

Analyseur d'énergie à grilles

Philippe LEFAUCHEUX - GREMI / Université d'Orléans
14, rue d'Issoudun BP 6744 - F45067 ORLEANS Cedex 2
Philippe.lefauchaux@univ-orleans.fr

A. Introduction

L'analyseur d'énergie a un fonctionnement qui ressemble, sur certains points, à celui d'une sonde de Langmuir. Il est cependant plus précis puisqu'il permet d'analyser séparément les particules de charges positives et négatives. Son principe est connu depuis plusieurs années, mais il a fait l'objet d'études beaucoup moins poussées que les sondes, du fait de sa complexité.

L'analyseur d'énergie donne des mesures complémentaires de celles obtenues avec une sonde de Langmuir. Comme la sonde, il permet de déterminer la densité n et la température électronique T_e du plasma. Il donne, en plus, la fonction de distribution en énergie des ions et celle des électrons de haute énergie. De plus, cette analyse est directionnelle : elle se fait suivant l'axe du capteur.

Le capteur peut être installé dans un porte-substrat pour un diagnostic local in situ ou bien, immergé dans le plasma, pour une étude spatiale. Toutefois, la taille de ce type de capteur est grande. Son volume est au minimum de quelques cm^3 et évidemment, il modifie localement le plasma qu'il est censé analyser... Cela peut être un problème pour l'analyse de plasmas de petites dimensions, mais ces capteurs conviennent assez bien à l'analyse des plasmas des sciences de l'espace.

La complexité de ces systèmes d'analyse en énergie, constitués de plusieurs grilles polarisées à différentes tensions, est souvent rédhibitoire pour l'analyse des plasmas basse pression, en tout cas ceux du domaine de la microélectronique. Ces outils sont principalement utilisés dans le domaine de la recherche. Aucun outil de ce type n'est commercialisé à ce jour et il est nécessaire de les réaliser par soi même.

Le but de cette étude est de donner aux lecteurs des informations qui pourront les aider à concevoir un analyseur d'énergie à grilles.

B. Principe

L'analyseur d'énergie est une sonde électrostatique à grilles multiples, qui permet d'analyser séparément, dans une direction privilégiée, les particules de charges positives ou celles de charges négatives. Le principe consiste à capter les particules désirées (ions ou électrons) en les triant en fonction de leur énergie.

Il existe différents types de capteur, en fonction du nombre de grilles. Les plus simples sont constitués d'une grille unique et d'un collecteur. Dans ce cas, la grille, polarisée à une tension $|V_r|$, repousse les particules de charge opposée à celles que l'on veut analyser tandis que le collecteur polarisé, à une tension $|V_c|$, recueille les particules qui ont une énergie supérieure $|q V_c|$. L'ensemble est inséré dans une gaine protectrice, souvent conductrice, dans laquelle un trou (diaphragme) laisse passer les particules chargées. Si le diamètre du diaphragme est

grand, on peut lui coupler une deuxième grille pour éviter que le plasma ne "rentre" dans le capteur.

On améliore les performances en rajoutant une grille discriminatrice. Celle-ci est située entre le collecteur et la grille répulsive. On trouve également des capteurs constitués de trois grilles polarisées séparément plus un collecteur, lui aussi polarisé (*Fig. 1*). Le rôle de chacun des éléments de ce type de capteur est décrit ci-dessous :

- La première grille (*protectrice*), notée "o" sur la figure 1, est reliée à la masse ou à un potentiel de référence V_o . Elle protège d'une part le plasma des champs électriques internes au capteur et évite, d'autre part, la pénétration du plasma dans l'analyseur. Pour cela, la distance entre les fils de cette grille doit être inférieure à la longueur de Debye λ_d .

$$\lambda_d \text{ [cm]} = 744 \times \sqrt{\frac{T_e \text{ [eV]}}{n \text{ [cm}^{-3}\text{]}}}$$

