

PLASMAS COLLISIONNELS
PHYSIQUE DES DÉCHARGES RF ET MICRO-ONDE

Grenoble Sciences

Grenoble Sciences est un centre de conseil, expertise et labellisation de l'enseignement supérieur français. Il expertise les projets scientifiques des auteurs dans une démarche à plusieurs niveaux (référés anonymes, comité de lecture interactif) qui permet la labellisation des meilleurs projets après leur optimisation. Les ouvrages labellisés dans une collection de Grenoble Sciences ou portant la mention « Sélectionné par Grenoble Sciences » (*Selected by Grenoble Sciences*) correspondent à :

- des projets clairement définis sans contrainte de mode ou de programme,
- des qualités scientifiques et pédagogiques certifiées par le mode de sélection (les membres du comité de lecture interactif sont cités au début de l'ouvrage),
- une qualité de réalisation assurée par le centre technique de Grenoble Sciences.

Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean BORNAREL, Professeur émérite à l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1

Pour mieux connaître Grenoble Sciences :
<https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr>

Pour contacter Grenoble Sciences :
Tél : (33) 4 76 51 46 95, e-mail : grenoble.sciences@ujf-grenoble.fr

Livres et pap-ebooks

Grenoble Sciences labellise des livres papier (en langue française et en langue anglaise) mais également des ouvrages utilisant d'autres supports. Dans ce contexte, situons le concept de **pap-ebook**. Celui-ci se compose de deux éléments :

- un **livre papier** qui demeure l'objet central avec toutes les qualités que l'on connaît au livre papier,
- un **site web compagnon** qui propose :
 - › des éléments permettant de combler les lacunes du lecteur qui ne posséderait pas les prérequis nécessaires à une utilisation optimale de l'ouvrage,
 - › des exercices pour s'entraîner,
 - › des compléments pour approfondir un thème, trouver des liens sur internet, etc.

Le livre du **pap-ebook** est autosuffisant et certains lecteurs n'utiliseront pas le site web compagnon. D'autres l'utiliseront et ce, chacun à sa manière. Un livre qui fait partie d'un **pap-ebook** porte en première de couverture un logo caractéristique et le lecteur trouvera la liste de nos sites compagnons à l'adresse internet suivante :

<https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr/pap-ebooks>

Grenoble Sciences bénéficie du soutien du **ministère de l'Enseignement supérieur et de la Recherche** et de la **région Rhône-Alpes**.
Grenoble Sciences est rattaché à l'**Université Joseph Fourier** de Grenoble.

ISBN 978 2 7598 1129 8
© EDP Sciences 2014

PLASMAS COLLISIONNELS
PHYSIQUE DES DÉCHARGES RF ET MICRO-ONDE

Michel MOISAN et Jacques PELLETIER

edp sciences

17, avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf - BP 112
91944 Les Ulis Cedex A - France

Plasmas collisionnels

Physique des décharges RF et micro-onde

Cet ouvrage, labellisé par Grenoble Sciences, est un des titres du secteur *Sciences de la Matière* de la collection *Grenoble Sciences* d'EDP Sciences, qui regroupe des projets originaux et de qualité. Cette collection est dirigée par Jean BORNAREL, Professeur émérite à l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1.

Comité de lecture de la première édition :

- Michel AUBÈS, Professeur à l'Université Paul Sabatier (Toulouse)
- Jacques DEROUARD, Professeur à l'Université Joseph Fourier (Grenoble)
- Ana LACOSTE, Professeur à l'Université Joseph Fourier (Grenoble)
- Bachir SAOUDI, physicien à l'Université de Montréal
- avec le concours de Cédric DE VAULX et Didier RIEU

Mise en page : Danielle KÉROACK ; figures : Danielle KÉROACK et Sylvie BORDAGE ; illustration de couverture : Alice GIRAUD, d'après les photos fournies par Ana LACOSTE (Université Joseph Fourier). Cette nouvelle édition a été suivie par Stéphanie TRINE, Anne-Laure PASSAVANT et Sylvie BORDAGE.

Autres ouvrages labellisés sur des thèmes proches (chez le même éditeur) :

Introduction à la mécanique statistique (*E. Belorizky & W. Gorecki*) • Mécanique statistique. Exercices et problèmes corrigés (*E. Belorizky & W. Gorecki*) • La cavitation. Mécanismes physiques et aspects industriels (*J.P. Franc et al.*) • Outils mathématiques à l'usage des scientifiques et ingénieurs (*E. Belorizky*) • Magnétisme : I Fondements, II Matériaux (*sous la direction d'E. du Trémolet de Lacheisserie*) • Physique des diélectriques (*D. Gignoux & J.C. Peuzin*) • Supraconductivité. Introduction (*P. Mangin & R. Khan*) • Spectroscopie de résonance paramagnétique électronique. Fondements (*P. Bertrand*) • Spectroscopies infrarouge et Raman (*R. Poilblanc & F. Crasnier*) • La mécanique quantique. Problèmes résolus, Tome I et II (*V.M. Galitski, B.M. Karnakov & V.I. Kogan*) • L'air et l'eau (*R. Moreau*) • Turbulence (*M. Lesieur*) • Les milieux aérosols et leurs représentations (*A. Mailliat*) • Mécanique. De la formulation lagrangienne au chaos hamiltonien (*C. Gignoux & B. Silvestre-Brac*) • Description de la symétrie. Des groupes de symétrie aux structures fractales (*J. Sivardière*) • Symétrie et propriétés physiques. Des principes de Curie aux brisures de symétrie (*J. Sivardière*) • Energie et environnement. Les risques et les enjeux d'une crise annoncée (*B. Durand*) • En Physique, pour comprendre (*L. Viennot*) • Naissance de la Physique (*M. Soutif*) • Du Soleil à la Terre. Aéronomie et météorologie de l'espace (*J. Liliensten & P.L. Blelly*) • Sous les feux du Soleil, vers une météorologie de l'espace (*J. Liliensten & J. Bornarel*) • Méthodes numériques appliquées (*J.P. Grivet*) • Analyse numérique et équations différentielles (*J.P. Demailly*) • Analyse statistique des données expérimentales (*K. Protassov*) • Minimum Competence in Scientific English (*J. Upjohn, S. Blattes & V. Jans*) • Approximation hilbertienne (*J. Gaches & M. Attéa*)

et d'autres titres sur le site internet :

<https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr>

TABLE DES MATIÈRES

Avant-propos	1
Remerciements	3
Symboles et abréviations	5
Constantes	10
Chapitre 1. Le milieu plasma : définition et principales grandeurs	11
1.1. Définition et nature essentielle du plasma	11
1.1.1. Un plasma est un milieu à comportement collectif	11
1.1.2. Un plasma est un milieu macroscopiquement neutre	12
1.1.3. Premiers exemples de plasma	13
1.2. Domaines d'étude et d'applications	15
1.2.1. Fusion thermonucléaire contrôlée	15
1.2.2. Astrophysique et physique de l'environnement spatial	17
1.2.3. Pompage des lasers	18
1.2.4. Chimie dans les plasmas	19
1.2.5. Traitement de surface	20
1.2.6. Stérilisation d'objets médicaux	21
1.2.7. Analyse élémentaire (chimie analytique)	22
1.2.8. Éclairage	23
1.2.9. Écrans plasma	23
1.2.10. Sources d'ions	23

1.2.11. Propulseurs ioniques	24
1.3. Différents types de décharge en laboratoire	25
1.3.1. La décharge en courant continu ou alternatif de basse fréquence	25
1.3.2. La décharge de haute fréquence (HF)	25
1.3.3. La décharge par rayonnement laser	26
1.4. Densité électronique et température d'un plasma	26
1.4.1. Domaine des valeurs de densité électronique des plasmas	26
1.4.2. Concept d'équilibre thermodynamique et définition de la température d'un plasma	27
1.4.3. Divers niveaux d'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique complet	30
1.5. Fréquence propre d'oscillation des électrons d'un plasma	32
1.5.1. Origine et description du phénomène	32
1.5.2. Calcul de la fréquence propre des électrons du plasma	34
1.6. Longueur de DEBYE : effet d'écran dans les plasmas	36
1.6.1. Description du phénomène	36
1.6.2. Calcul du potentiel exercé par un ion dans un plasma à deux températures : définition de la longueur de DEBYE	37
1.7. Phénomènes de collision dans les plasmas	42
1.7.1. Types de collision	42
1.7.2. Échange de quantité de mouvement et transfert d'énergie lors d'une collision entre deux particules	45
1.7.3. Section efficace microscopique différentielle	53
1.7.4. Section efficace microscopique intégrée (totale)	57
1.7.5. Section efficace macroscopique totale	59
1.7.6. Expression de la température d'un plasma en électron-volt	61
1.7.7. Fréquence de collision et libre parcours probable entre deux collisions	63
1.7.8. Fréquence moyenne de collision et libre parcours moyen	64
1.7.9. Exemples de sections efficaces collisionnelles	67

1.8. Mécanismes de perte et de création des particules chargées	72
1.8.1. Mécanismes de perte	72
1.8.2. Mécanismes de création	74
1.8.3. Équation de conservation des particules chargées	75
Chapitre 2. Mouvement individuel d'une particule chargée dans E et B	77
2.1. Équation générale du mouvement d'une particule chargée	79
2.1.1. Équation du mouvement	79
2.1.2. Équation des forces vives	80
2.2. Analyse de cas particuliers de E et B	80
2.2.1. Champ électrique seul ($B = 0$)	81
2.2.2. Champ magnétique constant et uniforme	90
2.2.3. Champ magnétique (légèrement) non uniforme ou (lentement) variable dans le temps	111
Chapitre 3. Description hydrodynamique d'un plasma	131
3.1. Considérations élémentaires sur l'équation de BOLTZMANN	133
3.1.1. Présentation sommaire de l'équation de BOLTZMANN	133
3.1.2. Approximation du terme de collisions élastiques de BOLTZMANN : relaxation de la fonction de distribution vers un état isotrope	136
3.1.3. Deux méthodes classiques de recherche de solution analytique de l'équation de BOLTZMANN	138
3.2. Fonctions de distribution et notions de corrélation	138
3.2.1. Densité de probabilité de présence dans l'espace des phases	139
3.2.2. Fonction de distribution simple (cas de particules corrélées)	140
3.2.3. Fonction de distribution simple (cas de particules non corrélées) .	140
3.2.4. Fonction de distribution double (cas de particules corrélées)	141
3.2.5. Fonction de distribution double (cas de particules non corrélées) .	142
3.2.6. Fonction de distribution à N -tuples	142
3.3. Fonctions de distribution et grandeurs hydrodynamiques	143

3.4.	Conductivité électrique due aux électrons d'un plasma	146
3.4.1.	Forme cinétique de la conductivité électrique due aux électrons en champ HF	146
3.4.2.	Forme hydrodynamique de la conductivité électrique due aux électrons en champ HF	149
3.5.	Équations de transport	151
3.5.1.	Équation de continuité (1 ^{er} moment hydrodynamique : moment d'ordre zéro en \mathbf{w})	153
3.5.2.	Équation de transport de quantité de mouvement (2 ^e moment hydrodynamique : moment d'ordre un en \mathbf{w})	155
3.5.3.	Équations du moment d'ordre deux en \mathbf{w}	161
3.5.4.	Équations des moments d'ordres supérieurs	166
3.6.	Fermeture des équations de transport	166
3.7.	Modèle du plasma d'électrons de LORENTZ	170
3.8.	Diffusion et mobilité de particules chargées	171
3.8.1.	Les concepts de diffusion et de mobilité	171
3.8.2.	Solution de l'équation de LANGEVIN avec dérivée particulaire nulle ($d\mathbf{v}/dt = 0$)	173
3.9.	Modes propres de diffusion	180
3.9.1.	Notions de modes propres de diffusion : étude d'une post-décharge temporelle	181
3.9.2.	Distribution spatiale de la densité des particules chargées en régime stationnaire de diffusion	185
3.10.	Diffusion en régime ambipolaire	187
3.10.1.	Hypothèses nécessaires à une description analytique complète du régime de diffusion ambipolaire	188
3.10.2.	Équations régissant la diffusion ambipolaire et le régime de transition de la diffusion libre vers la diffusion ambipolaire	189
3.10.3.	Valeur de l'intensité du champ électrique de charge d'espace	191
3.10.4.	Expression de la densité des charges ρ_0 sur l'axe : limite de validité du calcul analytique	192
3.10.5.	Conditions à remplir pour qu'une décharge en mode de diffusion soit en régime ambipolaire	195

3.11. Diffusion ambipolaire en champ magnétique statique	197
3.12. Régime de chute libre par opposition à celui de diffusion	199
3.13. Loi d'échelle $T_e(pR)$	200
3.13.1. Hypothèses du modèle	201
3.13.2. Dérivation de la relation $T_e(p_0R)$	202
3.14. Notion de gaine	208
3.14.1. Cas d'un potentiel de paroi positif par rapport au potentiel du plasma : gaine électronique	208
3.14.2. Cas d'un potentiel de paroi négatif par rapport au potentiel de plasma : gaine ionique	210
3.14.3. Potentiel flottant	213
Chapitre 4. Introduction à la physique des décharges HF	215
4.1. Préambule	215
4.2. Transfert de puissance du champ électrique à la décharge	217
4.2.1. Décharge en courant continu	217
4.2.2. Décharges HF	221
4.2.3. Décharges HF en présence d'un champ magnétique statique	223
4.2.4. Évolution de la valeur de θ en fonction de \bar{n}_e dans diverses conditions de plasma	229
4.3. Influence de la fréquence	232
4.3.1. Position du problème	232
4.3.2. Fonction de distribution en énergie des électrons en régime non stationnaire	234
4.3.3. FDEE en régime stationnaire	236
4.3.4. Trois cas limites de l'influence de ω sur la FDEE stationnaire	237
4.3.5. Influence de ω sur la valeur de la puissance θ	239
4.3.6. Densité d'espèces produites par seconde à densité de puissance absorbée constante : efficacité énergétique	240
4.3.7. Résultats expérimentaux et modélisation	241
4.3.8. Conclusion sommaire à l'étude des propriétés des plasmas HF à basse pression	246

