

Une courte introduction à la physique des plasmas dilués

Mickaël Melzani
mickael.melzani@gmail.com

Abstract

Cet article expose de façon synthétique les propriétés essentielles de l'état plasma et de ses modélisations. Nous nous concentrons sur les plasmas dilués, tout en définissant clairement ce que l'on entend par là et en situant ce caractère dilué dans l'espace température-densité. Nous donnons de nombreux exemples d'environnements où la matière est dans cet état, ainsi que les ordres de grandeurs associés. Enfin, nous nous attardons sur l'interprétation physique des principales grandeurs permettant de décrire l'état plasma : pulsation plasma et pulsation cyclotron, longueur de Debye, paramètre plasma. De niveau accessible, cet article devrait permettre à l'étudiant ou au professeur curieux de se faire une idée de ce que l'on appelle parfois le quatrième état de la matière.

Introduction

Les livres de physique des plasmas commencent souvent par faire remarquer que nous vivons dans les 1% de l'Univers où l'état plasma n'est pas la norme. Il est vrai qu'à à peine 50 km au dessus du sol cet état devient omniprésent, d'abord avec l'ionosphère qui est partiellement ionisée par le rayonnement X et UV du Soleil, puis avec la magnétosphère terrestre qui fait barrière au vent solaire, qui lui-même emplit l'héliosphère. La liste continue ensuite : espace interstellaire et intergalactique, intérieur et atmosphère des étoiles, atmosphère des planètes, nébuleuses de pulsar... Mais l'état plasma est aussi présent sur Terre, soit dans la nature (éclair), soit dans des machines construites par l'homme : machines à fusion magnétique (telles que ITER) et à fusion inertielle (telles que le laser mégajoule), ou encore plasmas "froids" aux multiples applications industrielles (traitement de surfaces, stérilisation...) et médicales [4, 9].

Cette énumération montre que la physique des plasmas est essentielle à la fois à la compréhension de nombreux phénomènes naturels, et à la réalisation de nombreuses applications techniques. C'est une physique riche et complexe, qui est encore un sujet de recherche très actif tant du point de vue des processus fondamentaux que des applications. Dans l'enseignement supérieur à bac+1 et +2, les plasmas sont parfois rencontrés lors de projets d'étude ou de TIPE sur l'ionosphère ou la magnétosphère, et font des incursions régulières dans les sujets de concours. Les ondes électromagnétiques dans un plasma sont également au programme de certaines filières de CPGE. Il nous a donc semblé intéressant de mettre à disposition un article qui permet d'introduire cette physique.

Pour aller plus loin, les livres sur le sujet sont nombreux. On citera en particulier [5], très accessible, ainsi que [6] (disponible sur Internet), ou encore [1] pour une approche plus approfondie. Citons également un ancien article introductif paru dans le BUP [3].

Dans la première partie du présent article, nous commençons par décrire quand et comment un gaz devient ionisé, et nous détaillons la différence entre les différents types de

plasmas, tout en donnant de nombreux exemples. Dans une seconde partie nous passons en revue les principales grandeurs physiques utilisées pour décrire un plasma dilué, en insistant sur leur interprétation physique. Un second article [8] s'intéressera aux ondes dans les plasmas dilués.

1 Qu'est ce qu'un plasma ?

1.1 Comment obtenir un plasma ?

Nous nous intéressons ici aux plasmas dits "dilués", ou peu denses et chauds, qui peuvent être définis comme un gaz dans lequel tout ou partie des atomes sont totalement ou partiellement ionisés. Un plasma est donc composé d'ions, d'électrons libres, et d'atomes neutres. L'ionisation des atomes peut se produire soit par une excitation extérieure (par exemple l'ionisation de la haute atmosphère est créée et entretenue par le rayonnement UV et X du Soleil, ou encore l'air peut être ionisé s'il est soumis à une différence de potentiel électrique assez grande), soit lorsque la densité est très élevée (par exemple dans les intérieurs stellaires ou au centre des géantes gazeuses), soit encore lorsque la température du gaz est assez élevée pour que les collisions entre atomes entraînent leur ionisation.