Cette grille est en contact avec le plasma par l'intermédiaire d'un diaphragme de diamètre Φ . La surface du trou d'entrée est :

$$A = \frac{\pi \phi^2}{4}$$

- La seconde grille "r" (*répulsive*) est portée à un potentiel V_r de quelques dizaines de volts. Ce potentiel doit être suffisant pour repousser les particules de charges opposées à celles que l'on veut analyser.
 - Analyse des ions : $V_r < 0$;
 - Analyse des électrons : $V_r > 0$.
- La grille *discriminatrice* "d" est polarisée à un potentiel variable V_d . Elle sélectionne les particules en fonction de leur énergie. Son potentiel est du même signe que celui des particules à analyser. Pour une tension de discrimination V_d donnée, seules les particules ayant une énergie suffisante ($E > q V_d$) pour vaincre cette barrière de potentiel, pourront franchir cette grille et être collectées. Cette grille agit comme un filtre. Son rôle est primordial: c'est d'elle dont dépendra la sélectivité de l'analyse.
- Une quatrième grille, notée "a", dite "*additionnelle*" est éventuellement intercalée entre le collecteur et le discriminateur. Elle sert à limiter les phénomènes d'émission secondaire sur le collecteur, dans le cas de l'analyse des ions. Pour cela, elle est portée à un potentiel V_a supérieur à celui du collecteur V_c . Ainsi, les électrons secondaires, éventuellement émis lors de l'impact des ions sur le collecteur, seront repoussés sur ce dernier. Dans le cas contraire la charge positive de l'ion serait comptabilisé deux fois : une fois pour l'ion et une fois pour l'électron émis.

En plus de ces grilles, l'analyseur d'énergie est complété par un *collecteur* devant capter toutes les particules qui franchissent la grille de discrimination (ou la grille additionnelle si elle est présente). Ce collecteur est polarisé à une tension V_c de quelques dizaines de volts et de signe opposé à celui des particules à analyser. Le courant I_c mesuré correspond à la densité du courant I en provenance du plasma, au niveau de la grille d'entrée, diminué d'un facteur τ dû à la transparence des grilles.

$$I_c = I \times \tau \times A = I \times \tau \times \frac{\pi \phi^2}{4}$$

Ce courant étant souvent très faible (quelques dizaines de nano-ampères), la transparence totale du capteur doit être la plus élevée possible, afin d'obtenir des mesures ayant un rapport "signal sur bruit" convenable.

Le diagramme des potentiels décrit ci-dessous (Fig. 2) représente une configuration pour l'analyse des ions. Dans le cas d'une analyse électronique, il suffit d'inverser ces polarisations.

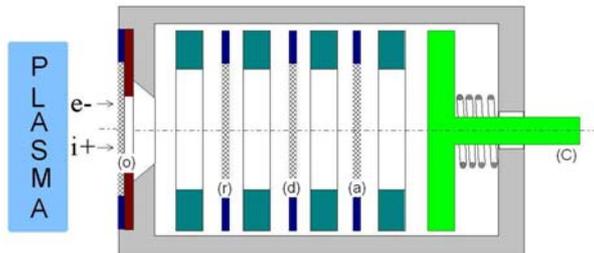


Fig. 1 : Schéma de principe

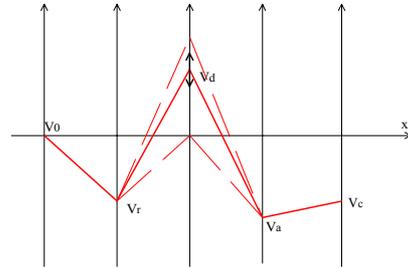


Fig. 2 : Diagramme des potentiels

C. Analyse

La mesure du courant de collecteur I_c , en fonction de la tension de discrimination V_d , est représentative du flux de particules, intégré à partir d'une vitesse particulière liée à la tension de discrimination.

Lorsque $V_d = 0$, toutes les particules à étudier atteignent le collecteur (au facteur de transmission près). Dès que V_d s'écarte de cette valeur, seules les particules ayant une énergie cinétique supérieure à $|q \times V_d|$ seront collectées, d'où l'allure de la caractéristique $I_c = f(V_d)$ décrite Figure 3. Le potentiel V_d a pour unique rôle de fixer le seuil en énergie des particules qui seront collectées.