4.4. Les plasmas HF à haute pression	246
4.4.1. Observation expérimentale des phénomènes de contraction et de filamentation à la pression atmosphérique	247
4.4.2. Modélisation du phénomène de la contraction à la pression atmosphérique	252
4.4.3. Validation par un modèle auto-cohérent des hypothèses émises sur la contraction à la pression atmosphérique	257
4.4.4. Décharges à pression atmosphérique en expansion résultant de l'addition de traces de gaz rares	259
4.4.5. Résumé des propriétés des plasmas HF à haute pression	262
Exercices du chapitre 1	263
Exercices du chapitre 2	313
Exercices du chapitre 3	363
Exercices du chapitre 4	419
Annexes	435
A1. Rappels sur la fonction de distribution des vitesses de MAXWELL-BOLTZMANN (M-B)	435
A2. Expression complète de la loi de SAHA	439
A3. Équilibre thermodynamique local partiel	441
A4. Représentation des collisions binaires dans les repères du centre de masse et du laboratoire	443
A5. Interactions collisionnelles de nature coulombienne. Limitation de leur portée (logarithme coulombien)	444
A6. Ionisation par étapes	456
A7. Notions de tenseur	459
A8. Opérations sur les tenseurs	462
A9. Orientation de $\mathbf{w}_{2\perp}$ dans le trièdre de référence ($\mathbf{E}_{0\perp} \wedge \mathbf{B}$, $\mathbf{E}_{0\perp}$, \mathbf{B})	467
A10. Force agissant sur une particule chargée dans la direction d'un champ \mathbf{B} faiblement non uniforme axialement	468

A11. Le moment magnétique, un invariant dans l'approximation du centre de guidage	469
A12. Vitesse de dérive d'une particule chargée soumise à une force F_D dans un champ B	470
A13. Vitesse de dérive magnétique dans le repère de FRENET associé aux lignes de force d'un champ magnétique	471
A14. Harmoniques sphériques	474
A15. Expression des termes de l'équation de transport de la pression cinétique	475
A16. Fermeture de l'équation hydrodynamique de transport de pression cinétique dans le cas d'une compression adiabatique	476
A17. Compléments de calcul pour l'expression de $T_e(pR)$	479
A18. Propagation d'une onde plane électromagnétique dans un plasma et épaisseur de peau	481
A19. Plasmas d'onde de surface (POS)	484
A20. Intégrales utiles et expressions des principaux opérateurs différentiels	488
Bibliographie	493
Références	497
Index	499

Vj ku' r ci g'kpvgpvkqpcmf 'igh'dnc pm

AVANT-PROPOS

Dans les années soixante, la physique des plasmas tirait sa visibilité presque exclusivement de l'engouement pour la réalisation d'un réacteur qui produirait de l'électricité par fusion thermonucléaire contrôlée. Depuis, les applications des plasmas se sont heureusement multipliées et diversifiées, l'une des plus connues, en dehors de l'éclairage, étant l'indispensable opération de gravure dans la fabrication des puces en micro-électronique. En ce début du XXI^e siècle, l'utilisation des plasmas est en pleine expansion et nous pouvons croire, d'après les publications des travaux de recherche actuels, qu'un nombre sans cesse plus grand d'applications industrielles verra le jour. Dans ce développement, les plasmas créés par des champs électromagnétiques de fréquences radio et de micro-ondes jouent un rôle particulièrement important.

Le présent manuel, qui concerne essentiellement la physique des plasmas utilisés en laboratoire et dans l'industrie, est davantage centré sur la compréhension des mécanismes physiques que sur leur description détaillée et finement mathématisée. À ce premier niveau de contact avec cette discipline, il est, en effet, bien important d'assimiler les phénomènes physiques caractéristiques avant d'aborder le formalisme très développé de la théorie cinétique avec son approche microscopique statistique. Pour traduire ces phénomènes physiques en équations, nous ferons appel au modèle hydrodynamique, modèle de type fluide, où les grandeurs physiques sont des valeurs macroscopiques résultant de moyennes statistiques prises sur les grandeurs microscopiques. Ce manuel, destiné aux étudiants des premiers cycles universitaires et aux ingénieurs tournés vers les applications, se situe à un niveau de difficulté moindre que celui de DELCROIX et BERS (respectivement, Université Paris XI et Supélec, et MIT, États-Unis), leur traité constituant, en revanche, une suite intéressante sur le plan théorique.

L'ouvrage est divisé en quatre chapitres. Dans le chapitre 1, sont introduites de façon progressive et de plus en plus précise les notions fondamentales de la physique des plasmas. Le chapitre 2 examine de manière détaillée la trajectoire d'une seule particule chargée soumise à des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} de différentes configurations, mettant l'accent sur le transfert d'énergie du champ \mathbf{E} à la particule et sur sa giration cyclotronique en présence d'un champ \mathbf{B} . Le chapitre 3 montre comment obtenir les équations hydrodynamiques (aussi appelées équations de transport) à partir de l'équation cinétique de BOLTZMANN et fait usage de celles-ci, notamment dans l'étude de la diffusion. On y décrit également la formation des gaines ionique

et électronique et leurs caractéristiques. Le quatrième et dernier chapitre aborde les mécanismes propres au fonctionnement des décharges de hautes fréquences, à faible pression (< 10 torrs) et à forte pression (> 100 torrs). On y présente, en particulier, une analyse du bilan de puissance création-perte d'un électron de la décharge (puissance θ), l'effet de la fréquence du champ HF sur les propriétés du plasma et sur certaines applications. Enfin, une des propriétés propres aux décharges à forte pression est la présence d'ions moléculaires dans des gaz monoatomiques; leur cinétique de création et de perte peut être prépondérante, notamment dans le phénomène de contraction, une caractéristique qui apparaît dans certaines décharges à forte pression. Notons que des éléments essentiels à la compréhension de ce dernier chapitre, tout à fait original, ont été progressivement introduits dans ce but au cours des chapitres précédents.

En dehors des développements traditionnels, le contenu de cet ouvrage est accompagné d'un grand nombre de remarques et de notes de bas de page qui donnent un éclairage particulier ou qui précisent certains points. Quarante-cinq exercices dont les solutions, largement détaillées, sont données en fin d'ouvrage, apportent des compléments souvent indispensables. Le lecteur trouvera, sous forme d'annexes, des éclaircissements aux sujets traités dans le texte principal et des développements mathématiques ainsi qu'un formulaire de relations mathématiques utiles. À la toute fin, un index alphabétique renvoie à des termes nécessitant d'être définis, dont la première apparition dans le texte est portée en caractères italiques et repérée dans l'index par un numéro de page en caractères gras.

Note pour la seconde édition

Des retours sur l'enseignement effectué à partir de la première édition de cet ouvrage ont suggéré un certain nombre de clarifications et de compléments par rapport à la version initiale. Par ailleurs, afin d'apporter un meilleur éclairage et une plus large couverture de la matière traitée dans ce manuel, de nouveaux exercices, dont certains entièrement originaux ou en lien avec des problématiques actuelles, ont été ajoutés.

Michel MOISAN, Jacques PELLETIER

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent d'abord à saluer la contribution inestimable et indéfectible de Danielle KÉROACK (Ph.D. en physique du solide) aussi bien à la dactylographie du manuscrit et en particulier à la transcription de centaines d'équations que comporte l'ouvrage, qu'à leur utilisation pour en tracer des courbes, cela en faisant la chasse au double emploi de symboles et en relevant des incorrections dans les solutions numériques des exercices et plein d'autres choses encore. En plus d'avoir à décrypter nos corrections manuscrites hiéroglyphiques comportant des renvois en tous sens, elle a dû composer avec les modalités complexes du logiciel d'édition Latex, en s'acquittant par ailleurs de ses activités en laboratoire.

Le présent ouvrage a grandement bénéficié au cours de sa préparation des commentaires et suggestions d'un certain nombre de lecteurs, de formations diverses et d'intérêts différents selon qu'il s'agissait d'enseignants, de chercheurs ou d'étudiants, et que nous souhaitons remercier. Plus particulièrement, il convient de souligner pour la première édition le travail considérable de relecture critique tant sur le fond que sur la forme effectué par Bachir SAOUDI (Ph.D. en physico-chimie) qui, par ses nombreuses questions de non-spécialiste en physique des plasmas, nous a obligés tantôt à clarifier ou préciser la rédaction d'un passage, tantôt à développer davantage un sujet. Sa très grande maîtrise du français a contribué à alléger l'écriture et à éviter des tournures incorrectes. La professeure Ana LACOSTE, chargée de la formation en plasma (Master) à l'Université Joseph FOURIER de Grenoble, a été une interlocutrice de premier ordre auprès de laquelle nous avons pu évaluer l'intérêt d'incorporer certains développements, plus particulièrement au chapitre 4 ; elle a également participé à la rédaction d'une annexe et proposé des exercices avec leur solution. Le contenu du chapitre 4, dans sa forme initiale, doit beaucoup à deux jeunes chercheurs en physique des plasmas, Kremena MAKASHEVA et Yassine KABOUZI, qui ont été à l'origine d'une grande partie des résultats présentés sur les plasmas HF à la pression atmosphérique. La version plus récente de ce quatrième chapitre a fait grandement appel aux travaux d'un autre jeune chercheur, Eduardo CASTAÑOS-MARTÍNEZ. En dernière lecture, nous avons pu compter sur Antoine ROYER, chercheur reconnu et de grande expérience (spécialiste des interactions entre particules neutres) dont les critiques nous ont poussés à prendre des positions plus nuancées, parfois de compromis, au niveau de la présentation de certains éléments du premier chapitre, sachant bien que nous ne

pouvions ni tout développer complètement ni non plus traiter trop superficiellement certains aspects.

Remerciements pour la seconde édition Pour cette deuxième édition, nous avons encore pu bénéficier de la précieuse assistance de notre collaboratrice Danielle KÉROACK. Nous tenons aussi à souligner les judicieuses idées et suggestions proposées pour la présente version de notre manuel par Luc STAFFORD, professeur à l'Université de Montréal.

Cette seconde édition, outre de nombreuses clarifications, ajouts, et corrections apportés à divers développements, a profité de l'addition d'exercices, qui constituent en fait autant de nouveaux supports didactiques complétant le texte principal.

Michel MOISAN, Jacques PELLETIER

Janvier 2014

SYMBOLES ET ABRÉVIATIONS

LISTE DES SYMBOLES

Les vecteurs sont représentés par des lettres en caractère gras, **A**. Les tenseurs sont aussi imprimés en gras : un tenseur d'ordre 2 est souligné une fois, **A**; un tenseur d'ordre 3, deux fois, **A**.

$\langle \rangle$	moyenne prise sur la fonction de distribution des vitesses (ou en énergie) des particules
a_0	rayon de la première orbite électronique de l'atome d'hydrogène de BOHR
B	induction magnétique
c	vitesse de la lumière dans le vide
C_r	flux de particules réfléchies par un miroir magnétique
$d\Omega$	angle solide élémentaire
dw	volume élémentaire dans l'espace des vitesses, aussi noté d^3w ; en coordonnées cartésiennes, $dw_x dw_y dw_z$
D	vecteur déplacement (induction) électrique
$\mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{w})$	densité de probabilité de présence
D_e, D_i	coefficient de diffusion libre des électrons, des ions
D_a	coefficient de diffusion ambipolaire
D_s	coefficient effectif de diffusion
e	valeur absolue de la charge élémentaire
e	base du logarithme népérien
\hat{e}_i	vecteur de base de l'axe i du repère choisi
E	champ électrique
E_D	champ électrique de charge d'espace
E_{Da}	champ électrique de charge d'espace en diffusion ambipolaire parfaite
E_{DM}	champ électrique de dérive magnétique
\mathcal{E}_{cin}	énergie cinétique
$\bar{\mathcal{E}}_{cin}$	énergie cinétique moyenne
\mathcal{E}_j	énergie du niveau j d'un atome

f	fréquence d'un champ, d'une onde
f_{pe}, f_{pi}	fréquence propre des électrons, des ions du plasma
$f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$	fonction de distribution des vitesses des particules
\mathbf{F}	force
\mathbf{F}_{DC}	force centrifuge de dérive de courbure magnétique
g_j	poids statistique (dégénérescence quantique) de l'état j d'un atome
h	constante de PLANCK
\mathbf{H}	champ magnétique
$\underline{\mathbf{I}}$	tenseur unité d'ordre 2
\mathcal{J}	Jacobien (d'une matrice de transformation de repère)
\mathbf{J}	densité de courant
\mathbf{J}_c	courant de conduction
\mathbf{J}_p	courant de polarisation
k_B	constante de BOLTZMANN
k_{ij}	coefficient de réaction
l_{ge}, l_{gi}	épaisseur de gaine électronique, ionique
ℓ_x	libre parcours entre deux collisions successives
ℓ	libre parcours moyen entre deux collisions successives
m_e	masse de l'électron
m_i	masse de l'ion
M	masse de l'atome
$\underline{\mathbf{M}}$	tenseur lié à la force magnétique
n	densité de plasma (ou de particules quelconques)
n_i, n_e	densité des ions, des électrons
n_g	densité de plasma à la lisière de gaine
N	densité de molécules (atomes)
N_0	densité des atomes à la pression de 1 torr (133 Pa) et à 0 °C
N_d	nombre de particules déviées élastiquement par un centre diffuseur
N_D	nombre de particules dans la sphère de DEBYE
N_n	densité de noyaux d'atomes (de molécules)
N	nombre total de particules dans un système
\mathcal{N}_0	densité d'atomes dans l'état fondamental
\mathcal{N}_j	densité d'atomes dans l'état excité j
\mathbf{p}	vecteur quantité de mouvement
p	pression du gaz
p_0	"pression" réduite (sans unité)
p_h	pas d'une hélice
P_x	section efficace macroscopique pour une interaction de type x
P_a	puissance moyenne (sur une période du champ HF) absorbée, par unité de volume, par les électrons
P_t	puissance totale absorbée
\mathcal{P}_α	impulsion totale gagnée ou perdue par les particules de type α

q	charge de la particule
$\underline{\underline{Q}}$	tenseur de flux d'énergie thermique
$\underline{\underline{r}}$	vecteur position
r_B	rayon de LARMOR
r_{Be}, r_{Bi}	rayon de LARMOR des électrons, des ions
\mathbf{R}_g	position instantanée du centre de guidage
R	rayon interne du tube à décharge
\mathcal{R}	rapport de miroir
R	réactance
\mathcal{R}_α	énergie cinétique totale gagnée ou perdue par les particules de type α au cours d'une collision
s	paramètre d'impact
s_0	paramètre d'impact critique moyen
$S(f)$	opérateur de collision
t	temps
T	température d'un système en équilibre thermodynamique
T_e, T_i	température des électrons, des ions
T_{eV}	température en électron-volt
T_g	température du gaz neutre
\mathcal{T}	période du champ HF
\mathcal{T}_c	période cyclotronique
\mathbf{u}	vitesse d'une particule relativement à la vitesse moyenne des particules
u_k	énergie caractéristique des électrons
u	énergie d'une particule
U	différence de potentiel; aussi énergie
U_{eV}	énergie des électrons en électron-volt
\mathbf{v}	vitesse moyenne au sens hydrodynamique (section 3.3)
v_B	vitesse de BOHM
v_g, v_{ph}	vitesse de groupe, de phase d'une onde
v_{th}	vitesse la plus probable d'une particule dans une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN
\mathbf{w}_α	vitesse de la particule α dans le modèle des trajectoires individuelles (section 2.1); vitesse microscopique (individuelle) d'une particule dans une distribution des vitesses (section 3.1)
$\mathbf{w}_{\alpha\beta}$	vitesse relative des particules α et β
\mathbf{w}_{DE}	vitesse de dérive électrique
\mathbf{w}_{DC}	vitesse moyenne (sur une période cyclotronique) de dérive de courbure magnétique
\mathbf{w}_{DM}	vitesse moyenne (sur une période cyclotronique) de dérive magnétique
W	travail
Z	charge(s) positive(s) de l'ion