Dans ce dernier cas, qui est le plus courant pour les plasmas dilués, la fraction d'ionisation d'un gaz à l'équilibre thermodynamique est approximée par l'équation de Saha [5] :

$$\frac{n_i}{n_n} = 2 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-\frac{U_i}{k_B T}}, \quad (1)$$

avec T la température en Kelvin, k_B la constante de Boltzmann, n_i la densité numérique d'ions en m^{-3} , n_n celle d'atomes neutres, et U_i l'énergie d'ionisation des atomes. Même si cette équation n'est valable que sous certaines conditions que nous ne détaillerons pas (notamment des atomes d'un seul type ionisés une seule fois), il est intéressant d'en comprendre l'origine physique. On peut grossièrement dire qu'il y a ionisation lors d'une collision si l'énergie cinétique d'un des deux atomes participants est supérieure à son énergie de première ionisation U_i . Or pour une distribution des vitesses maxwellienne le nombre d'atomes dont l'énergie est supérieure à U_i est proportionnel à $\exp(-U_i/k_B T)$, d'où ce facteur dans l'équation. Pour $U_i \simeq 14 \text{ eV}$ (première ionisation de H, O ou N), le facteur exponentiel devient d'ordre unité à partir de $T \simeq U_i/k_B \simeq 2 \times 10^5 \text{ K}$. Quant au facteur $1/n_i$ devant l'exponentielle, il rend compte des recombinaisons : plus il y a d'ions et plus les électrons libres se recombinent facilement avec les ions, donc plus la fraction d'ionisation diminue. Un gaz extrêmement peu dense peut donc être ionisé malgré une température inférieure à U_i/k_B . C'est le cas par exemple d'une partie du milieu interstellaire.

La figure 1 présente l'ordre de grandeur de la température électronique T_e et de la densité électronique n_e (ou ionique pour des atomes ionisés une seule fois car alors $n_i = n_e$) de différents environnements, et la table 1 la complète en donnant l'ordre de grandeur de différents paramètres physiques. Sur la figure, la courbe en trait tireté délimite les domaines pour lesquels $n_i/n_n > 1$ ou < 1 d'après l'équation de Saha. Les environnements situés au dessus de cette courbe sont donc totalement ionisés par agitation thermique¹,

1. Attention toutefois, l'équation de Saha est valable à l'équilibre thermodynamique, ce qui requiert en particulier l'équilibre thermique entre les populations d'ions, d'atomes neutres, et d'électrons : il faut que $T_{\text{ions}} = T_{\text{neutres}} = T_e$ que l'on note T dans l'équation 1. Comme les collisions sont rares dans les plasmas dilués (voir §2.4), cet équilibre n'est pas toujours atteint. On a toutefois grossièrement égalité des températures pour tous les environnements de la figure 1 (à un facteur 10 près) sauf pour les plasmas froids, où $T_{\text{ions}} \sim T_{\text{neutres}} \sim 300$ à 400 K alors que $T_e \sim 10^4 \text{ K}$, si bien que dans ce cas l'agitation thermique

ceux situés au dessous ne le sont pas (ils peuvent alors être soit très peu ou pas du tout ionisés, soit ionisés à un certain point par excitation extérieure). La dynamique d'un plasma faiblement ionisé est fortement influencée par les collisions entre neutres et ions, tout comme dans un gaz neutre, et possède des spécificités qui lui sont propres. Dans la suite de cet article, nous concentrons notre attention sur les plasmas dilués totalement ionisés.

Environnement	n_e m ⁻³	T_e K	ω_{pe} rad/s	λ_{De} m	Λ 1	l_{coll} m	L m
Tokamak ITER (centre)	10^{20}	5×10^8	10^{12}	2×10^{-4}	4×10^8	10^5	10
Fusion inertielle	10^{29}	5×10^8	10^{16}	5×10^{-9}	10^4	10^{-4}	10^{-5}
Foudre	10^{25}	2×10^4	10^{14}	3×10^{-9}	0.3	10^{-9}	10^2
Ionosphère	10^{12}	10^3	10^8	2×10^{-3}	10^4	10^1	10^5
Magnétopause terrestre	10^7	2×10^6	10^5	3×10^1	10^{11}	10^{13}	10^8
Vent solaire au point L1	10^6	10^6	10^5	7×10^1	10^{11}	10^{13}	10^{11}
Centre du Soleil	10^{32}	1.5×10^7	10^{18}	3×10^{-11}	2	10^{-10}	10^8
Photosphère solaire	10^{23}	6×10^3	10^{13}	10^{-8}	0.5	10^{-8}	10^5
Boucle coronale	10^{15}	10^6	10^9	10^{-3}	10^7	10^4	10^8
Milieu interstellaire chaud	10^3	10^6	10^3	10^3	10^{13}	10^{16}	10^{16}
Nébuleuse de pulsar	10^7	10^{10}	10^5	10^3	10^{17}	10^{20}	10^{16}
Gaz dans les CNTP	10^{25}	273					

TABLE 1 – Ordre de grandeur de la densité électronique n_e et de la température électronique T_e dans divers environnements, ainsi que des grandeurs que l'on peut calculer à partir de n_e et T_e : pulsation plasma électronique ω_{pe} , longueur de Debye électronique λ_{De} , paramètre plasma Λ , libre parcours moyen l_{coll} . Seul L ne s'en déduit pas : il s'agit de la taille typique de l'environnement considéré. Remarques : le gaz dans les CNTP n'est pas à l'état plasma et est donné à titre indicatif ; la magnétopause est une zone de la magnétosphère qui fait face au Soleil ; L1 signifie point de Lagrange 1, entre la Terre et le Soleil ; le plasma des nébuleuses de pulsar est un plasma d'électrons-positrons et sa température est relativiste. Mêmes références que pour la figure 1.