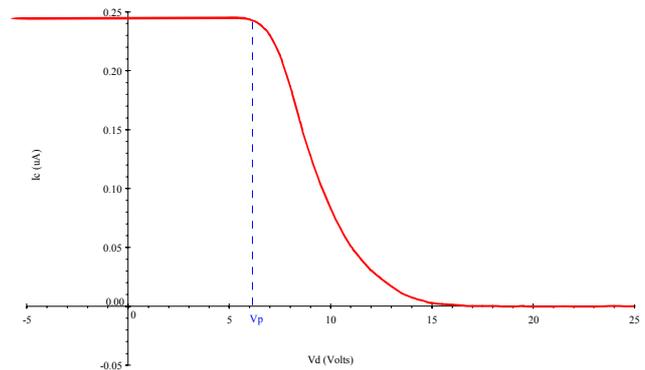


Fig. 3 : Exemple de caractéristique ionique $I_c = f(V_d)$

1. Potentiel plasma

L'énergie cinétique des ions se mesure par référence au potentiel plasma V_p . Une énergie cinétique E_0 correspond, au niveau de la mesure, à un potentiel discriminateur V_{do} tel que $E_0 = q(V_{do} - V_p)$. Dans le cas d'une analyse ionique, tant que V_d reste inférieur à V_p , le courant mesuré reste constant. Dès que V_d dépasse la référence V_p , le potentiel discriminateur se met à repousser progressivement les ions ayant une énergie de plus en plus élevée. Le potentiel plasma correspond donc à la cassure brutale de la caractéristique ionique. D'un point de vue pratique, on prendra comme potentiel plasma, le potentiel correspondant au maximum de la dérivée de la caractéristique ionique. Il correspond au point d'inflexion de la caractéristique. Il n'est pas très différent du précédent et présente l'avantage de pouvoir être facilement déterminé par logiciel (recherche de maximum).

Si V_d continue d'augmenter, le courant mesuré diminue jusqu'à s'annuler. Cette valeur de potentiel correspond à l'énergie maximum des ions dans le plasma.

2. Fonction de distribution en énergie

Si $f(v_x)$ est la fonction de distribution en vitesse des particules suivant l'axe du capteur et, $g(E_x)$ sa distribution en énergie, elles sont reliées à la densité n du plasma à l'entrée de l'analyseur par la relation :

$$dn = f(v_x) dv_x = g(E_x) dE_x$$

avec

$$E_x = \frac{1}{2} m v_x^2 \Rightarrow dE_x = m v_x dv_x \quad \text{et} \quad f(v_x) = m v_x g(E_x)$$

où m est la masse des particules.

La densité du courant total s'écrit donc:

$$J = q \int_0^{+\infty} v_x f(v_x) dv_x = \frac{q}{m} \int_0^{+\infty} f(v_x) dE_x = \frac{q}{m} \int_0^{+\infty} f\left(\sqrt{\frac{2E_x}{m}}\right) dE_x$$

En supposant que toutes les particules qui franchissent la grille de discrimination sont collectées, et en supposant également que la transparence totale τ des grilles ne dépend pas de l'énergie, le courant de collecteur I_c peut s'exprimer en fonction du potentiel de discrimination par la relation :

$$I_c(V_d) = qA\tau \int_{\sqrt{\frac{2qV_d}{m}}}^{+\infty} v_x \times f(v_x) dv_x = \frac{qA\tau}{m} \int_{qV_d}^{+\infty} f\left(\sqrt{\frac{2E_x}{m}}\right) dE_x$$

En dérivant $I_c(V_d)$ et en remplaçant $\sqrt{\frac{2qV_d}{m}}$ par v_x on trouve pour la distribution des vitesses:

$$\frac{\partial I_c(V_d)}{\partial V_d} = -\frac{q^2 A \tau}{m} \times f\left(\sqrt{\frac{2qV_d}{m}}\right) f(v_x) = -\frac{m}{q^2 A \tau} \times \frac{d I_c(V_d)}{d V_d}$$

de même, pour la distribution en énergie :

$$g(E_x) = \frac{1}{m v_x} f(v_x) \Rightarrow g(E_x) = -\frac{1}{q^2 A \tau} \sqrt{\frac{m}{2qV_d}} \times \frac{d I_c(V_d)}{d V_d}$$

Lorsque l'on étudie la fonction de distribution en énergie des particules, on attache en général plus d'importance à sa forme qu'à ses valeurs dans l'absolu. Par commodité, elle sera directement représentée par la dérivée de la caractéristique $I_c=f(V_d)$, avec son maximum normé à 1 (Fig. 4). L'énergie est directement accessible en électronvolts sur l'axe des abscisses gradué en volts.