α_i	degré d'ionisation
β	nombre d'onde
γ	rapport d'adiabaticité thermodynamique
Γ	flux de particules (nombre de particules incidentes par unité de surface, par seconde)
δ	coefficient de transfert d'énergie lors d'une collision élastique
δ_c	profondeur caractéristique de pénétration du champ HF dans un milieu
ϵ_0	permittivité du vide
ϵ_p	permittivité électrique du plasma relative à celle du vide
η	coefficient de saturation des états relais dans un processus d'ionisation par étapes
η_v	coefficient de viscosité du fluide
θ	puissance absorbée par électron ; aussi, angle polaire
θ_a	puissance HF moyenne absorbée par électron
θ_p	puissance moyenne perdue par électron
κ	conductivité thermique du gaz
λ	longueur d'onde
λ_D	longueur de DEBYE
$\lambda_{De}, \lambda_{Di}$	longueur de DEBYE des électrons, des ions
Λ	longueur caractéristique de diffusion
μ	moment magnétique orbital
μ_e, μ_i	mobilité électronique, ionique
μ_0	perméabilité magnétique du vide
$\mu_{\alpha\beta}$	masse réduite des particules de type α et β
ν	fréquence moyenne de collisions pour le transfert de quantité de mouvement
$\nu_i, \bar{\nu}_i$	fréquence moyenne d'ionisation
ν_{id}	fréquence d'ionisation directe
ν_{ie}	fréquence d'ionisation par étapes
ν_0	fréquence d'un photon
ν_r	fréquence moyenne de recombinaison en volume
ν_{ra}	fréquence de recombinaison à trois corps
ν_{rm}	fréquence de recombinaison dissociative
ρ	densité de charges
ρ_c	rayon de courbure magnétique
ρ_{ie}	coefficient d'ionisation par étapes
$\hat{\sigma}$	section efficace microscopique différentielle
$\hat{\sigma}_t$	section efficace microscopique totale (intégrée)
$\hat{\sigma}_{tc}$	section efficace microscopique totale n'enregistrant que le nombre de collisions
$\hat{\sigma}_{tm}$	section efficace microscopique totale pour le transfert de quantité de mouvement
σ	conductivité électrique

τ	temps caractéristique
$\Upsilon(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$	variable microscopique quelconque
$\phi(r)$	potentiel électrique
ϕ_0	potentiel appliqué
ϕ_g	potentiel du plasma à la lisière de gaine
ϕ_p	potentiel du plasma
φ	angle azimutal
$\Phi(r)$	énergie potentielle électrique
$\underline{\Psi}$	tenseur de pression cinétique
ω	pulsation d'un champ électrique alternatif
ω_c	pulsation cyclotronique
ω_{ce}, ω_{ci}	pulsation cyclotronique des électrons, des ions
ω_{pe}, ω_{pi}	pulsation des électrons, des ions du plasma

LISTE DES ABRÉVIATIONS

CC	Courant continu (par exemple, décharges en CC)
CM	Centre de masse
EM	Électromagnétique
ETL	Équilibre thermodynamique local
FDEE	Fonction de distribution en énergie des électrons
HF	Haute fréquence
MO	Micro-onde
RCE	Résonance cyclotron électronique
RF	Radiofréquence
UV	Ultraviolet

CONSTANTES

CONSTANTES PHYSIQUES

Célérité (vitesse) de la lumière dans le vide	$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$
Masse de l'électron (au repos)	$m_e = 9,10938 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Valeur absolue de la charge de l'électron	$e = 1,60219 \times 10^{-19} \text{ C}$
Rapport e/m_e	$e/m_e = 1,75882 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$
Masse de l'atome d'hydrogène	$M_{\text{H}} = 1,67372 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Masse de l'atome d'hélium	$M_{\text{He}} = 6,64648 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8,85419 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Perméabilité du vide	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$
Nombre d'AVOGADRO	$N_A = 6,02214 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$
Nombre de LOCHSMIDT	$N_L = 2,68678 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Constante de STEFAN-BOLTZMANN	$\sigma_{\text{SB}} = 0,56704 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Constante de BOLTZMANN	$k_B = 1,38066 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante de PLANCK	$h = 6,62607 \times 10^{-34} \text{ J s}$
	$\hbar = h/2\pi = 1,05457 \times 10^{-34} \text{ J s}$

Source : National Institute of Standards and Technology (NIST), États-Unis

AUTRES CONSTANTES

Mobilité ionique réduite (760 torrs, 273 K) de He^+ dans He	$\mu_i = 10,4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Fréquence moyenne approximative de collisions électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement dans l'hélium à la "pression réduite" p_0	$\nu/p_0 = 2,4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$
Densité moléculaire à 1 torr et 0 °C	$N_0 = 3,53 \times 10^{22} \text{ molécules m}^{-3}$

CHAPITRE 1

LE MILIEU PLASMA : DÉFINITION ET PRINCIPALES GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES

1.1. DÉFINITION ET NATURE ESSENTIELLE DU PLASMA

Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions, libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace ; ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre particules chargées.

Dans un gaz classique, l'interaction entre particules électriquement neutres est à courte portée et, lorsque la pression du gaz n'est pas très supérieure à la pression atmosphérique, elle ne met généralement en cause que deux particules à la fois (interaction binaire). Dans ce cas, pour deux particules se dirigeant l'une vers l'autre et séparées d'une distance r , l'interaction est d'abord attractive (force en $1/r^7$ dite de VAN DER WAALS) puis, immédiatement avant le "contact" et de façon abrupte, elle devient répulsive (parfois modélisée par une dépendance de la force en $1/r^{13}$, section 1.7.9)¹. Au contraire, l'interaction entre particules chargées (attractive ou répulsive suivant les charges en jeu) est à *longue portée*, puisque la force coulombienne entre particules est en $1/r^2$ (section 1.7.1) et, de ce fait, chaque particule chargée peut interagir simultanément avec un très grand nombre d'autres particules chargées. En conséquence :

1.1.1. UN PLASMA EST UN MILIEU À COMPORTEMENT COLLECTIF

Considérons, à titre d'illustration, un plasma dont les particules seraient, en première approximation, quasiment au repos (agitation thermique extrêmement faible)

¹ Cette interaction est souvent décrite de façon simplifiée comme une collision entre "boules de billard", négligeant alors la phase attractive initiale de l'interaction.

et supposons que les ions et les électrons ne se recombinent pas pour former des atomes neutres : on aboutirait à un état stationnaire où, spatialement, les charges positives et négatives alterneraient et seraient réparties de façon presque uniforme ; à deux dimensions, on aurait, très schématiquement, la distribution de la figure 1.1.

+ - + - +
 - + - + -
 + - + - +
 - + - + -

Figure 1.1 – Distribution spatiale (très) idéalisée des charges positives et négatives dans le cas où les particules du plasma sont (presque) au repos.

Une répartition uniforme des charges signifie, en particulier, qu'il n'y a pas de variation locale importante de l'intensité du champ électrique. Cependant, si par hypothèse une perturbation survient qui déplacerait ne serait-ce qu'une charge, toutes les charges du voisinage vont se mouvoir pour compenser l'écart local ainsi créé à l'équilibre. Ceci montre que le plasma est constitué de particules capables d'un comportement collectif.

1.1.2. UN PLASMA EST UN MILIEU MACROSCOPIQUEMENT NEUTRE

Considérons un volume donné de plasma. Les particules chargées y sont en mouvement de façon aléatoire (agitation thermique) mais, du fait des forces coulombiennes qu'elles exercent, elles ne peuvent se déplacer les unes par rapport aux autres de manière à créer des différences locales de densité de charges trop importantes : l'écart (moyen) entre les charges croît, bien entendu, avec l'énergie thermique mais décroît avec la densité nette des particules chargées. En effet, comme l'enseigne l'équation de POISSON² :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (1.1)$$

où E est l'intensité du champ électrique (local), ρ , la densité nette (locale) des charges positives et négatives, et ϵ_0 , la permittivité du vide, plus ρ est grand, plus l'intensité de \mathbf{E} est élevée³ et, en conséquence, plus les forces de rappel induites par une séparation de charges sont importantes⁴. Pour cette raison, dans la mesure où les dimensions du volume de plasma considéré sont très supérieures à la distance maximum de séparation ainsi permise entre particules, ce volume contiendra, statistiquement, autant de charges positives que de charges négatives. La distance maximale (moyenne) de non-neutralité électrique est appelée *longueur de DEBYE* et notée λ_D ; nous précisons à la section 1.6 sa dépendance en densité de particules chargées et en énergie (thermique) moyenne. Nous pouvons ainsi affirmer que le plasma contenu dans un

2 C'est une variante de l'équation de MAXWELL $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$ où \mathbf{D} est le vecteur déplacement (induction électrique).

3 La relation (1.1), à une dimension, conduit à $E = \rho x / \epsilon_0$.

4 Pour ρ donné, la force de rappel $|Ee|$ croît avec x , l'écart à la neutralité (pour laquelle $x = 0$ et $E = 0$).

volume V beaucoup plus grand que la *sphère de DEBYE*, $\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3$, est *macroscopiquement neutre*.

De façon générale, nous dirons qu'un plasma est un milieu quasi-neutre (sous-entendu, neutre sur un volume plus grand que la sphère de DEBYE) et, de ce fait, nous poserons $n_e = n_i = n$ où n est la densité du plasma, n_e et n_i désignant respectivement la densité des électrons et celle des ions, dans la mesure où ces derniers n'ont qu'une seule charge positive.

1.1.3. PREMIERS EXEMPLES DE PLASMA

Avant d'aller plus loin, examinons, en guise de premiers exemples, deux types très différents de plasma :

- le Soleil : c'est un milieu complètement ionisé où il n'y a pas d'atomes électriquement neutres ; en son centre, les atomes ont même perdu tous leurs électrons. Comme l'ont montré les astrophysiciens, plus de 99,9 % de la matière (visible) de l'Univers est sous forme plasma, ce qui en fait donc l'état de la matière le plus répandu.

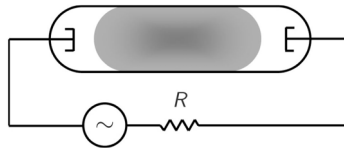


Figure 1.2 – Schéma de principe d'une décharge électrique en courant alternatif comme, par exemple, dans le cas d'un tube d'éclairage de type fluorescent. En courant alternatif, R est une réactance (une résistance en courant continu) qui permet d'assurer la stabilité de la décharge.

- la partie lumineuse d'un tube d'éclairage de type fluorescent : l'ampoule est remplie d'un gaz rare (en général, de l'argon) à environ 3 torrs (≈ 400 Pa)⁵ avec une gouttelette de mercure dont la pression de vapeur partielle est de l'ordre du mtorr (0,1 Pa) à température ambiante. Un champ électrique (alternatif de 50 ou 60 Hz), d'intensité suffisante, appliqué au gaz à l'aide de deux électrodes comme le montre la figure 1.2, rend ce gaz électriquement conducteur, produisant ce que l'on appelle une *décharge électrique* dans le gaz ; une partie de cette décharge émet de la lumière. Dans le cas d'un tube fluorescent classique, c'est le rayonnement UV émis par les atomes de mercure (raie Hg I 254 nm) qui est transformé en lumière visible, grâce à un composé de phosphore déposé sur la paroi du tube. Le gaz, dans ce cas, n'est que partiellement ionisé et "froid" (≈ 300 K) alors qu'il est "chaud" dans le cas d'une étoile.

⁵ Le torr est une unité pratique de pression utilisée dans de très nombreuses données expérimentales alors que l'unité du système international est le pascal (1 torr ≈ 133 Pa). L'avènement de jauge à pression affichant la valeur en pascal devrait, à terme, faire disparaître le torr.

Remarques générales :

1. Terminologie : différence entre *gaz ionisé* et *plasma*. La plupart des décharges de laboratoire ne sont pas vraiment des plasmas car elles ne contiennent pas que des particules chargées, mais aussi des atomes et des molécules électriquement neutres, constituant plutôt un *gaz ionisé*. Strictement parlant, il conviendrait, en effet, de réserver l'appellation *plasma* à un gaz ne comportant que des particules chargées, mais, dans la pratique, les deux termes plasma et gaz ionisé sont souvent confondus ; l'appellation *plasma froid* désigne nécessairement un gaz ionisé.

La différence entre plasma et gaz ionisé peut se caractériser plus précisément par le *degré d'ionisation* α_i du milieu :

$$\alpha_i = \frac{n_i}{n_i + N} \quad (1.2)$$

où N est la densité des molécules (atomes) électriquement neutres. Pour $\alpha_i \leq 10^{-4}$, on devrait plutôt parler de gaz ionisé que de plasma, car les interactions majoritaires sont dans ce cas des collisions électron-neutre, donc des collisions à courte portée. Cependant, même dans ce cas, la propagation d'une onde électromagnétique (EM) s'y effectue bien grâce aux particules chargées, mais son atténuation est alors liée aux collisions électron-neutre plutôt qu'aux interactions coulombiennes.