1.2 Plasma dilué

Sur la figure 1, nous avons également tracé les frontières entre plasma quantique/non quantique et entre plasma faiblement couplé/fortement couplé, ce qui va permettre de faire la distinction entre ce que l'on appelle les plasmas “denses” et les plasmas “dilués”. Expliquons ces notions.

ionise à peine ou pas du tout ces plasmas.

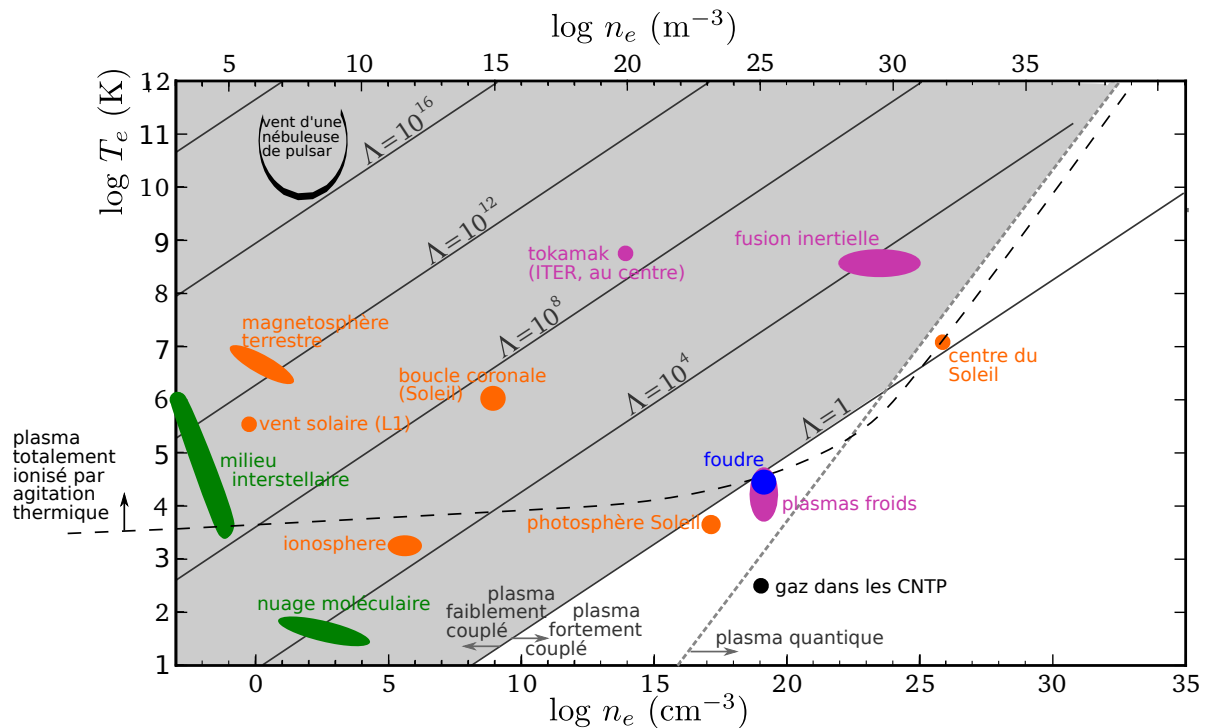


FIGURE 1 – Ordre de grandeur de la densité électronique n_e et de la température électronique T_e dans différents environnements. La zone grisée représente les plasmas dilués, auxquels les discussions contenues dans cet article s'appliquent.

► Courbe en trait tireté : les environnements au-dessus sont totalement ionisés par agitation thermique (équation 1), sauf pour les plasmas “froids” (voir note p. 2). Pour ceux au-dessous de cette courbe, l'agitation thermique ne suffit pas, mais ils peuvent tout de même être ionisés (partiellement ou totalement) par excitation extérieure (par exemple décharge électrique, rayonnement), ou encore être ionisés par effet de densité élevée (pour les plasmas quantiques).

► Droite pointillée : à droite les effets quantiques sont importants (température inférieure à celle de Fermi ou extension de la fonction d'onde supérieure à la distance interparticule) ; à gauche ils ne le sont pas.

► Droites grises en trait plein : indiquent la valeur du paramètre plasma Λ (équation 7). La droite $\Lambda = 1$ délimite les domaines où le plasma est fortement couplé ou faiblement couplé (comparaison entre énergie cinétique des particules et leur énergie potentielle d'interaction).

Pour le détail des références voir [7, §1.A], ainsi que [4, 9] pour les plasmas froids et [11] pour l'ionosphère.