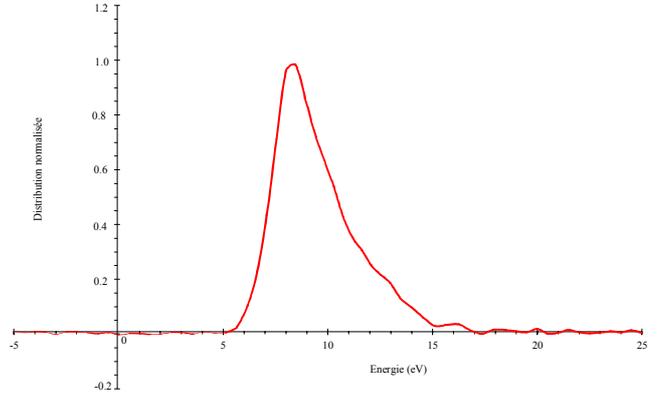


Fig.4 : Distribution en énergie de ions

3. Densité du plasma

La densité du plasma peut s'obtenir par intégration :

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x) dv_x = -\frac{1}{A\tau} \sqrt{\frac{m}{2q^3}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{V_d}} \times \frac{d I_c(V_d)}{d V_d} dV_d$$

Cependant, ce calcul est fastidieux. La densité n du plasma peut être estimée à partir du courant $I_c(0)$ de la caractéristique ionique, en supposant une vitesse moyenne \bar{v}_x .

$$I_c(0) = q A \tau \int_0^{+\infty} \bar{v}_x \times f(v_x) d v_x = q A \tau \bar{v}_x n_i$$

Pour $V_d=0$, l'analyseur capte tous les ions, tout en repoussant les électrons. Le courant correspondant $I_c(0)$ est équivalent à la saturation ionique de la caractéristique de Langmuir dans le cas d'une sonde plane. En prenant une vitesse moyenne $\bar{v}_x = \sqrt{KT/m_i}$, et en tenant compte de l'effet de *pré-gaine* correspondant au cas classique de diffusion ambipolaire, la densité est donnée par :

$$n_i = \frac{I_c(0)}{0.6 A \tau q \sqrt{KT/m_i}} = \frac{I_c(0)}{0.6 A \tau q^{3/2} \sqrt{T_e/m_i}}$$

où T_e est la température électronique en [eV] et m_i la masse des ions en [Kg].

D. Analyse électronique

Dans le principe, la mesure du courant électronique est identique à l'analyse ionique. Il suffit de polariser les grilles par des tensions de signe opposé à celles utilisées dans le cas des ions (Fig. 5). On peut utiliser un montage simplifié sans grille additionnelle, ou bien garder la même configuration de capteur pour les deux types d'analyse. Le fonctionnement n'en sera pas altéré et on prendra comme répartition du potentiel à l'intérieur de l'analyseur, celle indiquée ci-contre.

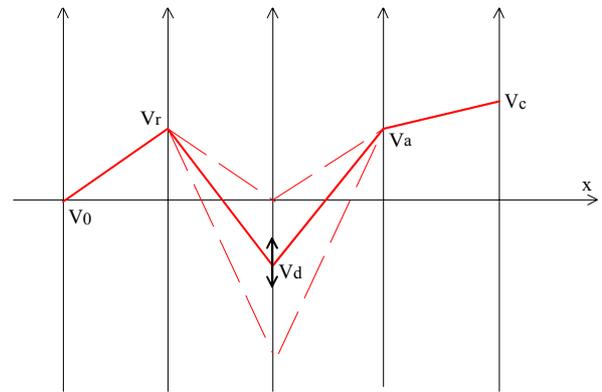


Fig. 5 : Potentiels d'une analyse électronique

Dans le plasma, les particules de charge négative doivent avoir une énergie minimale, égale à qV_p , pour franchir la gaine et atteindre l'analyseur. Si la première grille est reliée à la masse, tant que V_d est positif, tous les électrons ayant une énergie supérieure à qV_p seront collectés (Fig. 6). Les autres sont repoussés par la première grille qui tronque, en quelque sorte, notre analyse.

