Extraordinaire lente.
EM electromagnetic.....	Electromagnétique.
TS Thomson scattering	Diffusion de Thomson.
UH upper hybrid.....	Hybride haute.
UHR , upper hybrid resonance.....	Résonance hybride haute.
X, X2 extraordinary, 2nd harmonic X-mode...	Extraordinaire, second harmonique du mode X.
O, O2 ordinary, 2nd harmonic O- mode.....	Ordinaire, second harmonique du mode O.
Mode H : high confinement.....	Confinemet fort.
Mode L : low confinement.....	Confinemet faible.
FT : Fourier tansform.....	Transformée de Fourier.
FFT : Fast Fourier tansform.....	Analyse rapide de Transformée de Fourier.
ICF	Fréquence cyclotron ionique.
CEF.....	Fréquence cyclotron électronique.

ART : code ray tracing.....Code tracé de rayon.
DMLBoucle diamagnétique.
CMA Diagramm.....Diagramme de CMA.
DMPX.....Duplex Multiwire Proportional X-ray counter.

Bibliographie

- [1] *N.G.Sabri*, (2001), Phénomène de polarisation rotatoire magnétique- Effet Faraday, These de Magistère, université de Tlemcen, Juillet.
- [2] *P.H.Rebut*, (1999), L'énergie des étoiles, la fusion nucléaire contrôlée, Edition Odilejacob,ISBN:2-7381-9752-4, Chp3.
- [3] *N.G.Sabri, T.Benouaz*, (2006), " La Production d'énergie par la Fusion thermonucléaire dans un plasma de Tokamak ». C.U.Bechar, ALGERIE-SIPE8.
- [4] *P.Blanchard*, (1999), Accélérateur coaxial à plasma, TP avancé, Lausanne.
- [5] *J. Howard*,(2002), Introduction to plasma physics, C17 Lecture Notes, Australian narinal university.
- [6] *S. Régnier*, (2001), Analuses des structures magnétiques solaires par SOHO. Modélisation magnétohydrodynamique à 3 dimensions, chapitre 2; Thèse de Doctorat; Université de Paris-Sud.
- [7] *F. Mottez*, (2008) , Equations plasmiques pour amateurs de machin-choses compliqués, cour, 11 janvier.
- [8] *D.F.Escande*, (2005), Plasma thermonucléaire confiné magnétiquement: un système complexe, Journal Images de la physique ISSN 0290-0041, pp. 39-44.
- [9] *M.Chatelier, P.Magaud*, (2003), Les perspectives de la fusion thermonucléaire, Revue des Ingénieurs.

- [10] *CEA*, Cadarache, (2007), Site Web Officiel, www.fusion-magnetique.cea.fr
- [11] *M.Chatelier, P.Magaud*, (2004), « La fusion par confinement magnétique », Association Euratom-CEA, Revue CLEPS CEA-N° 49.
- [12] *B. Labit*, (2002), thés de doctorat, université de Provence, Transport de chaleur électronique dans un Tokamak par simulation numérique directe d'une turbulence de petite echelle, quelque généralités sur la fusion.
- [13] *G.Tresset*, (2002), « Caractérisation, Modélisation et contrôle des scénarios avancés dans le Tokamak JET », Thèse de doctorat, Marseille .
- [14] *L. Sacco*, (2008), Fusion thermonucléaire : deux difficultés en moins pour le projet Iter, Futura-Sciences Magazine.
- [15] *S.Kehtaris*, (2003), « Fusion nucléaire & Tokamak », Présentation PPT,
- [16] *M.Decroisette & al.*, (2005), La Fusion thermonucléaire par confinement inertiel, De la Recherche Fondamentale à la Production d'Energie.
- [17] *A.Zabolotskiy*, (2005), « Particule transport in Tokamak Plasma », Thèse de doctorat, Lausanne.
- [18] *R.D.Hazeline, J. D.Meiss*, (2003), " Plasma confinement, Dover publication, Book.
- [19] *N.G.Sabri, T.Benouaz* (2009), " Magnetic confinement of the plasma fusion by Tokamak machine" ICTON Mediterranean Winter Conférence. Publication IEEE, pp.1-5.
- [20] *D.Campbell*, (1998), Magnetic confinement fusion, Europhysics News ,The Net Team, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany.
- [21] *J.W. Coenen*, (2009), The influence of dynamic ergodic Divector on the radial electric field at the Tokamak TEXTOR,copyright: Forschungszentrum, D16(DISS, Düsseldorf, Univ).