On entend par plasma dense un plasma fortement couplé (les interactions entre particules y sont prépondérantes) et/ou quantique (la distance interatomique devient de l'ordre de grandeur de l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique, ou bien la température atteint celle de Fermi). On rencontre ces plasmas dans les intérieurs stellaires ou au centre des géantes gazeuses. On peut également placer les plasmas froids indiqués dans la figure dans cette catégorie.

Les plasmas dits dilués, qui sont le sujet de cet article, sont à la fois faiblement couplés et non quantiques. Nous quantifierons la notion de faiblement couplé dans la section 2.4 à l'aide du paramètre plasma Λ . D'un point de vue qualitatif, il est important de comprendre que dans ces plasmas les particules chargées interagissent entre elles avant tout à distance et de façon *collective* via les champs électromagnétiques : des séparations de charges ou des courants produisent des champs électriques et magnétiques qui, à leur tour, déplacent les particules chargées et forment ainsi à nouveau des séparations de charges et des courants. Certains auteurs incluent cet aspect collectif dans la définition même d'un plasma [5]. Comme nous allons le voir, dans la plupart de ces plasmas les collisions (de cœur dur ou coulombiennes) sont extrêmement rares – on parle de plasmas non collisionnels – mais les interactions collectives permettent tout de même de communiquer quantité de mouvement et énergie, autorisent une grande variété d'ondes, des phénomènes dissipatifs, et même la formation de structures non linéaires comme les ondes de choc. Encore une fois ceci reste valide si le plasma est fortement ionisé, sans quoi les collisions avec les neutres font que l'on perd en partie l'aspect collectif.

2 Les grandeurs importantes qui caractérisent un plasma dilué totalement ionisé

Dans la suite, nous nous intéressons à des plasmas dilués totalement ionisés, comportant des ions de charge $Z = 1$ (cette dernière hypothèse n'est pas restrictive et permet uniquement de simplifier les expressions). Un tel plasma, s'il est homogène, est caractérisé par quatre grandeurs physiques : sa densité électronique n_e (on a alors $Z n_i \simeq n_e$, voir §2.3), ses températures électronique T_e et ionique T_i , et la valeur du champ magnétique à grande échelle \vec{B} (il ne peut pas y avoir de champ électrique à grande échelle dans un plasma, voir §2.3). De ces quatre paramètres se déduisent d'autres grandeurs importantes, que nous détaillons ci-dessous. L'ordre de grandeur de chacune est donnée dans la table 1 pour différents environnements.

2.1 La pulsation plasma

La pulsation plasma électronique est définie par :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2)$$

avec n_e la densité numérique d'électrons, e la charge élémentaire, m_e la masse de l'électron, et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide². La période plasma (électronique) associée est $T_{pe} = 2\pi/\omega_{pe}$.

Il est facile de montrer [1, 5, 6] que si dans un plasma on déplace localement les électrons de leur position d'équilibre, ceci crée une zone de charge (les ions laissés seuls et

2. La pulsation plasma ionique est définie par $\omega_{pi} = \sqrt{n_i e^2 / (\epsilon_0 m_i)}$. Elle est donc inférieure d'un facteur $\sqrt{m_i/m_e} \geq 43$. On définit également la pulsation plasma $\omega_p = (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)^{1/2}$.

les électrons en excès) et la force électrostatique correspondante rappelle les électrons à leur position d'origine. Comme ceux-ci possèdent une certaine inertie, ils dépassent cette position d'origine et il s'ensuit une oscillation qui a lieu à la pulsation ω_{pe} . La pulsation plasma des électrons résulte donc d'un compromis entre inertie (m_e) et force de rappel électrostatique (présence de $n_e e^2 / \epsilon_0$). Ces deux ingrédients étant essentiels, il n'est pas étonnant de retrouver la pulsation plasma dans l'étude de nombreux phénomènes comme les ondes (voir article suivant), la quasi-neutralité (voir §2.3), etc., et c'est en cela qu'elle donne une échelle de temps fondamentale pour la dynamique du plasma.

2.2 La pulsation cyclotron

La pulsation cyclotron d'une particule de charge q_s et de masse m_s , évoluant dans un champ magnétique uniforme et stationnaire de norme B , est :

$$\omega_{cs} = \frac{|q_s| B}{m_s}. \quad (3)$$

On prendra $s = e$ pour un électron et $s = i$ pour un ion. On montre que le mouvement de la charge³ se décompose en un mouvement à vitesse constante parallèlement à \vec{B} , et en un mouvement circulaire uniforme dans le plan orthogonal à \vec{B} . La pulsation à laquelle ce cercle est parcouru est ω_{cs} .

Pour avoir une estimation de l'importance du champ magnétique sur la dynamique des particules et des ondes, on peut comparer la pulsation cyclotron à la pulsation plasma : le champ \vec{B} a une influence négligeable si $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$.