2. Les plasmas, quatrième état de la matière. Dans la séquence "solide-liquide-gaz-plasma", qui correspond à une énergie moyenne croissante des constituants, le plasma apparaît comme l'état de plus haute énergie. Ainsi, quand l'énergie moyenne des électrons atteint au moins 5 à 10 % du seuil de l'énergie d'ionisation du gaz (section 1.7.9), on obtient un gaz ionisé, mais que partiellement ; quand l'énergie moyenne avoisine ou dépasse l'énergie du seuil d'ionisation, le gaz est entièrement ionisé. En laboratoire, ce "chauffage" se réalise de l'extérieur au moyen d'un champ électrique ou de photons.
3. Les plasmas, milieux radiatifs. Un plasma est un *système thermodynamique* (section 1.4.2) qui comprend, en effet, outre des particules chargées (et des atomes électriquement neutres, dans le cas d'un gaz ionisé), des photons, émis et absorbés par ces particules.

Il faut noter, cependant, qu'un milieu peut émettre des photons sans qu'il s'agisse d'un plasma ou d'un gaz ionisé, puisqu'il suffit que les atomes soient excités dans un état non ionisé.

4. Présence d'*ions négatifs*. Outre les ions positifs, de charge Ze où e est la valeur absolue de la charge élémentaire d'un électron, on trouvera dans la plupart des décharges électriques, et en particulier dans les décharges de gaz dits électronégatifs (par exemple SF_6), des ions négatifs (avec une seule charge négative, par exemple H^- , O^- , O_2^- , Cl^- , SF_x^-) qui résultent d'un processus de capture d'un électron. On aura, néanmoins, toujours quasi-neutralité, de sorte que :

$$-(n_e e + n_{i^-} e) + \sum_z n_z Z e = 0, \quad (1.3)$$

où n_z est la densité des ions positifs de charge Ze (ions dits multi-chargés) et n_{i-} , celle des ions négatifs de charge $-e$.

Il faut cependant noter, à titre d'exemples, que les plasmas d'azote, de mercure ou de gaz rares ne contiennent pas d'ions négatifs.

5. Origine du terme "plasma". Ce terme a été introduit par TONKS et LANGMUIR en 1929 pour désigner la partie "colonne positive" (chapitre 4) de certaines décharges électriques dans un gaz. Tiré du grec $\pi\lambda\sigma\mu\alpha$, ce mot signifie "figure modelée" (par exemple de cire ou d'argile), mais veut également dire fiction, fausse apparence ! Le lien entre le sens étymologique de ce terme et le phénomène physique qu'il décrit n'est pas évident.

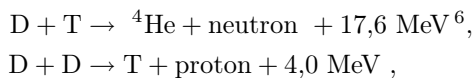
1.2. DOMAINES D'ÉTUDE ET D'APPLICATIONS (EXEMPLES)

Bien que la plus grande partie des travaux de recherche en physique des plasmas soit motivée par des applications, cette discipline, en raison de la très grande variété des phénomènes observables dans un plasma, a contribué de façon importante à certains domaines de la physique fondamentale dont celui, par exemple, des effets non linéaires.

La physique des plasmas est une discipline qui fait appel à l'électromagnétisme, à l'hydrodynamique, à la mécanique statistique et à la physique atomique et moléculaire. Pour avoir une vue d'ensemble du vaste domaine de la physique des plasmas, examinons quelques sujets d'étude en mettant l'accent sur l'aspect applications.

1.2.1. FUSION THERMONUCLÉAIRE CONTRÔLÉE

Dans l'espoir de produire de l'énergie et de remplacer, dans l'avenir, le pétrole aussi bien que la filière actuelle des centrales à fission nucléaire, on envisage des réactions de fusion du type



où le deutérium (D) et le tritium (T) sont des isotopes de l'hydrogène. Théoriquement, 1 kg de D-T pourrait donner autant d'énergie que 10^7 litres de mazout. Ces réactions sont possibles si les noyaux de deutérium et de tritium peuvent entrer suffisamment en contact, ce qui nécessite des énergies incidentes minimum de 10 keV pour vaincre la barrière de potentiel répulsif, de nature coulombienne, entre les noyaux chargés positivement (voir exercice 1.2). Deux méthodes de chauffage et de confinement sont présentement à l'étude : le *confinement magnétique*, davantage proche de l'hypothétique réacteur susceptible d'être couplé au réseau électrique, et le *confinement inertiel*,

6 1 MeV = $10^6 \times 1,6 \times 10^{-19}$ J (voir section 1.7.6 pour plus de détails).

qui permet d'effectuer des études fondamentales avec une approche toute différente. Jusqu'à présent, et dans les deux cas, on n'a pas encore obtenu une réaction positive de fusion (énergie rendue plus grande que l'énergie fournie pour amorcer la réaction), les phénomènes de pertes n'étant pas tous maîtrisés. Examinons brièvement ces deux approches :

– La machine à confinement magnétique

Le confinement des particules chargées par un champ magnétique (section 2.2) est essentiel pour éviter les pertes d'énergie du plasma de fusion sur les parois et la destruction de celles-ci⁷. Le type de réacteur le plus fréquent est de configuration toroïdale (formant un système fermé sur lui-même), mis au point à l'Institut KURCHATOV de Moscou sous la direction de l'académicien L.A. ARTSIMOVITCH et appelé tokamak⁸. Il comprend un champ magnétique principal, dit toroïdal, et différents autres champs magnétiques de moindre intensité (plus de détails à la toute fin du chapitre 2). On chauffe initialement le plasma par induction selon le principe du transformateur, le secondaire étant le plasma, et on y ajoute du courant et de l'énergie, par exemple, par des champs de hautes fréquences (HF) dont la fréquence correspond à des modes propres du système (par exemple la résonance cyclotron) ou à des ondes de plasma. Cependant, les impuretés émanant des parois par suite de leur bombardement par les particules du plasma accaparent une très grande partie de l'énergie destinée à vaincre la répulsion nucléaire entre les éléments devant entrer en fusion, empêchant la réaction de fusion de se poursuivre ; ce problème n'est pas encore totalement résolu. De plus, divers types d'instabilité peuvent se manifester et conduire, par exemple, le plasma à "s'étouffer" ou à toucher les parois.

Commencée au début des années 50 par les Militaires, une partie de la recherche sur la fusion fut rendue publique en 1958 et dotée de budgets civils importants dans plusieurs pays. Toutefois, vers le milieu des années 90, certains gouvernements se montrèrent plus critiques à l'égard de ces travaux et en réduisirent les budgets (cas de la fermeture du Tokamak de Varennes par le gouvernement canadien), arguant de ce que l'on était encore trop loin d'un réacteur commercial ; en effet, on n'avait toujours pas atteint en 2013 les conditions d'auto-entretien de la fusion. Les recherches se poursuivent néanmoins sur plusieurs installations en Europe, dont le Joint European Torus (JET) à Culham, Angleterre et Tore Supra à Cadarache, France. Le JET sert principalement à étudier les instabilités de transport, alors que Tore Supra met en oeuvre des bobines supraconductrices permettant d'accroître l'intensité du champ magnétique toroïdal tout en minimisant les pertes ohmiques. Ces diverses études ont mené au projet ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), tokamak de plus grande taille, doté de bobines supraconductrices et financé par la communauté internationale (figure 1.3). Cette installation devrait entrer en service à Cadarache après 2020 et la phase d'exploitation durer une vingtaine d'années.

7 L'idée d'un confinement magnétique a été émise en 1950 par A. SAKHAROV et I. TAMM.

8 Acronyme russe pour chambre toroïdale et bobine magnétique :
 ТОРОИДАЛЬНАЯ КАМЕРА et МАГНИТНАЯ КАТУШКА

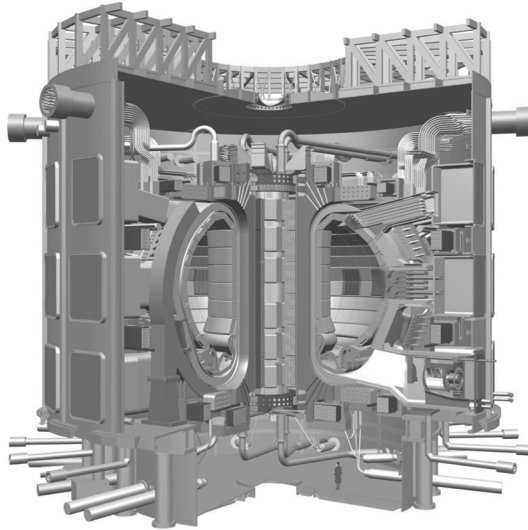


Figure 1.3 – Vue schématique, en coupe, du réacteur ITER. Les petits rayons horizontal et vertical sont respectivement de 2,0 et 3,7 m alors que sur le JET, ils ne font respectivement que 1,25 et 2,10 m. Le grand rayon d'ITER est de 6,2 m comparativement à 2,96 m pour le JET. La puissance électrique requise, en régime continu, est de 110 MW. (© ITER Organization).

– Le système à confinement inertiel

On tire, par exemple, avec un faisceau laser UV intense sur une pastille de deutérium, "pelant" celle-ci et provoquant la compression de la matière ainsi extraite vers le centre de la pastille : pour arriver à la fusion, le transfert de l'énergie laser à la matière doit être plus rapide que son expansion subséquente dans la chambre du réacteur, d'où le recours à un laser de forte énergie à très courte impulsion.

1.2.2. ASTROPHYSIQUE ET PHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT SPATIAL

Les étoiles et le flux de plasma émis par le Soleil, appelé *vent solaire*, constituent deux formes distinctes de plasma (au sens strict), le premier étant très dense, le second, au contraire, très dilué et, pour ainsi dire, sans collision.

Plus près de la surface de la terre, il y a les *couches ionosphériques* ionisées par le vent solaire (mises en évidence à partir de 1954). Les particules chargées de ces couches (couche F, par exemple : $n_e \approx 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $T_{eV} = 50 \text{ eV}$, où T_{eV} est la température des électrons en électron-volt) sont confinées par le champ magnétique terrestre qui les force à osciller entre les deux pôles. Ces couches ionosphériques jouent un rôle essentiel dans la transmission des ondes de basse fréquence ($f \leq 20 - 30 \text{ MHz}$). En

effet, elles servent de miroir à ces ondes, permettant ainsi leur propagation d'un point à un autre autour de la terre ; au contraire, aux fréquences plus élevées, il n'y a plus cet effet de réflexion, les ondes traversant les couches ionosphériques en ligne droite, et il est dans ce cas nécessaire que les antennes émettrice et réceptrice soient en regard l'une de l'autre pour que la communication s'établisse (par exemple communication Terre-satellite). Il y a en effet réflexion de l'onde sur une couche ionosphérique si la fréquence f de l'onde est telle que $f < f_{pe}$ où f_{pe} est la fréquence des électrons du plasma (section 1.6), une fréquence caractéristique du gaz d'électrons. Ainsi, pour la couche ionosphérique F où $n_e \approx 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $f_{pe} = 2,8 - 9 \text{ MHz}$.

Toujours dans le registre des communications, on s'intéresse aussi aux effets d'une explosion thermonucléaire dans la haute atmosphère qui produirait un plasma de très forte densité, empêchant les communications par voie hertzienne jusqu'à des fréquences très élevées, notamment les communications avec les satellites ($\approx 4 - 12 \text{ GHz}$) ; un tel plasma, par l'énergie électromagnétique (EM) qu'il engendre, pourrait également détruire ces systèmes de communication. Ce phénomène de réflexion ou d'opacité aux ondes a également été à l'origine de la perte de contact radio avec l'équipage de la première capsule spatiale au moment où celle-ci revenait dans l'atmosphère terrestre : l'échauffement du véhicule, par frottement avec l'air ambiant (même si sa densité est extrêmement faible à cette altitude), était alors tel qu'il y avait eu formation d'un plasma dense autour de celui-ci.

1.2.3. POMPAGE DES LASERS

Une des conditions nécessaires à l'obtention de l'effet laser est que la densité d'atomes dans l'état d'énergie supérieur de la transition radiative soit plus grande que celle du niveau inférieur, situation opposée à celle qui prévaut à l'équilibre thermodynamique (section 1.4.2). Pour provoquer cette *inversion de population*, on peut soit éclairer les atomes avec une source lumineuse intense de longueur d'onde appropriée (pompage optique ; par exemple, par lampe éclair UV), soit utiliser les propriétés du plasma gazeux dans lequel se trouvent les atomes ou molécules émetteurs (pompage par plasma). Le laser He-Ne est un exemple de *pompage d'un laser* par plasma : les atomes d'hélium et de néon sont excités par collisions électroniques dans la décharge du mélange He-Ne ; il s'ensuit un transfert d'énergie d'un niveau excité de l'hélium vers un niveau du néon situé presque à la même énergie (transfert dit résonnant), ce niveau du néon constituant le niveau supérieur d'une transition donnant lieu à une émission laser, par exemple, à 632,8 nm. Ce transfert est particulièrement efficace parce que l'état excité d'hélium alimentant le niveau correspondant du néon est un état métastable, c'est-à-dire à plus longue durée de vie qu'un état radiatif, donc plus susceptible de transmettre son "énergie interne" directement à un autre atome (molécule).

1.2.4. CHIMIE DANS LES PLASMAS

On se rappellera que ce sont les électrons qui interviennent de façon prépondérante dans la formation ou la rupture d'une liaison chimique. Dans une décharge électrique à pression de gaz réduite (entendre inférieure à la pression atmosphérique), on trouve généralement⁹ que $T_e \gg T_i \geq T_g$ où T_e , T_i et T_g sont respectivement les températures¹⁰ des électrons, des ions et du gaz neutre. On en arrive ainsi à donner suffisamment d'énergie aux électrons, ce qui favorise les réactions chimiques, sans avoir à chauffer autant les ions et les atomes d'où, en principe, une économie en énergie et un rendement réactionnel qui peut être supérieur à celui de la chimie conventionnelle qui se produit, elle, à l'équilibre thermodynamique (section 1.4.2).

Un exemple particulièrement probant de cette chimie par plasma hors équilibre est la formation d'ozone à partir de O_2 par des décharges dites à effet couronne ou à barrière diélectrique à haute pression, ces décharges ayant la propriété d'être froides, c'est-à-dire que les atomes et molécules y sont à la température ambiante alors que T_e est de quelques eV. Il s'agit d'un procédé efficace énergétiquement, utilisé à travers le monde dans les usines de traitement des eaux usées, l'ozone ayant un fort pouvoir oxydant et des propriétés bactéricides.