- [22] *M. Chatelier*, (2007), Les défis scientifiques de la fusion magnétique, Conference, Société française de Physique, Grenoble.
- [23] *D.G. Swanson*, (2003), « Plasma Waves », Academic Press, Inc., 002106.
- [24] *T.H. Stix*, (1992), « Waves in Plasmas », Springer-Verlag Newyork, 2 édition, ISBN 0-88318-859-7.
- [25] *V.L. Ginzburg*, (1961), The Propagation of Radio Waves in Plasmas [G&B, New York,]
- [26] *L.Rezeau*, (2010), Ondes dans les plasmas, Introduction à la physique des plasmas, Cours, LPP.
- [27] *R. Dumont*, (2004), ondes dans les plasma, Ecole d'été Plasmas Chauds - Cadarache.
- [28] *L.Rezeau, G. Belmont*, (2007), Quelques propriétés des plasmas, cour de physique de plasma, 5 janvier .
- [29] *V. M. Ginzburg*, (1970), The propagation of electromagnetic waves in plasmas (Pergamon press, Oxford, UK), 2nd edition.
- [30] *F. Richard*, (2004), The physics of plasmas, course, university of Texas.
- [31] *N.G.Sabri, T.Benouaz* (2009) The Magneto-Optic Rotation in Magnetised Plasma Study of Magneto-Optic Isolator Mediterranean Winter, ICTON-MW'08 , 2nd ICTON, 11-13 Dec. 2008, pp.1-5, IEEE, ISBN : 978-1-4244-8.
- [32] *P.Bertrand*, (2004), Description cinétique de la turbulence dans un plasma de Tokamak, Ecole d'Aquitaine onde & matière, Maubuisson.
- [33] *M.Moncuquet*, (2001), Cours Méthodes numériques de DESS, Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA), Paris.

- [34] *F. Volpe*, (2003), Electron Bernstein emission diagnostic of electron temperature profile at W7-AS Stellarator, PhD thesis, IPP Garching and Greifswald, IPP Report 13/1, (124 pages).
- [35] *H. P. Laqua*, (2007), Electron Bernstein wave heating and diagnostic; iop publishing, Plasma physics and controlled fusion, Plasma Phys. Control. Fusion 49.
- [36] *E. Sonnendrücker*, (2010), Approximation numérique des équations de Vlasov-Maxwell, Notes du cours de M2 .
- [37] *R. Fitzpatrick*, (2008), Course of The Physics of Plasmas, The University of Texas at Austin, 19-12.
- [38] *R. Dumont*, (2004), Ondes dans les plasma, Ecole d'été Plasmas Chauds - Cadarache.
- [39] *Y. S. Baea, W. Namkung*, (2004), Plasma Sheath Lab, Theory of Waves in Plasmas, September 13.
- [40] *Miyamoto*, (2004), Plasma Physics and Controlled Nuclear fusion, University of Tokyo, p-p 203-211.
- [41] *G. Bonhomme*, (2007), Chauffage par ondes dans les Tokamaks, 6ème Journées du Réseau Plasmas Froids, Bonascre.
- [42] *CRPP*, (2003), Official site Web: http://crppwww.epfl.ch/crpp_tcv.html#what; Centre de Recherche en Physique des Plasmas.
- [43] *Y. Camenen*, (2006), Étude du transport d'énergie thermique dans les plasmas du tokamak à configuration variable au moyen de chauffage électronique cyclotronique, thèse de doctorat, N°3618, EPFL Lausanne, .
- [44] *A. Pochelon & al.*, (2007), Electron Bernstein wave heating of over-dense H-mode plasmas in the TCV tokamak via O-X-B double mode conversion, IOP publishing and International Atomic Energy Agency, Nucl. Fusion 47 15521558.