2.3 La longueur de Debye et la quasi-neutralité

Dans un plasma les mouvements des électrons n'autorisent pas la création ou le maintien de zones de charge trop importantes. On peut estimer l'étendue maximale de telles zones de charge de la façon suivante : on montre d'abord que lorsque l'on déplace les électrons contenus dans un cylindre de section infinie et de hauteur λ d'une distance λ (normale à la section) de leur position d'équilibre, ceci crée un champ électrique d'intensité $E = en_e \lambda / \epsilon_0$. On peut ensuite estimer que la distance maximale dont ils peuvent se déplacer sous l'effet de fluctuations thermiques est telle que $\epsilon_0 E^2 / 2 \simeq (3/2) n_e k_B T_e$, puisqu'au delà l'énergie électrostatique de rappel sera plus forte que leur énergie cinétique. En oubliant les facteurs 1/2 et 3/2, on aboutit pour λ à l'expression suivante :

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (4)$$

qui correspond de fait à la définition de la longueur de Debye du plasma dans le cas où l'on ignore le mouvement des ions⁴.

Pour interpréter plus rigoureusement la longueur de Debye et son rapport avec la quasi-neutralité, il est bon de distinguer deux situations :

► On peut montrer [1, 5, 6] que si l'on place un excès de charge $+Q$ statique dans un plasma (par exemple un conducteur chargé qui peut être une sonde ou un mur d'enceinte), alors les charges du plasma forment autour une couche de charge globale $-Q$ et d'épaisseur

3. Ceci est à la condition que \vec{B} soit uniforme et stationnaire. Si ce n'est pas le cas le mouvement est plus complexe [1, 5, 6], mais ω_{cs} donne encore la fréquence la plus élevée du mouvement.

4. Si $T_i = T_e$ et $n_i = n_e$, prendre en compte les ions change la longueur de Debye d'un facteur $\sqrt{2}$ seulement (voir note 5).

de l'ordre de λ_{De} , au delà de laquelle les effets de la charge $+Q$ sont absents. On parle d'écrantage.

► Considérons maintenant un plasma homogène (sans excès de charge) perturbé dynamiquement à une pulsation ω (on peut considérer un forçage, ou une onde). On peut montrer ([1, §4.2] ou [2, §4.1.3]) que la réponse du plasma garantit la neutralité à condition de moyenner spatialement les densités électroniques et ioniques sur des échelles supérieures à λ_{De} , et seulement si la pulsation ω est très inférieure à la pulsation plasma électronique. C'est la raison pour laquelle on parle de quasi-neutralité pour un plasma : la dynamique fait qu'aux grandes échelles tout excès de charge est écranté, mais ce n'est pas le cas à petite échelle, la longueur séparant ces deux domaines étant celle de Debye. La condition sur la fréquence indique que si le phénomène perturbateur est trop rapide, les électrons n'ont pas le temps de s'ajuster pour "suivre le mouvement" et ne parviennent pas à assurer la neutralité⁵.

Enfin, on remarque que l'écrantage de Debye est lié à la température (dépendance en $\sqrt{T_e}$), et que si la température est nulle, alors $\lambda_{De} = 0$: l'écrantage devient parfait. Le fait que la longueur de Debye soit finie provient donc des fluctuations thermiques qui empêchent un réarrangement parfait des charges assurant l'écrantage. La distance parcourue par un électrons à la vitesse thermique $v_{th,e} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ pendant une oscillation plasma est d'ailleurs la longueur de Debye :

$$\lambda_{De} = v_{th,e} \times \omega_{pe}^{-1}. \quad (5)$$

Pour résumer, on peut considérer $n_e = n_i$ seulement si l'on étudie un phénomène plus lent que ω_{pe} et d'échelle spatiale supérieure à λ_{De} . Ce n'est par exemple pas le cas pour les ondes de Langmuir ou pour les ondes électromagnétiques transverses (discutées dans le second article).

Enfin, il faut noter que pour que l'écrantage de Debye soit effectif il est nécessaire qu'il y ait un grand nombre de particules chargées dans la zone d'écran. On définit ainsi le paramètre plasma

$$\Lambda = n_e \lambda_{De}^3, \quad (6)$$

qui donne une idée du nombre de particules par sphère de Debye. Il faut $\Lambda \gg 1$ pour avoir écrantage. Nous allons tout de suite voir que le paramètre plasma permet également de quantifier le rôle des collisions et la nature collective des interactions dans un plasma.

2.4 Le paramètre plasma et le caractère faiblement couplé

Précisons d'abord que l'expression 6 se traduit par :

$$\Lambda = \left(\frac{\epsilon_0^3 k_B^3 T_e^3}{n_e e^6} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

si bien qu'un plasma possédant un grand Λ est un plasma chaud et peu dense. La figure 1 et la table 1 présentent l'ordre de grandeur de Λ pour différents environnements. On constate que l'on a souvent $\Lambda \gg 1$.