On peut aussi se servir d'une décharge électrique pour détruire des effluents émanant de procédés industriels, atomes ou molécules qui sont toxiques pour l'homme, ou dangereux pour la couche d'ozone, ou encore contribuant à l'effet de serre. Après passage de ces molécules dans une décharge réalisée principalement dans un gaz autre (gaz dit plasmagène) ou encore en formant directement la décharge à partir des molécules à détruire, on arrive dans certains cas à une efficacité de destruction ou de *détoxication* voisine de 100 %; ces procédés sont rapides et souvent moins coûteux que les techniques conventionnelles, comme les brûleurs à très haute température qui, de surcroît, participent à la pollution de l'environnement. Ces développements ont donné lieu à la réalisation de systèmes à plasmas micro-ondes¹¹ permettant d'éliminer les effluents gazeux, notamment les produits (per)fluorés (SF_6 , CF_4 , C_2F_6 ...) à effet de serre des usines de micro-électronique. On utilise le même type de procédé par plasma hors équilibre afin de débarrasser des gaz rares comme le krypton et le xénon, obtenus par distillation cryogénique de l'air, des impuretés fluorées (par exemple CF_4) et des hydrocarbures (par exemple CH_4) provenant de l'environnement et ayant des températures de condensation cryogénique voisines de celles du krypton et du xénon.

9 Le champ électrique de la décharge accélère principalement les électrons en raison de leur très faible inertie par rapport à celle des ions : l'énergie "entre" donc dans la décharge par les électrons (exercice 2.1). Comme, en outre, le transfert d'énergie électron-neutre et électron-ion lors d'une collision est très faible (section 1.7.2), toujours en raison du rapport des masses (à la différence des collisions ion-neutre et ion-ion), et dans la mesure où le nombre de ces collisions électroniques est peu élevé, on obtient $T_e \gg T_i$.

10 Le recours à la notion de température pour caractériser l'énergie d'un groupe de particules suppose que leur fonction de distribution en énergie est maxwellienne (section 1.4.2 et annexe A1).

11 Ces décharges sont cependant plus chaudes que celles à effet couronne, donc moins hors équilibre thermodynamique.

1.2.5. TRAITEMENT DE SURFACE

Le traitement de surface par plasma consiste à modifier l'état d'une surface par l'une des trois méthodes génériques suivantes :

- *dépôt* en surface d'une couche mince d'un matériau donné (métal, semiconducteur, diélectrique, polymère) ;
- *réaction chimique* avec la surface même (oxydation, nitruration) ou *transformation physico-chimique* de celle-ci (modification de l'adhérence, de l'énergie de surface) ;
- *érosion* de la surface soit par une action *chimique*, qui entraîne la formation d'une molécule, de nature volatile, entre un ou plusieurs atomes de la surface et des atomes ou radicaux provenant du plasma, soit par une action *physique*, la *pulvérisation ionique*, du fait du bombardement par des ions qui éjectent, par effet mécanique, des atomes de la surface, soit par *érosion chimique assistée* (induite) par le bombardement ionique, qui combine actions chimique et physique.

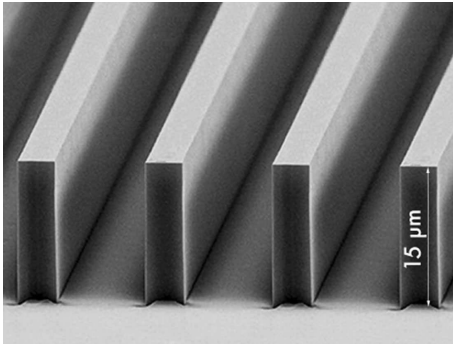


Figure 1.4 – Exemple de gravure anisotrope de SiO₂ (courtoisie de CORIAL, France).

Ainsi, un plasma produit à partir du gaz CF₄ fournit, en volume, les atomes (par exemple F), les radicaux (par exemple CF_x) ainsi que les ions (par exemple CF_y⁺) et les espèces plus complexes nécessaires aux mécanismes d'interaction avec la surface qui peuvent, en fonction des conditions opératoires, conduire aussi bien à la gravure de matériaux (Si, W, SiO₂) comme le montre la figure 1.4, qu'à un dépôt, par polymérisation induite par plasma, de couches minces de type téflon^{MC}. Dans la fabrication des puces en microélectronique, par suite d'une miniaturisation de plus en plus poussée, la part dévolue aux plasmas ne cesse de progresser dans l'ensemble des opérations élémentaires à réaliser : *nettoyage des surfaces*, *gravure* (réalisation de "motifs" dans le substrat par érosion de celui-ci), *dépôt*, *implantation ionique* (dopage par inclusion d'ions en profondeur dans le matériau), *lithographie* (impression et développement "photographique" des résines permettant de transférer les motifs définissant les circuits élémentaires), oxydation, traitements thermiques.

Sur la centaine d'étapes élémentaires requises pour la fabrication des circuits intégrés, les opérations réalisées uniquement par plasma représentaient, dès le début des années 2000, près de 50 % de l'ensemble de ces étapes. La mise au point de machines à plasma

pour la microélectronique et plus généralement pour les micro/nanotechnologies constitue de toute évidence un débouché important et en plein essor pour les physiciens et ingénieurs des plasmas.

Un exemple de dépôt par plasma est la fabrication de couches minces de diamant polycristallin. Les intéressantes propriétés de dureté, de transport de chaleur et diélectriques du diamant en font un matériau de choix en électronique de puissance, aussi bien que pour les travaux de découpe de différents matériaux. Il est possible de réaliser, à partir d'un plasma, des couches minces de diamant polycristallin, c'est-à-dire un assemblage de petits cristaux de diamant dont la taille peut varier entre 20 nm et quelques microns (figure 1.5), suivant les conditions opératoires ; ces cristaux s'unissent, au cours de leur croissance, en formant des joints de grain, constitués le plus souvent de carbone amorphe. Une telle couche fait, habituellement, de 1 à 5 μm d'épaisseur. En général, le plasma utilisé contient environ 1 % d'un composé carboné (par exemple CH_4), tout le reste étant de l'hydrogène ; la pression de fonctionnement est située entre 10 et 100 torrs ($\simeq 1,3 - 13 \text{ kPa}$) et le dépôt doit s'effectuer sur un substrat chauffé ($\approx 500 - 1000 \text{ }^\circ\text{C}$). La dissociation dans le plasma de l'hydrogène moléculaire fournit l'hydrogène atomique qui empêche la croissance du graphite, une phase allotrope du carbone qui autrement serait thermodynamiquement avantagée par rapport à la croissance du diamant dans les présentes conditions opératoires.

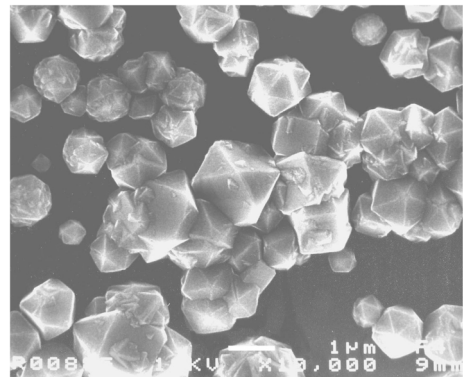


Figure 1.5 – Cristallites de diamant en début de dépôt sur un substrat de silicium. Une fois cette première couche fermée, la croissance se poursuit en hauteur.

1.2.6. STÉRILISATION D'OBJETS MÉDICAUX

L'inactivation de micro-organismes peut se réaliser par exposition directe à la décharge d'un composé gazeux ou à partir d'une *post-décharge en flux*¹² d'un tel mélange gazeux, comme le montre la figure 1.6.

12 Une post-décharge en flux s'obtient en faisant en sorte que le gaz excité et ionisé par la décharge soit très rapidement entraîné dans une autre enceinte, dite de post-décharge, où il n'y a plus de champ électrique. Pour cela, il faut que l'alimentation en gaz se fasse à un débit suffisamment élevé car les espèces créées dans la décharge ont une durée de vie limitée ($\leq 1 - 100 \text{ ms}$).

Les espèces inactivantes, dans le cas d'un mélange N_2-O_2 sont, d'une part, les photons UV provenant de la molécule NO excitée et, d'autre part, l'oxygène atomique. La molécule NO excitée est formée par collisions entre atomes d'azote et atomes d'oxygène provenant tous les deux de la dissociation par la décharge des molécules N_2 et O_2 du mélange gazeux initial. Dans les conditions où le pourcentage de O_2 dans le mélange N_2-O_2 conduit à un maximum de l'intensité UV émise, les micro-organismes exposés (des spores bactériennes en l'occurrence) sont totalement inactivés par suite des lésions multiples causées à leur matériel génétique par les photons UV. Par ailleurs, l'oxygène atomique, très réactif, peut entraîner, par action chimique et formation de composés volatils, l'érosion (enlèvement de matière) du micro-organisme ce qui en réduit la taille et facilite d'autant son inactivation par les photons UV¹³.

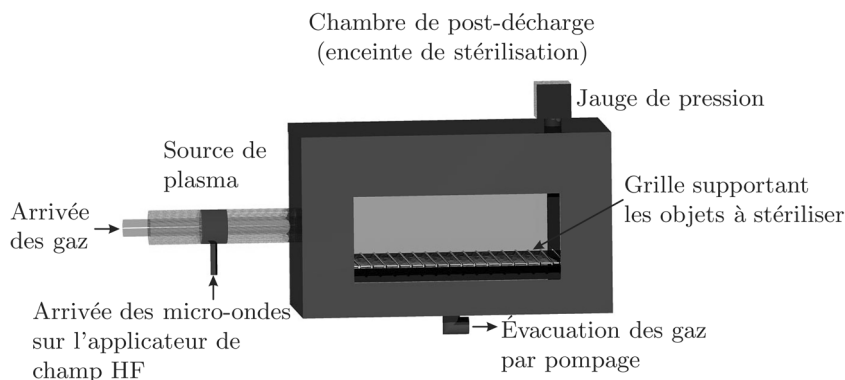


Figure 1.6 – Schéma de principe d'un stérilisateur à plasma froid de type post-décharge en flux (Université de Montréal).

1.2.7. ANALYSE ÉLÉMENTAIRE (CHIMIE ANALYTIQUE)

Pour connaître la composition atomique d'un échantillon, il faut d'abord l'atomiser : par bombardement ionique dans le cas d'un solide, par dissociation (fragmentation) des molécules dans le cas des liquides (préalablement transformés en aérosol) et des gaz ; dans ces trois cas, à l'aide d'un plasma dont le gaz plasmagène est le plus souvent de l'argon ou de l'hélium. On détecte ensuite les atomes présents, par spectroscopie optique, grâce au rayonnement caractéristique de ceux d'entre eux qui ont été portés dans un état excité, ou encore par spectrométrie de masse. On obtient leur concentration par référence à des échantillons-étalon contenant les mêmes atomes, de préférence dans une matrice (ensemble) moléculaire pas trop différente de celle de l'échantillon à analyser. Cette méthode, très sensible, permet le dosage de ce qu'on appelle les ultratracés (teneur de l'ordre du nanogramme et même du picogramme, par gramme d'échantillon). On utilise à cette fin des plasmas entretenus, par exemple, par des champs électriques de haute fréquence (micro-ondes et fréquences radio).

¹³ Vraisemblablement, l'oxygène atomique pourrait aussi diffuser à l'intérieur des micro-organismes et y induire des lésions létales.

1.2.8. ÉCLAIRAGE

Comme applications des gaz ionisés dans le domaine de l'éclairage, signalons, pour un fonctionnement à faible pression, les lampes à vapeur de mercure (tubes fluorescents domestiques, figure 1.2) et à vapeur de sodium (lampadaires); à haute pression, les lampes à vapeur de mercure qui sont des plasmas de très forte densité, le plus souvent, en régime d'arc électrique (lampadaires). L'éclairage est un marché important où cependant les avancées n'ont pas été spectaculaires au cours de ces dernières années. Ainsi, on a timidement commencé à activer certaines lampes au moyen d'une décharge de haute fréquence (HF) ayant en vue leur plus grande durée de vie et un éclairage plus efficace énergétiquement. L'année 1994 a vu l'apparition de la première lampe domestique (General Electric) utilisant un champ électrique HF ($\sim 1,5$ MHz) : un transistor fournissant la puissance HF est logé dans la base de cette lampe dont le culot de vissage permet sa substitution directe à une lampe à incandescence classique (rendement énergétique 4 fois plus élevé, durée de vie 10 fois plus grande; prix de vente cependant encore assez élevé).

1.2.9. ÉCRANS PLASMA

Dans les *écrans plasma*, l'image est obtenue à partir de décharges électriques créées dans des cellules (pixels) de quelques centaines de microns dont l'ensemble compose des panneaux de grande surface (plus d'un million de cellules pour un panneau de 42" (1,07 m) de diagonale). Les cellules sont remplies d'un mélange de gaz à base de xénon, à une pression inférieure à la pression atmosphérique. Les photons UV émis par chaque micro-décharge excitent des lumiphores qui ré-émettent, selon la cellule, des photons visibles dans l'une des trois couleurs fondamentales, rouge, vert et bleu. Cette technologie permet de réaliser des écrans plats de très grandes dimensions, d'une qualité d'image exceptionnelle, très contrastée et extrêmement lumineuse. Les écrans plasma occupent une place importante dans le marché global des téléviseurs dans le monde.

1.2.10. SOURCES D'IONS

Les *sources d'ions positifs* sont utilisées dans de nombreux domaines incluant les traitements de surface à forte assistance ionique (gravure par usinage ionique par exemple), la microélectronique (dopage par implantation ionique), la physique nucléaire et subatomique (sources d'ions mono- et multi-chargés pour accélérateurs), et le spatial (sources à effet HALL pour la propulsion ionique, expériences embarquées).

Les *sources d'ions négatifs* permettent d'obtenir de façon efficace des faisceaux de neutres de haute énergie. C'est le cas, par exemple, des ions deutérium D^- qui sont neutralisés en faisceau de neutres D^0 : l'intérêt des ions négatifs D^- réside dans le fait que, après leur accélération dans la gamme du MeV, leur rendement de conversion ion-neutre par échange de charge est bien plus élevé que celui des ions D^+ . Un faisceau

de neutres D^0 de très forte énergie permet d'accroître la température du plasma de tokamak dans l'enceinte duquel ils peuvent être introduits sans être affectés par le champ magnétique de confinement.