- [45] *A. Zabolotskiy*, (2005), particle transport in tokamak plasmas, thèse de doctorat, N° 3252, EPFL Lausanne.
- [46] *S. V. Undintsev*, (2003), Electron temperature dynamics of TEXTOR plasma, thesis of doctorate, Netherlands, (123 pages).
- [47] *A. Marinoni*, (2009), Plasma Fluctuation Studies in the TCV Tokamak: Modeling of Shaping Effects and Advanced Diagnostic Development, thèse de doctorat, N° 4516, EPFL Lausanne .
- [48] *M. Bilek*; (2003), Course of applied plasma physic, School of physics, university of Sydney, February (Chp7).
- [49] *T. C. Luce*; (2002) Applications of High-Power Millimeter Waves in Fusion Energy Research, IEEE Transactions on plasma science, Vol. 30, NO. 3.
- [50] *H. P. Laqua*, (2007), Electron Bernstein wave heating and diagnostic; IOP publishing, Plasma physics and controlled fusion, Plasma Phys. Control. Fusion 49, R1R42.
- [51] *A. Mueck & al*, (2006), Electron Bernstein Wave Heating and Emission in the TCV Tokamak, 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 ECA Vol.30I, P-1.153.
- [52] *A. Mueck & al*, (2007), Electron Bernstein Wave Heating and Emission in the TCV Tokamak, Publication, Fusion Science and Technologie, vol 52.
- [53] *A. Mueck & al*, (2007), Demonstration of Electron Bernstein Wave Heating in a Tokamak via O-X-B Double Mode Conversion, Publication, Physical Review Letters, PRL 98, 175004.
- [54] *N. Sabri, T. Benouaz*, (2004), Properties of a Dielectric In The Presence of Static Magnetic Field, Algerian Journal of Advanced Material, Vol.3, pp 425-427.

- [55] *N.G.Sabri, T.Benouaz*, (2009), " The characteristic modes of polarization in plasma».Université de Bechar, ALGERIE-SIPE9 Bechar 2009.
- [56] *P.Popovitch*, (2004), Low frequency electromagnetic wave, Propagation in 3D plasma configurations, PhD thesis, EPFL, Lausanne.
- [57] *R.Dumont*, (2005), Waves in the plasma of Tokamak, Interaction wave-plasma, Master rayonnement, Plasma and Astrophysics, Association Euratom-CEA, pp 15-20.
- [58] *N.G. Sabri, T.Benouaz, A.Cheknane*, (2009)Transfers of Electromagnetic Energy in Homogeneous Plasma International Review of Physics (I.RE.PHY), Vol.3,N.1, pp. 11-15.
- [59] *V.Yadav, D.Bora*, (2004), Electron cyclotron resonance heating in a short cylindrical plasma system , Pramana, Journal of Physics Vol. 63, No. 3, pp.563-577.
- [60] *E. Sebelin*,(1997), Développement des méthodes numériques pour la résolution de la propagation et de l'absorption de l'onde hybride dans les tokamaks, thèse de doctorat, Laboratoire d'accueil au Commissariat à l'Energie Atomique, p-p 25-35.
- [61] *G. Arnoux*, (2005), chauffage de plasma par ondes électromagnétiques à la troisième harmonique de la fréquence cyclotron des électrons dans le tokamak TCV. Thèse de Doctorat, Lausanne, EPFL,Suisse.
- [62] *R.Dumont*, (2001), Contrôle du profil de courant par ondes cyclotroniques électroniques dans les tokamak,thèse de doctorat, université de Henri Poincaré, Nancy I.
- [63] *N.G.Sabri, T.Benouaz*, (2008), " Transfers of Electromagnetic Energy to Plasma». 2nd International Conference on Electrical Engineering Design and Technologies ICEEDT08. November 8-10, 2008 Hammamet, Tunisia.