5. Si l'on prend en compte la réponse des ions, alors il faut introduire $\lambda_{Di} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_i / (n_i e^2)}$ et l'action combinée des ions et des électrons conduit à une longueur d'écran $\lambda_D = (\lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2})^{-1/2}$. Mais les ions ne participent à l'écrantage que pour des fréquences inférieures à la pulsation plasma ionique ω_{pi} .

Les collisions

Considérons un électron (les raisonnements sont analogues pour un ion) se déplaçant à la vitesse v , que l'on prendra égale à la vitesse thermique $v_{\text{th},e} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$. Nous voulons estimer le temps t_{coll} moyen entre deux collisions, et $l_{\text{coll}} = t_{\text{coll}} v_{\text{th},e}$ le libre parcours moyen. Si σ est la section efficace de collision, on a la relation $n_e \times \sigma t_{\text{coll}} v_{\text{th},e} = 1$ (il s'agit d'une définition de la section efficace, qui signifie intuitivement qu'il y a en moyenne une particule avec laquelle entrer en collision dans un cylindre de section σ et de longueur l_{coll}). On a donc

$$t_{\text{coll}} = \frac{1}{n_e \sigma v_{\text{th},e}}. \quad (8)$$

Il reste à estimer la section efficace, et pour cela à spécifier le mécanisme de collision. Les particules étant chargées, les collisions possédant la plus grande section efficace ne sont pas les collisions de cœur dur mais les collisions coulombiennes, où la particule chargée est déviée par le champ électrique produit par une autre. De telles collisions impliquent deux particules et restent des collisions binaires. On peut estimer⁶ la section efficace correspondante en comparant l'énergie cinétique initiale de la particule ($e_c = (3/2)k_B T_e$) à l'énergie électrostatique d'interaction entre les deux particules au plus proche ($e_p = e^2 / (4\pi\epsilon_0 b)$) avec b le paramètre d'impact). Ces deux termes sont égaux pour un paramètre d'impact

$$b_c = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 k_B T_e}. \quad (9)$$

Si le paramètre d'impact b est inférieur à b_c , alors on a $e_p > e_c$ et la déviation est significative. Si b est supérieur à b_c alors on a $e_p < e_c$ et pas de déviation significative. On peut donc considérer que la section efficace de collision coulombienne est $\sigma = \pi b_c^2$. En remarquant que b_c se réécrit $b_c = 1 / (6\pi n_e \lambda_{De}^2)$ et en utilisant les équations 5, 6 et 8, on aboutit à une expression pour le temps moyen de collision :

$$t_{\text{coll}} = 18 \Lambda T_{pe}, \quad (10)$$

où T_{pe} est la période plasma (définie §2.1)⁷. On note ici que contrairement au cas d'un gaz neutre, le temps moyen entre collisions augmente avec la température. Pour obtenir le libre parcours moyen on multiplie par $v_{\text{th},e}$ et on utilise l'équation 5 :

$$l_{\text{coll}} = 36\pi \Lambda \lambda_{De}. \quad (11)$$

Ceci vaut pour les collisions coulombiennes binaires dans lesquelles la particule est largement déviée en un seul événement. On peut en fait montrer qu'il existe un type de collision plus efficace encore. Il s'agit des collisions coulombiennes binaires dans lesquelles la particule est très légèrement déviée. On les appelle les collisions rasantes. Leur effet individuel est faible, mais elles se produisent beaucoup plus souvent que les collisions à grande déviation, si bien que l'effet cumulé des collisions rasantes finit par dévier une particule d'un angle moyen de $\pi/2$ en un temps effectif de collision inférieur à t_{coll} d'un

6. Ce qui suit est une estimation, qui reste valide à un facteur numérique près. Un traitement plus calculatoire peut être trouvé dans [1, 5, 6, 10], ainsi que les expressions exactes des temps de collisions avec la correction en $\ln \Lambda$. D'autre part, une discussion qualitative de la différence entre les interactions électron-électron, électron-ion ou ion-ion (à cause des masses) et des temps moyens de déviation ou de perte d'énergie associés est présente dans [1, §1.9].

7. D'autre part, on peut également montrer que $\frac{n_e^{-1/3}}{b_c} \propto \Lambda^{2/3}$, ce qui montre que si Λ est grand alors les particules sont rarement à b_c l'une de l'autre. Ceci va dans le sens de l'équation 10 : un grand Λ implique peu de collisions.

facteur $a \ln \Lambda$ (où a est une constante numérique d'ordre unité). La distance parcourue avant une déviation de $\pi/2$ par accumulation de collisions rasantes est donc également plus courte du même facteur.