1.2.11. PROPULSEURS IONIQUES

Ces moteurs tirent leur force de propulsion de l'éjection de particules lourdes à très haute vitesse, suivant le principe de l'action-réaction (conservation de la quantité de mouvement) : le mouvement créé a lieu en direction opposée à l'éjection des particules. Dans les moteurs ioniques, ces particules lourdes sont le plus généralement des atomes de xénon qui ont été ionisés une fois : du xénon parce que c'est un gaz rare, donc chimiquement peu réactif (la durée de vie prévue du dispositif devant être de l'ordre de 15 à 20 ans), possédant la plus grande masse si l'on exclut le radon radioactif (la force de propulsion augmente avec la masse éjectée). Les ions xénon sont accélérés dans un champ électrique de façon à leur conférer une vitesse de translation (d'éjection) suffisante, mais doivent être neutralisés en sortie d'engin pour que le système demeure électriquement neutre.

L'énergie électrique nécessaire pour assurer l'ionisation des atomes lourds (le comburant) provient de panneaux solaires, constituant une économie quant au transport initial d'un combustible classique. Il est envisagé d'accroître l'énergie servant à éjecter les ions en recourant à un réacteur nucléaire. De tels moteurs ioniques équipent maintenant bon nombre de satellites de télécommunication en orbite autour de la Terre. Ils servent à repositionner ceux-ci quotidiennement pour assurer une communication optimale avec le sol compte tenu des perturbations d'attitude (altitude, positionnement directionnel) dues aux forces d'attraction variables de la Lune et du Soleil qui s'exercent sur eux. Leur mise en route et leur arrêt sont faciles et le contrôle de leur poussée très précis.

Les présents moteurs à ions, avec leur faible poussée, ne peuvent servir à effectuer des lancements à partir de la Terre, mais sont très efficaces une fois dans le vide spatial. Ils peuvent communiquer une grande vitesse à un véhicule spatial, mais il leur faut beaucoup plus de temps pour ce faire qu'à un lanceur chimique conventionnel qui fournit une accélération considérable dès sa mise à feu. La sonde spatiale SMART-1 de l'Agence Spatiale Européenne (ASE) a parcouru plus de 100 millions de km en ne consommant que 60 litres standard (c'est-à-dire rapportés à la pression atmosphérique) de xénon.

Ce bref aperçu du champ des études et applications des plasmas montre que ce domaine de la physique a déjà obtenu des succès remarquables et ce, jusque dans la sphère domestique, et qu'il est également riche de possibilités d'applications (par exemple, fusion, stérilisation). Pour avoir une vue encore plus large des applications des plasmas, le lecteur pourra consulter avec profit l'ouvrage de P. BRADU.

1.3. DIFFÉRENTS TYPES DE DÉCHARGE EN LABORATOIRE

En laboratoire, on peut distinguer trois techniques principales, génériques, permettant de créer un plasma :

1.3.1. LA DÉCHARGE EN COURANT CONTINU OU ALTERNATIF DE BASSE FRÉQUENCE

Dans ce cas, les électrodes entre lesquelles s'établit le champ électrique sont forcément en contact avec le plasma (figure 1.2). Ce dernier se forme, dans une étape transitoire, par un processus de multiplication d'électrons dit d'*avalanche* (ou de *disruption*) lorsqu'on applique la différence de potentiel : les quelques électrons initialement présents, accélérés par le champ électrique, ionisent par collisions les atomes (molécules) du gaz, augmentant ainsi le nombre d'électrons. Cette croissance du nombre d'électrons cesse au bout de quelques centaines de micro-secondes, lorsque l'état stationnaire est atteint.

Dans ces décharges périodiques à basse fréquence, la fréquence du courant d'alimentation est supposée suffisamment basse pour que tous les paramètres électriques du plasma soient en équilibre avec le champ appliqué. Autrement dit, à chaque instant de la période d'oscillation du champ, le plasma peut être considéré comme ayant atteint son état stationnaire.

1.3.2. LA DÉCHARGE DE HAUTE FRÉQUENCE (HF)

Les hautes fréquences (HF) incluent les fréquences radio (RF) et micro-ondes (MO). Le domaine RF, qui s'étend d'environ 1 MHz à 100 MHz, comprend les fréquences autorisées au niveau mondial pour applications industrielles, scientifiques et médicales (ISM), principalement 13,56 MHz, 27,12 MHz et 40,68 MHz. Bien que le domaine des micro-ondes débute traditionnellement à 300 MHz, dans le cas de l'entretien de décharges HF, sur un plan pratique, il convient de considérer que ce domaine commence à 100 MHz. Cette distinction provient des moyens d'adaptation d'impédance mis en oeuvre, qui permettent l'utilisation d'impédances réparties (segments de lignes de transmission, par exemple) plutôt que d'impédances discrètes (capacités C et inductances L), procurant ainsi un accord d'impédance plus efficace qu'une boîte d'accord LC . En outre, il est possible d'entretenir des décharges par résonance cyclotronique électronique à des fréquences HF aussi basses que 100 MHz. Les fréquences micro-ondes ISM autorisées au niveau mondial sont 433,92 MHz, 2,45 GHz et 5,80 GHz.

Dans le cas des plasmas RF, les électrodes portant le champ RF peuvent se trouver à l'intérieur de l'enceinte (par exemple, les deux plaques parallèles conductrices de la décharge dite capacitive) ou être situées à l'extérieur de celle-ci (par exemple, les

spires de la décharge inductive (figure 4.4)) pourvu que, dans ce dernier cas, l'enceinte soit faite d'un matériau diélectrique transparent au rayonnement RF. Quant aux plasmas micro-ondes, ils sont très généralement produits au moyen d'un *applicateur de champ*¹⁴. La fréquence de fonctionnement du plasma peut être choisie de façon à optimiser les propriétés dans certaines applications. De la sorte, on peut, par exemple, augmenter la vitesse de gravure : voir section 4.3.

1.3.3. LA DÉCHARGE PAR RAYONNEMENT (POMPAGE) LASER

On peut distinguer deux régimes suivant la densité de puissance incidente du laser :

- à faible flux de photons, la longueur d'onde du laser doit être telle qu'elle corresponde à la différence d'énergie entre deux niveaux de l'atome ou de la molécule (transition dite d'absorption) que l'on souhaite porter dans un état excité donné. Ensuite, grâce, par exemple, à une collision entre deux atomes ainsi excités, se produit l'ionisation de l'un d'entre eux.
- à fort flux de photons, l'*effet multiphotonique* (où plusieurs photons "s'additionnent" en énergie) devient important et permet d'ioniser un gaz directement, sans avoir recours aux collisions.

1.4. DENSITÉ ÉLECTRONIQUE ET TEMPÉRATURE D'UN PLASMA

Ce sont les deux principales caractéristiques d'un plasma, considéré du point de vue de ses particules.

1.4.1. DOMAINE DES VALEURS DE DENSITÉ ÉLECTRONIQUE DES PLASMAS

Ces valeurs couvrent un domaine si grand qu'il est préférable d'utiliser une échelle logarithmique pour les répertorier. Dans le tableau 1.1 qui suit, en plus du plasma gazeux, nous avons aussi inclus les plasmas dits de matière dense parce qu'ils ont des propriétés physiques analogues.

¹⁴ On désigne par applicateur de champ les électrodes ou plus généralement tout dispositif servant à imposer, de l'extérieur de l'enceinte contenant le gaz, le champ EM créant la décharge.

Tableau 1.1 – Différents types de plasma avec leur densité électronique correspondante

Plasma gazeux	$\log_{10} n_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$
<i>Gaz fortement ionisé</i>	
Gaz interstellaires ¹⁵	0
Vent solaire ^{15, 16}	0,5
Ionosphère, couche F (altitude 250 km)	5,7
Couronne solaire	7
Machine à fusion de type tokamak	14
Plasma produit par un laser sur une cible solide	19–23
Explosion nucléaire	20
<i>Gaz faiblement ionisé</i>	
Ionosphère, couche D (altitude 70 km)	3
Décharge en laboratoire, à pression réduite	10–12
Décharge en laboratoire, à pression atmosphérique	13–15
Plasma de matière dense	
Électrons dans les métaux	23
Intérieur des étoiles	27
Intérieur des naines blanches	32

1.4.2. DÉFINITION DE LA "TEMPÉRATURE" D'UN PLASMA ET CONCEPT D'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE (ET)

La température, T , est une grandeur qui permet de caractériser globalement l'énergie d'un milieu, notamment l'énergie d'agitation thermique de ses particules puisqu'elle est reliée à la valeur moyenne de cette énergie (annexe A1, (A1.11)). Utiliser la température des particules à cette fin n'est possible que si la distribution en énergie (en vitesse) de celles-ci est maxwellienne ; sinon, il faut recourir à la distribution en énergie de ces particules. Nous allons voir que, dans un système en équilibre thermodynamique, une seule et même valeur de T suffit à caractériser à la fois la distribution en énergie des photons et celle des particules. Un système en ET est complètement et simplement caractérisé par sa température T et la densité N_n des particules lourdes le constituant. La densité N_n comprend plus précisément les atomes (molécules) neutres et ionisés, aussi bien dans l'état fondamental que dans des états excités : on parlera alors plus volontiers, au total, de la densité des noyaux, pour éviter toute ambiguïté (voir exercices 1.7 et 1.8).

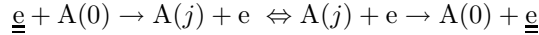
15 Peu d'interactions entre les particules (plasmas dits non collisionnels), mais grande influence des champs extérieurs.

16 Le vent solaire est essentiellement composé de protons et d'électrons.

Considérons un système comprenant des atomes (neutres et ionisés) ainsi que du rayonnement EM (photons), ce rayonnement étant lié aux états excités des atomes et des ions tout autant qu'aux interactions coulombiennes entre particules chargées (bremsstrahlung, section 1.7.1). Cet ensemble est en *équilibre thermodynamique complet* s'il y a un nombre suffisant d'interactions entre les diverses composantes du système de sorte que chaque type de processus d'échange d'énergie voit son action dans une direction énergétique donnée (par exemple, accroissement d'énergie de la "particule" lors de l'interaction) rigoureusement compensée de façon statistique par le même type de processus en direction énergétique inverse (diminution d'énergie du même type de particule dans notre exemple) : cette exigence de compensation s'appelle le principe de réversibilité microscopique ou, plus simplement, la *microréversibilité*.

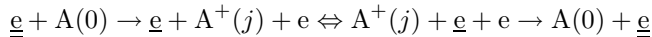
EXEMPLES DE PROCESSUS RÉVERSIBLES

- Les processus de collisions élastiques constituent, à l'évidence, un mécanisme naturellement réversible : l'atome ou l'électron qui subit une collision peut statistiquement aussi bien gagner que perdre de l'énergie.
- Les processus de collisions inélastiques, au contraire, ne sont pas toujours facilement réversibles : il faut que le milieu soit très dense, notamment pour qu'il y ait suffisamment d'interactions à plus de deux corps quand cela est nécessaire pour assurer la réversibilité. Pour le voir, considérons successivement deux exemples :
 - la *collision superélastique* ou de *seconde espèce*



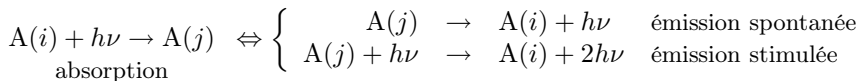
Le symbole $\underline{\underline{e}}$ désigne un électron de grande énergie au contraire de e qui est de faible énergie ; $A(0)$ indique l'état fondamental de l'atome A et $A(j)$ désigne un état excité de cet atome ; la double flèche \Leftrightarrow sépare les deux directions énergétiques du processus considéré. Si l'atome dans l'état j émet un photon avant de subir une collision, la réversibilité n'est pas satisfaite. Celle-ci exige donc un milieu où le nombre de collisions est très élevé.

- la *recombinaison collisionnelle*



Dans ce dernier exemple, on voit que la réversibilité requiert une interaction à trois corps, d'où la difficulté d'obtenir l'équilibre thermodynamique (ET) complet si le milieu n'est pas suffisamment dense.

- les processus d'émission et d'absorption de photons



où h est la constante de PLANCK et ν , la fréquence du photon ; j et i désignent respectivement les niveaux d'énergie supérieur et inférieur ($j > i$).

CONSÉQUENCES DE L'ET COMPLET

L'équilibre thermodynamique complet est réalisé quand les quatre grandes lois d'équilibre que nous allons présenter sont vérifiées simultanément. Pour caractériser complètement le système, il suffit alors de connaître simplement la température T et la densité des noyaux atomiques N_n .

1. *Distribution de MAXWELL-BOLTZMANN* des vitesses microscopiques, w , des particules. Pour les électrons, dans le cas d'une distribution isotrope, nous avons (voir annexe A1) :

$$f(w) = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_e w^2}{2k_B T} \right) \quad (1.4)$$

où k_B est la constante de BOLTZMANN, m_e la masse des électrons, la température T étant exprimée en kelvin. En notant que v_{th} , la *vitesse la plus probable* des particules d'une distribution maxwellienne, est donnée par :

$$v_{th} = \left(\frac{2k_B T}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (1.5)$$

on peut écrire (1.4) sous une forme plus simple et plus facile à retenir :

$$f(w) = \frac{\pi^{-3/2}}{v_{th}^3} \exp \left(-\frac{w^2}{v_{th}^2} \right). \quad (1.6)$$

Remarque : Une condition suffisante pour que la distribution des vitesses des particules soit maxwellienne est que le plasma soit en équilibre thermodynamique.

2. *Loi de BOLTZMANN* fixant la répartition de la densité de population des états excités par rapport à celle de l'état fondamental :

$$\frac{n_j}{n_0} = \left(\frac{g_j}{g_0} \right) \exp \left[-\frac{(\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_0)}{k_B T} \right] \quad (1.7)$$

où n_0 est la densité d'atomes dans l'état fondamental d'énergie \mathcal{E}_0 , et n_j la densité d'atomes dans l'état excité d'énergie \mathcal{E}_j , avec g_0 et g_j les poids statistiques (ou dégénérescences) correspondants¹⁷.

3. *Loi de PLANCK*, dite du *corps noir*, fixant la distribution spectrale de l'intensité du rayonnement EM. Cette intensité, à la fréquence ν considérée, est donnée par :

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \left(\frac{h\nu}{k_B T} \right) - 1} \quad (1.8)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

¹⁷ La dégénérescence en énergie d'un niveau atomique est donnée par $2J + 1$ où J est le nombre quantique du moment cinétique total correspondant au niveau considéré.

4. *Loi de SAHA* régissant l'équilibre entre les processus d'ionisation (création des particules chargées) et de recombinaison en volume (disparition de particules chargées par neutralisation d'un ion par un électron, section 1.8.1). Cette loi permet de connaître la densité n_i des ions (positifs) ionisés une fois, relativement à la densité n_0 des atomes neutres, connaissant la température du plasma. Dans l'hypothèse où ces ions et ces atomes neutres se trouvent tous dans leur état fondamental¹⁸, cette relation s'exprime sous la forme simple :

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{2g_i (2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{g_0 h^3} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_0}{k_B T}\right) \quad (1.9)$$

où g_i et g_0 représentent respectivement la dégénérescence quantique¹⁷ du niveau d'énergie i et celle du fondamental (il a été tenu en compte de ce que $g_e = 2$ pour les électrons) et \mathcal{E}_i l'énergie-seuil de première ionisation.

Pour connaître le rapport de densité entre les ions de charge Z (c'est-à-dire ayant perdu Z électrons) et ceux de charge $(Z - 1)$, nous disposons de la relation :

$$\frac{n_e n_i[Z]}{n_i[Z - 1]} = \frac{2g_i[Z]}{g_i[Z - 1]} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i[Z] - \mathcal{E}_i[Z - 1]}{k_B T}\right) \quad (1.10)$$

où \mathcal{E}_i est, cette fois, l'énergie d'ionisation du $Z^{\text{ème}}$ électron par rapport au niveau de l'atome ionisé $(Z - 1)$ fois ; le symbole $[]$ indique la dépendance en Z et en $Z - 1$ de n_i et g_i ; les valeurs de $n_i[Z]$ et $n_i[Z - 1]$ sont celles des états fondamentaux des deux types d'ions.

1.4.3. DIVERS NIVEAUX D'ÉCART PAR RAPPORT À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET

Dans la plupart des plasmas de laboratoire, la microréversibilité des processus n'est pas parfaite, et les informations à fournir pour caractériser le système sont d'autant plus nombreuses qu'il y a de types de processus non réversibles¹⁹. Examinons la situation en allant dans le sens d'une microréversibilité de plus en plus faible.

ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL (ETL)

Dans un plasma inhomogène où existe un gradient de densité de particules (induisant la diffusion de celles-ci) ou un gradient de température (provoqué, par exemple, par un flux thermique vers une paroi), ou dans un plasma homogène mais laissant des photons s'échapper (au moins pour certaines raies ou régions spectrales), il y a un

18 Pour obtenir, d'une part, la densité totale des ions (à une seule charge) qui comprend ceux dans l'état fondamental et ceux de tous les états excités et, d'autre part, la densité totale des atomes neutres, état fondamental et états excités inclus, voir l'annexe A2 (fonction de partition).

19 Rappelons qu'un système en ET est complètement et simplement caractérisé par sa température T et la densité N_n de ses noyaux atomiques (moléculaires).

flux net d'énergie à travers le système : la diminution (ou l'augmentation) locale de l'énergie du système implique que la microréversibilité n'est pas complète. Cependant, si cette perte locale d'énergie est faible par rapport à l'énergie totale en ce point ou, de façon équivalente, si la différence d'énergie entre deux points voisins du système est faible, alors on pourra dire qu'il y a ETL.

Le cas d'ETL le plus fréquent est celui d'un plasma dont la densité des particules n'est pas suffisamment grande et son volume trop petit pour réabsorber la plus grande partie des photons émis : des photons, dans un domaine spectral donné, s'échappent alors du système. Si la situation n'est souvent pas désastreuse du point de vue de l'équilibre du système, c'est que des processus vont se manifester pour compenser des réactions qui normalement, en ET complet, nécessitent l'absorption d'un photon. Ainsi, pour la réaction $A(j) \rightarrow A(0) + h\nu$, il n'y a pas réversibilité, la réaction inverse étant remplacée par $A(0) + \underline{e} \rightarrow A(j) + e$; on appelle ceci une *compensation impropre* pour l'opposer à la compensation propre de la microréversibilité parfaite. Le rayonnement d'un tel système ne suit donc pas la loi de PLANCK, mais si le flux qui s'échappe est faible, les trois autres lois d'équilibre de l'ET s'appliqueront localement : MAXWELL-BOLTZMANN pour les distributions des vitesses des particules, BOLTZMANN pour la densité des niveaux excités des atomes (molécules), et SAHA pour l'ionisation-recombinaison ; une seule température, $T(\mathbf{r})$, définie localement en \mathbf{r} , en plus de la densité, $N_n(\mathbf{r})$, des noyaux d'atomes (molécules), suffit alors pour caractériser le système.

Dans le cas où il y a un flux net de particules à travers le système (diffusion, convection), la notion d'ETL s'applique à condition que le temps, dit de relaxation, nécessaire pour que la particule provenant d'un sous-système (thermodynamique) à la température T_1 à la position \mathbf{r}_1 se mette en équilibre avec le sous-système en \mathbf{r}_2 à la température T_2 , soit très court. Dans ce cas, l'ET se maintient localement.

PLASMA HORS ETL :

LE CAS PARTICULIER DU PLASMA À DEUX TEMPÉRATURES

Lorsque le plasma est moins dense que celui considéré au paragraphe précédent, le nombre de collisions entre électrons et particules lourdes diminue. Comme un électron transfère par collision élastique au plus $4m_e/M$ de son énergie à un ion ou à un atome de masse M (démonstration en section 1.7.2), le transfert collisionnel d'énergie entre les électrons et les particules lourdes, du fait de leur différence de masse n'est plus suffisant pour que les particules des différents types aient toutes la même énergie moyenne. Cependant, si les interactions entre particules d'un même type sont suffisamment nombreuses²⁰, il y a équipartition de l'énergie au sein de cette population, et celles-ci continueront à obéir à une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN caractérisée par une température propre à leur espèce : température électronique T_e , température ionique T_i , et température des neutres (ou température du gaz) T_g .

²⁰ Il s'agit de la condition nécessaire qui fait pendant à la condition suffisante indiquée plus haut (équilibre thermodynamique) pour que la distribution en vitesse soit de MAXWELL-BOLTZMANN.

Un cas particulièrement intéressant est celui où la température des électrons dépasse largement celle des autres particules du plasma lorsque ce sont précisément les électrons qui amènent l'énergie dans le système²¹. Une situation fréquemment observée est alors celle où $T_e > T_i \approx T_g$ (*plasma dit à deux températures*). Dans un tel plasma à deux températures, les populations des différents niveaux d'énergie de l'atome neutre (de même pour l'ion) ne sont pas, dans leur ensemble, régies par l'équilibre de BOLTZMANN (équation (1.7)). En effet, le temps entre deux collisions successives électron-neutre entraînant l'excitation ou la désexcitation des niveaux voisins du fondamental est plus long que leur temps de vie radiatif, de sorte que ceux-ci se peuplent ou se dépeuplent de façon radiative plutôt que par collision électronique, échappant ainsi à la cinétique des électrons. Par contre, les niveaux supérieurs, ceux situés sous le premier niveau de l'ion (figure A3.1 de l'annexe A3), sont en équilibre collisionnel avec les électrons, et la loi de BOLTZMANN donne leur densité de population selon $T_{exc} \simeq T_e$. Nous dirons que le système est en *équilibre thermodynamique local partiel* (annexe A3) puisque seuls les niveaux supérieurs sont en équilibre de BOLTZMANN. Pour décrire ce système, il faut donc préciser plusieurs "températures" (le terme "paramètres caractéristiques" serait plus juste), à la différence de l'ETL.

AUCUNE CARACTÉRISTIQUE D'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE, MAIS UN ÉTAT STATIONNAIRE

Les fonctions de distribution en énergie des particules ne sont plus maxwelliennes : par exemple, les collisions inélastiques peuvent dépeupler fortement certains intervalles d'énergie de ce qui aurait été une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN. Dans ce cas, on ne peut plus parler de température mais seulement d'énergie moyenne, et encore faut-il préciser la forme de la fonction de distribution pour connaître les caractéristiques du système.

En conclusion, plus on s'éloigne de l'ET, plus il faut fournir de données pour caractériser le plasma.

1.5. FRÉQUENCE PROPRE D'OSCILLATION DES ÉLECTRONS D'UN PLASMA

1.5.1. ORIGINE ET DESCRIPTION DU PHÉNOMÈNE

Si dans un plasma de dimensions largement supérieures à la longueur de DEBYE λ_D (distance moyenne en dessous de laquelle il n'y a pas neutralité électrique, section 1.6) se produit un défaut local de neutralité (résultant, par exemple, d'un mouvement

21 Dès l'instant où il y a un chemin privilégié d'arrivée d'énergie se pose le problème de la répartition de cette énergie dans le plasma. S'il n'y a pas assez d'interactions entre les divers types de particules, leur énergie moyenne ne sera pas la même.

aléatoire des particules), celle-ci sera rétablie du fait du comportement collectif des particules chargées (section 1.1). S'il y a peu ou pas de collisions, ce mouvement de retour vers l'équilibre des charges prendra la forme d'une oscillation pendulaire autour de la position où il y a eu initialement rupture de neutralité.

Pour préciser le sens physique de ce phénomène, considérons la figure 1.7, qui est une représentation idéalisée de la distribution des ions et des électrons dans un plasma. Initialement, les charges y sont distribuées de façon alternée et équidistante de sorte que le champ électrique est nul là où elles se trouvent : les particules chargées (supposées sans énergie thermique pouvant les mettre en mouvement!) devraient donc demeurer, sans bouger, dans cet état d'équilibre. Déplaçons un groupe d'électrons sur une distance x par rapport à leur position initiale d'équilibre : il en résulte un champ électrique (champ donné par l'équation de POISSON (1.1) et appelé *champ de charge d'espace*) qui rappelle les électrons vers leur position d'origine, mouvement qui réduit d'autant l'intensité de ce champ. Cependant, les électrons ainsi accélérés ne pourront s'arrêter à leur position d'équilibre, continuant leur mouvement au-delà de ce point, engendrant ainsi un nouvel écart à l'équilibre électrique des charges et, donc, un champ électrique de sens opposé au champ initial. Les électrons continueront ainsi leur mouvement pendulaire autour de la position d'équilibre si des collisions ne viennent l'interrompre.

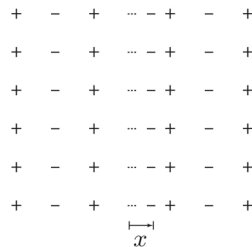


Figure 1.7 – Représentation (très) idéalisée de la distribution des ions et des électrons dans un plasma montrant qu'une légère non uniformité de cette distribution, obtenue par déplacement d'un groupe d'électrons sur une distance x , crée dans cette région un champ électrique (dit champ de charge d'espace). Le rappel par ce champ des électrons ainsi déplacés va entraîner leur mouvement oscillatoire autour de la position initiale d'équilibre.

Ce comportement collectif des électrons fait apparaître localement un mouvement oscillatoire dont la pulsation (voir démonstration ci-après) est donnée par :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{\bar{n}_e \epsilon^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

où \bar{n}_e est la densité électronique en l'absence de perturbation, ϵ_0 est la permittivité du vide ; $f_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$ est appelée *fréquence (propre) des électrons du plasma* ou, moins communément, fréquence du plasma d'électrons.

Au cours de ces oscillations, les ions, beaucoup plus lourds que les électrons, demeurent pratiquement immobiles : ils commencent à peine à se mettre en mouvement dans une direction, sous l'effet du champ de charge d'espace, qu'il leur faudrait déjà aller dans l'autre.

1.5.2. CALCUL DE LA FRÉQUENCE PROPRE DES ÉLECTRONS DU PLASMA

Un modèle hydrodynamique simple décrivant les électrons dans leur mouvement collectif d'oscillation comme un fluide permet d'obtenir la valeur de la pulsation ω_{pe} . Les hypothèses sont les suivantes :

1. Les ions sont immobiles et, de ce fait, leur densité \bar{n}_i , non perturbée, uniforme,
2. L'agitation thermique des électrons est négligeable : leur vitesse v_e due au champ électrique de la charge d'espace est telle que $v_e \gg v_{th}$ (hypothèse du *plasma froid*),
3. La fréquence ν de collision électron-neutre pour le transfert de quantité de mouvement l'emporte sur les autres types de fréquences de collision, mais reste néanmoins telle que $\nu \ll \omega_{pe}$ afin de préserver le comportement collectif du plasma,
4. Les oscillations produites sont de faible amplitude,
5. Il n'y a pas de champ magnétique imposé de l'extérieur.

Dans le cadre du modèle hydrodynamique (section 3.5), nous pouvons décrire le fluide d'électrons en question par les deux relations suivantes :

Équation de conservation des particules :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = 0. \quad (1.12)$$

Équation de transport de la quantité de mouvement²² :

$$n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_e \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_e = -n_e e \mathbf{E}, \quad (1.13)$$

où \mathbf{E} est le champ de charge d'espace.

Nous linéarisons ces équations (hypothèse 4) en posant :

$$n_e(\mathbf{r}, t) = \bar{n}_e + \tilde{n}_e(\mathbf{r}, t) \quad (1.14)$$

où $\tilde{n}_e(\mathbf{r}, t)$ est une perturbation à la densité \bar{n}_e uniforme et constante en l'absence de fluctuations ($\tilde{n}_e \ll \bar{n}_e$). Nous supposons, par ailleurs, que les grandeurs variables dans le temps, toutes d'ordre un, oscillent à la fréquence $\omega/2\pi$ que nous cherchons

²² Où l'on a négligé le terme d'interaction collisionnelle (hypothèse 3) et pris en compte le fait que le plasma est froid (hypothèse 2) ; le champ \mathbf{E} est celui dû à la charge d'espace.

à déterminer : nous poserons donc $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t)$, $\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_{e0} \exp(i\omega t)$ et $\tilde{n}_e(\mathbf{r}, t) = \tilde{n}_{e0}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$. Nous avons alors de (1.12) :

$$i\omega\tilde{n}_{e0} + \bar{n}_e \nabla \cdot \mathbf{v}_{e0} = 0 \tag{1.15}$$

où nous avons négligé $\nabla \cdot \tilde{n}_e \mathbf{v}_{e0}$, terme d'ordre 2 dans une équation d'ordre 1. De (1.13), nous obtenons :

$$\bar{n}_e m_e i\omega \mathbf{v}_{e0} = -\bar{n}_e e \mathbf{E}_0. \tag{1.16}$$

Ajoutons à ces deux relations, l'équation de POISSON (1.1) qui, dans le cas présent, s'écrit :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\bar{n}_i e - n_e e}{\epsilon_0} \approx -\frac{\tilde{n}_e e}{\epsilon_0} \tag{1.17}$$

puisque la neutralité macroscopique impose $\bar{n}_i = \bar{n}_e$.