Ce dernier point est important pour la compréhension physique des phénomènes en jeu, mais a peu d'influence sur les ordres de grandeur car $\ln \Lambda$ est d'ordre 1 à 20. On retiendra donc que dans un plasma faiblement couplé, on a pour les collisions coulombiennes binaires rasantes ou non :

$$\boxed{t_{\text{coll}} \sim \Lambda T_{\text{pe}} \quad \text{et} \quad l_{\text{coll}} \sim \Lambda \lambda_{\text{De}}} \quad (12)$$

On qualifiera donc un plasma de non-collisionnel vis-à-vis d'un phénomène physique si t_{coll} et l_{coll} sont bien plus grands que les échelles de temps et d'espace associées au phénomène étudié.

- ▶ Dans le cas des ondes où les échelles typiques sont de l'ordre de T_{pe} et λ_{De} , c'est le cas dès que $\Lambda > 1$ (voir les équations 12). Les ondes dans les plasmas dilués peuvent donc être étudiées à l'aide de modèles non collisionnels.
- ▶ Dans le cas de plasmas présentant une variation de leurs paramètres (densité, température, etc.) sur une échelle L , ce sera le cas si $l_{\text{coll}} \gg L$.

La table 1 permet de faire cette comparaison pour divers environnements. Par exemple dans la magnétosphère terrestre $\Lambda \sim 10^{11}$, $\lambda_{\text{De}} \sim 30$ m, donc $l_{\text{coll}} \sim 10^{13}$ m, ce qui est six fois la distance Terre-Soleil! Dans un tel système, une particule chargée ne ressent donc quasiment jamais les effets de collisions binaires, rasantes ou non. Nous verrons cependant que ceci n'empêche pas la présence de phénomènes dissipatifs : il y a par exemple présence d'une onde de choc à l'interface entre le vent solaire et la magnétosphère malgré l'absence complète de collisions, alors même que les ondes de chocs dans les fluides neutres sont expliquées entièrement par les collisions entre particules.

Une autre conséquence concerne la thermalisation du plasma (relaxation de la distribution de vitesse vers une distribution maxwellienne, équilibrage des températures électronique T_e et ionique T_i). Dans un gaz neutre elle est assurée par les collisions entre les constituants. Les collisions assurent également ce rôle dans un plasma, mais puisqu'elles sont relativement rares le temps de thermalisation est long, de l'ordre de $t_{\text{coll}} \sim \Lambda T_{\text{pe}}$. Même s'il existe des processus collectifs qui n'impliquent pas les collisions et qui peuvent être plus rapides, la thermalisation reste lente et il est courant d'avoir $T_i \neq T_e$, voire des distributions de vitesses non maxwelliennes, dans les plasmas dilués.

Pour conclure ce paragraphe, nous dirons donc que le caractère non-collisionnel dépend de Λ et de l'échelle du phénomène considéré. Mais le paramètre plasma fixe également une autre caractéristique du plasma, intrinsèque cette fois (et donc indépendante de l'échelle) : le caractère faiblement couplé.

Le caractère faiblement couplé

Le caractère faiblement couplé d'un plasma indique que l'énergie d'interaction entre particules est faible devant leur énergie cinétique. Si l'on estime la seconde comme $e_c = (3/2)k_B T$, et la première comme $e_p = e^2 / (4\pi\epsilon_0 n_e^{-1/3})$ (on a pris $d = n_e^{-1/3}$ comme la distance moyenne entre deux particules), on arrive après quelques manipulations à :

$$\frac{e_c}{e_p} \propto \Lambda^{2/3}. \quad (13)$$

La limite entre plasma faiblement couplé et fortement couplé se situe donc bien autour de $\Lambda \sim 1$.

Notons que l'hypothèse $e_c \gg e_p$ est la même que pour le modèle du gaz parfait (avec en plus des particules ponctuelles). Un plasma faiblement couplé ($\Lambda \gg 1$) et non quantique vérifie donc $P_s = n_s k_B T_s$ et $U_s = (3/2)k_B T_s$ soit pour le fluide d'électrons ($s = e$) soit pour celui d'ions ($s = i$).

Conclusion sur le rôle du paramètre plasma

Le paramètre plasma peut être vu schématiquement comme

$$\Lambda = \frac{\text{importance des effets collectifs}}{\text{importance des effets binaires}}, \quad (14)$$

les effets binaires ayant un rôle à la fois pour les collisions et pour le caractère faiblement couplé.

La discussion précédente montre que dans un plasma où $\Lambda \gg 1$, une particule est peu affectée par les interactions binaires, même en prenant en compte l'effet cumulé de collisions rasantes. Alors pourquoi observe-t-on tout de même des ondes et d'autres phénomènes complexes comme des chocs ? Simplement parce qu'une particule chargée interagit avec les champs \vec{E} et \vec{B} créés par les mouvements de l'ensemble des autres particules. Il ne s'agit pas d'interactions binaires, mais collectives via une boucle de rétroaction particules \rightarrow champs \rightarrow particules.

Notons pour finir que les effets binaires sont responsables des propriétés dissipatives du plasma : relaxation vers l'équilibre, conductivité électrique et thermique, viscosité. Les coefficients correspondants se calculent alors relativement aisément [6, 10]. Mais dans les plasmas à grand Λ les effets collectifs donnent lieu à une relaxation vers l'équilibre, à une conductivité électrique ou thermique ou à une viscosité effective, qui peuvent être largement plus importants que leurs correspondants dus aux processus binaires. Les ondes peuvent également être amorties de façon non-collisionnelle (l'amortissement de Landau, voir article suivant). L'étude de ces processus devient alors extrêmement complexe et est encore aujourd'hui un sujet de recherche actif, que ce soit en astrophysique ou dans les plasmas "terrestres" (tokamaks, fusion inertielle, etc.). Par exemple dans la magnétosphère terrestre la formation de l'onde de choc n'est toujours pas entièrement comprise ; ou dans les tokamaks le transport de chaleur et de particules vers les parois n'est pas expliqué par des processus purement collisionnels et fait aussi l'objet d'études poussées.

Conclusion

Nous avons vu qu'un plasma dilué est un plasma où les effets quantiques sont sans importance, et où l'énergie cinétique des particules est très supérieure à leur énergie d'interaction. Cette dernière condition se traduit par un paramètre plasma Λ grand devant l'unité. Si en plus la fraction d'ionisation est grande, alors les particules du plasma sont peu sujettes aux effets des collisions binaires de cœur dur ou coulombiennes, et interagissent entre elles par l'intermédiaire des champs électriques et magnétiques. Cette interaction est collective : une particule subit l'influence des champs créés par un grand nombre d'autres particules. Les échelles de temps fondamentales d'un plasma dilué sont données par les pulsations plasma et cyclotron, que l'on peut comparer entre elles pour savoir si le champ magnétique a une influence notable. Le paramètre plasma donne également le nombre d'électrons par sphère de Debye, si bien que pour $\Lambda \gg 1$ l'écrantage est efficace. La longueur de Debye fixe alors la taille caractéristique au delà de laquelle le plasma peut être considéré comme neutre, à condition toutefois de considérer des phénomènes suffisamment lents devant l'oscillation plasma.

Les interactions collectives entre particules chargées sont à l'origine d'une grande richesse de processus : des dizaines d'ondes (électromagnétiques, de Langmuir, d'Alfvén...) pour lesquelles les grandeurs physiques se propagent de proche en proche via ces interactions champs \rightarrow grand nombre de particules \rightarrow champs, des instabilités, ou encore des processus dissipatifs non collisionnels étonnants (amortissement de Landau des ondes, diffusivité thermique et viscosité effective, formation de chocs...), et qui sont toujours étudiés.

Remerciements

Je tiens à remercier Étienne Thibierge pour sa relecture et ses commentaires qui ont permis d'améliorer l'article.

Références

- [1] P. M. Bellan. *Fundamentals of Plasma Physics*. January 2006.
- [2] G. Belmont, R. Grappin, F. Mottez, F. Pantellini, and G. Pelletier. *Collisionless Plasmas in Astrophysics*. 2014.
- [3] M.-Y. Bernard. Physique du plasma. *Bull. Un. Phys.*, 450 :289–310, 1960.
- [4] J.-P. Boeuf, B. Bernecker, T. Callegari, S. Blanco, and R. Fournier. Phénomènes d'auto-organisation dans les plasmas froids hors équilibre. *Reflète de la Physique*, 36 :17, October 2013.
- [5] F. F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion. Vol. I : plasma physics. Second edition*. 1984.
- [6] R. Fitzpatrick. *The Physics of Plasmas*. 2011. URL <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/plasma/plasma.html>.
- [7] M. Melzani. *Collisionless magnetic reconnection in relativistic plasmas with particle-in-cell simulations*. PhD thesis, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon, 2014. URL <http://www.theses.fr/2014ENSL0946>.
- [8] M. Melzani. Ondes dans un plasma dilué non magnétisé. *Bull. Un. Phys.*, 993 : 425–441, April 2017.
- [9] J.-M. Pouvesle and E. Robert. Applications thérapeutiques des plasmas froids atmosphériques. *Reflète de la Physique*, 33 :17, March 2013.
- [10] L. Spitzer. *Physics of fully ionized gases*. 1965.
- [11] C. Taieb. L'ionosphère. *Bull. Un. Phys.*, 598 :253–280, November 1977.

Remarque : Les articles à mon nom sont également disponibles sur ma page personnelle.