Nous voulons éliminer \mathbf{v}_{e0} puis \tilde{n}_{e0} en jouant des équations (1.15) à (1.17). De (1.16), il vient :

$$\mathbf{v}_{e0} = -\left(\frac{e}{i\omega m_e}\right) \mathbf{E}_0 \tag{1.18}$$

et en portant (1.18) dans (1.15), nous obtenons :

$$\tilde{n}_{e0} = -\frac{\bar{n}_e e}{\omega^2 m_e} \nabla \cdot \mathbf{E}_0. \tag{1.19}$$

En utilisant la valeur de \tilde{n}_{e0} définie simultanément par (1.19) et (1.17), nous arrivons à :

$$\tilde{n}_{e0} = -\frac{\bar{n}_e e}{\omega^2 m_e} \nabla \cdot \mathbf{E}_0 = -\frac{\epsilon_0}{e} \nabla \cdot \mathbf{E}_0, \tag{1.20}$$

c'est-à-dire :
$$\nabla \cdot \mathbf{E}_0 \left(\frac{\bar{n}_e e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2} - 1 \right) = 0, \tag{1.21}$$

ce qui, pour $\nabla \cdot \mathbf{E}_0 \neq 0$, impose :
$$\omega = \omega_{pe} \tag{1.22}$$

où $\omega_{pe} \equiv (\bar{n}_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ (relation (1.11)) est la fréquence propre d'oscillation du plasma d'électrons, aussi appelée *oscillation de LANGMUIR*.

Remarques :

1. Dans l'hypothèse du plasma froid ($T_e = 0$)²³, l'oscillation collective des électrons demeure circonscrite au voisinage de la perturbation qui l'a engendrée : elle ne se propage pas, ce n'est pas une onde. Pour qu'une onde électromagnétique existe²⁴,

²³ L'hypothèse d'un plasma froid consiste à négliger la vitesse d'agitation thermique, notamment en posant $T_e = 0$, devant une autre vitesse caractéristique des particules du plasma, comme ici v_e .

²⁴ Pour qu'il y ait propagation d'une onde électromagnétique, il faut qu'il y ait transport d'énergie d'un point à un autre de l'espace, c'est-à-dire que le vecteur de POYNTING $\mathbf{S} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}$ soit non nul.

il faut pouvoir en définir la vitesse de groupe v_g ²⁵ qui s'obtient à partir de son équation de dispersion. Dans le cas présent, de (1.22) où ω_{pe} est une constante, $v_g \equiv \partial\omega/\partial\beta = 0$.

Cependant, si l'on tenait compte de la pression scalaire exercée par l'agitation thermique des électrons sur leur propre mouvement (section 3.5), pression qui s'exprime en moyenne par leur température T_e , on obtiendrait, pour ce même mouvement oscillatoire (QUÉMADA, section 6.4.1) :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \gamma\beta^2 \frac{k_B T_e}{m_e} \quad (1.23)$$

où $v_g = \gamma\beta k_B T_e / m_e \omega$ est non nulle si $T_e \neq 0$. Dans cette relation, γ est le rapport c_p/c_v des chaleurs spécifiques du gaz ; pour une transformation adiabatique, $\gamma = (2 + \bar{\delta})/\bar{\delta}$ où $\bar{\delta}$ est le nombre de degrés de liberté de l'espèce gazeuse ; dans le cas d'un gaz monoatomique, $\bar{\delta} = 1$ d'où $\gamma = 3$ (section 3.6).

2. En milieu limité (c'est-à-dire lorsque des conditions aux frontières interviennent dans les calculs), la fréquence d'oscillation est :

$$\omega = \omega_{pe}/\sqrt{2} \quad \text{pour une géométrie cylindrique,} \quad (1.24)$$

$$\omega = \omega_{pe}/\sqrt{3} \quad \text{pour une géométrie sphérique.} \quad (1.25)$$

3. Expression numérique approximative de la fréquence propre des électrons :

$$f_{pe} \text{ (Hz)} \simeq 9000\sqrt{n_e(\text{cm}^{-3})}. \quad (1.26)$$

4. Comme pour les électrons, on peut calculer la fréquence propre d'oscillation des ions du plasma, soit :

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.27)$$

où l'on peut noter que la fréquence du plasma d'ions, puisque fonction inverse de leur masse m_i , est très inférieure à la fréquence du plasma d'électrons.

1.6. LONGUEUR DE DEBYE :

EFFET D'ÉCRAN DANS LES PLASMAS

1.6.1. DESCRIPTION DU PHÉNOMÈNE

Si, dans un plasma, on introduit deux électrodes conductrices reliées à une source de potentiel, les électrons vont être attirés par la borne positive et les ions (positifs) par la

²⁵ Dans un milieu de propagation sans atténuation où le module du vecteur d'onde a pour expression $\beta \equiv 2\pi/\lambda$ (auss appelé *nombre d'onde*), la *vitesse de groupe* est donnée par $v_g \equiv \partial\omega/\partial\beta$.

borne négative. L'excès de charges d'un signe donné ainsi créé est cependant concentré autour de l'électrode correspondante, dans un petit domaine spatial appelé *gaine*, le reste du plasma demeurant macroscopiquement neutre. La gaine agit comme un écran, limitant spatialement l'influence sur le plasma du champ électrique régnant²⁶.

Un mécanisme semblable d'écrantage agit dans le corps même du plasma, faisant en sorte que le potentiel d'une charge quelconque du plasma n'est plus ressenti au-delà d'une distance de l'ordre de λ_D , la longueur de DEBYE. Nous montrerons que le potentiel électrostatique engendré par un ion (positif, à une seule charge) à une distance r de cet ion dans un plasma est donné par :

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.28)$$

où le terme exponentiel manifeste cet *effet d'écran* qui réduit fortement la portée qu'aurait eu le potentiel de l'ion dans le vide ; en effet, pour $r = \lambda_D$, le potentiel de l'ion aura décru à $1/e$ de sa valeur dans le vide (e est la base du logarithme népérien). La portée de l'écrantage dépend de l'énergie d'agitation thermique des particules et de leur densité, comme nous allons le voir.

1.6.2. CALCUL DU POTENTIEL EXERCÉ PAR UN ION DANS UN PLASMA À DEUX TEMPÉRATURES : DÉFINITION DE LA LONGUEUR DE DEBYE

Considérons l'ion en question comme une particule-test (positive) : une telle particule, par hypothèse, agit sur les autres particules sans être influencée par elles. Déposée dans le plasma à l'origine d'un système de coordonnées sphériques, elle crée une perturbation par son champ électrostatique. Nous voulons connaître l'expression du potentiel $\phi(r)$ engendré par cet ion à une distance r , compte tenu du nuage d'électrons et d'ions qui l'entourent. Les densités électronique et ionique, $n_e(r)$ et $n_i(r)$, diffèrent à l'origine du repère mais non à l'infini où elles sont égales, $n_{e\infty} = n_{i\infty}$ (la perturbation ne se fait plus sentir). Nous allons supposer qu'à une distance r suffisante, précisée plus bas, les populations électronique et ionique obéissent à des distributions de MAXWELL-BOLTZMANN, caractérisées respectivement, pour plus de généralité, par des températures électronique T_e et ionique T_i différentes (plasma à 2 températures, section 1.4.3). Ces distributions, en présence d'un potentiel $\phi(r)$, s'obtiennent à partir de la relation (A1.15) (annexe A1), en l'occurrence :

$$n_\alpha(r) = n_{\alpha\infty} \exp\left(-\frac{\Phi(r)}{k_B T_\alpha}\right) \quad (1.29)$$

26 En fait, dès que l'on introduit un objet dans un plasma, que ce soit un matériau diélectrique ou conducteur (n'agissant alors pas comme une électrode), il y a formation d'une gaine (section 3.14) autour de cet objet parce que sa surface se charge négativement : cet effet, nous le verrons, est dû à la plus grande mobilité des électrons relativement à celle des ions.

où l'énergie potentielle $\Phi(r) = +e\phi(r)$ dans le cas d'un ion positif. Pour les deux types de particules, nous avons donc :

$$n_i(r) = n_{i\infty} \exp\left(-\frac{e\phi(r)}{k_B T_i}\right), \quad (1.30)$$

$$n_e(r) = n_{e\infty} \exp\left(\frac{e\phi(r)}{k_B T_e}\right). \quad (1.31)$$

Toutefois, comme l'ont signalé certains auteurs [1], compte tenu de la perturbation créée par la charge-test, l'hypothèse d'une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN n'est pas valide dans le voisinage immédiat de celle-ci. Cela n'est pas gênant dans le cadre de la présente démonstration car nous supposons une telle distribution seulement à partir d'une distance r suffisamment loin de la charge-test pour que le potentiel de celle-ci soit fortement écranté par les charges qui l'entourent, plus précisément lorsque $e\phi(r)/k_B T \ll 1$. Cette condition nous permet de développer (1.30) et (1.31) à l'ordre un pour obtenir :

$$n_i(r) = n \left(1 - \frac{e\phi(r)}{k_B T_i}\right), \quad (1.32)$$

$$n_e(r) = n \left(1 + \frac{e\phi(r)}{k_B T_e}\right), \quad (1.33)$$

puisqu'à l'infini, $n_{e\infty} = n_{i\infty} = n$.

RECHERCHE DE L'ÉQUATION DIFFÉRENTIELLE DÉFINISSANT $\phi(r)$

La densité des charges est donc localement en r :

$$\rho(r) = en \left[1 - e \frac{\phi(r)}{k_B T_i}\right] - en \left[1 + e \frac{\phi(r)}{k_B T_e}\right],$$

c'est-à-dire :

$$\rho(r) = - \left[\frac{e^2 \phi(r)}{k_B T_i} + \frac{e^2 \phi(r)}{k_B T_e} \right] n. \quad (1.34)$$

L'équation de POISSON nous permet d'obtenir l'équation différentielle gouvernant $\phi(r)$ puisque :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0 \quad (1.35)$$

conduit à :

$$\nabla \cdot \nabla \phi = -\rho/\epsilon_0 \quad (1.36)$$

d'où de (1.34) :

$$\nabla^2 \phi = \phi(r) \left[\frac{ne^2}{\epsilon_0 k_B T_i} + \frac{ne^2}{\epsilon_0 k_B T_e} \right], \quad (1.37)$$

où nous noterons :

$$\lambda_{D\alpha}^2 \equiv \frac{\epsilon_0 k_B T_\alpha}{ne^2}, \quad (1.38)$$

de sorte que le terme entre crochets de (1.37) peut s'écrire :

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \quad (1.39)$$

et la relation (1.37) complète :
$$\nabla^2 \phi = \frac{\phi(r)}{\lambda_D^2}, \quad (1.40)$$

où λ_{De} et λ_{Di} sont respectivement les *longueurs de DEBYE électronique* et *ionique*, et λ_D la *longueur de DEBYE globale* ou, simplement, *longueur de DEBYE*.

Comme la relation (1.40) ne dépend que de r , elle est de symétrie sphérique et se développe donc bien dans un système de coordonnées sphériques, et nous devons résoudre :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \phi(r) \right] = \frac{\phi(r)}{\lambda_D^2}. \quad (1.41)$$

SOLUTION DE L'ÉQUATION DIFFÉRENTIELLE (1.41)

Nous allons exprimer le potentiel $\phi(r)$ en un produit de deux contributions : l'une prépondérante au voisinage de la particule-test, $\phi_c(r)$, et l'autre, $f(r)$, décrivant le comportement pour r très grand.

Solution pour $r \approx 0$

Dans cette région, le potentiel de l'ion-test est le plus important, et il est de symétrie sphérique. Pour cet ion (+) seul, nous obtenons après intégration de l'équation de POISSON :

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{E} \, dV = \int_V (\rho/\epsilon_0) \, dV \equiv e/\epsilon_0, \quad (1.42)$$

où le volume V est suffisamment petit pour ne contenir que l'ion-test.

Par ailleurs, le théorème de GAUSS (application du théorème de GREEN) enseigne que :

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{E} \, dV = \int_{S=\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}, \quad (1.43)$$

où S est la surface délimitant le volume V . La symétrie sphérique nous permet de développer facilement l'intégrale de surface :

$$\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi r^2 E_r(r) \quad (1.44)$$

et de (1.42), (1.43) et (1.44), il vient :

$$E(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1.45)$$

et comme :

$$E(r) = -\frac{d\phi(r)}{dr}, \quad (1.46)$$

nous obtenons un résultat attendu pour le potentiel $\phi(r)$ dans le voisinage immédiat de l'ion, noté $\phi_c(r)$:

$$\phi_c(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.47)$$

potentiel d'un ion positif dans le vide.

Solution pour r grand

Écrivons $\phi(r)$ dans (1.41) sous la forme :

$$\phi(r) = \phi_c(r)f(r), \quad (1.48)$$

où, a priori, nous exigeons que $f(r) \rightarrow 1$ pour $r \rightarrow 0$ et $f(r) \rightarrow 0$ pour $r \rightarrow \infty$. Dans ce cas, en portant (1.48) dans (1.41), nous obtenons l'expression :

$$\frac{d^2 f}{dr^2} = \left(\frac{1}{\lambda_D}\right)^2 f(r), \quad (1.49)$$

qui possède deux solutions :

$$f_1(r) = \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \text{ et } f_2(r) = \exp\left(+\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (1.50)$$

où $f_2(r)$ est à rejeter puisqu'il faut que $f(r) \rightarrow 0$ pour $r \rightarrow \infty$. En explicitant (1.48) d'après (1.47) et (1.50), nous arrivons finalement à l'expression du potentiel de la particule-test, à une distance r , lorsque celle-ci est plongée dans un plasma :

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right). \quad (1.28)$$

Remarques :

1. L'effet d'écran, exprimé par le facteur exponentiel de la relation (1.28), est indépendant du signe de la charge de la particule-test.
2. La longueur de DEBYE est d'autant plus courte que la densité du plasma est élevée (équation (1.38)) : autrement dit, le potentiel de la particule-test est d'autant plus rapidement écranté que la densité de particules chargées qui l'entourent est importante.
3. Dans les plasmas hors ETL, la température des ions T_i étant généralement beaucoup plus faible que la température T_e des électrons ($T_i \ll T_e$), la longueur de DEBYE λ_D au sein du plasma s'apparente alors à la longueur de DEBYE ionique, beaucoup plus courte que la longueur de DEBYE électronique, soit $\lambda_D \simeq \lambda_{Di} \ll \lambda_{De}$: l'effet d'écran est, dans ce cas, assuré principalement par les ions.