Dès que V_d devient négatif, on commence à trier ces électrons en fonction de leur énergie. Lorsque V_d est suffisamment négatif pour repousser tous les électrons, le courant mesuré s'annule.

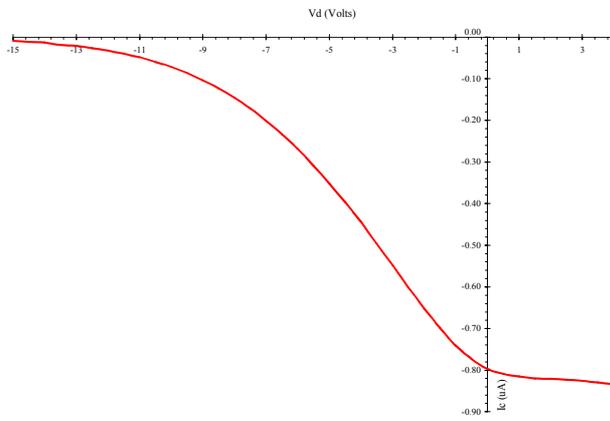


Fig. 6 : Exemple de caractéristique électronique

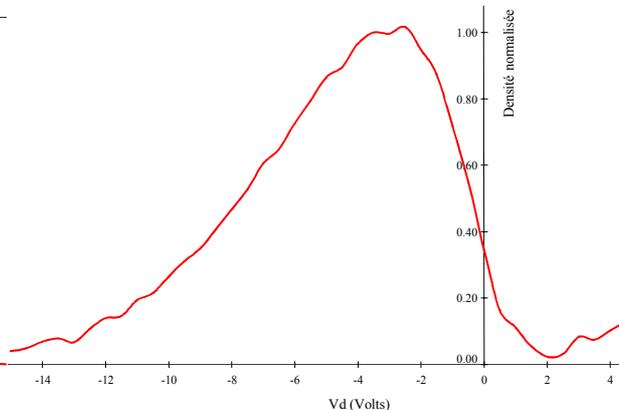


Fig. 7 : distribution en énergie des électrons

Contrairement aux ions, les électrons sont sensibles aux perturbations radiofréquence du plasma. La mesure du courant sur une échelle de temps inférieure à la durée d'un cycle R.F. est difficile à envisager (à cause des constantes de temps élevées des systèmes de mesure). Par dérivation de la courbe $I_c=f(V_d)$, nous n'obtenons que la "queue" de la fonction de distribution électronique (Fig. 7).

Le tracé du logarithme de la caractéristique $I_c=f(V_d)$ donne la température électronique (Fig. 8), dans le cas d'une distribution Maxwellienne :

$$f(V_d) = \frac{1}{KT} \times \exp\left(\frac{-qV_d}{KT}\right) \text{ avec } T_e [eV] = \frac{KT}{q}$$

$$\frac{1}{T_e} = \frac{\partial \text{Ln}(I_c = f(V_d))}{\partial V_d} = 2.3 \frac{\partial \text{Log}(I_c = f(V_d))}{\partial V_d}$$

Elle correspond à la pente de la tangente à la courbe.

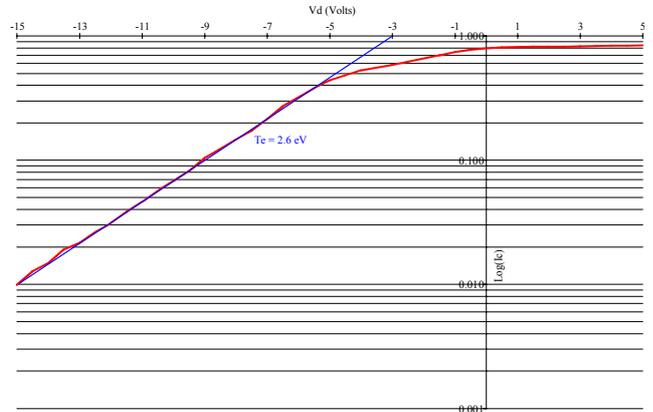


Fig. 8 : Détermination de la température électronique (Ar, 500 W)

E. Choix des grilles

Les grilles du capteur ont un rôle important dans l'analyse en énergie des particules. Le type de grille choisi peut être différent selon qu'il s'agisse de la grille de masse, de répulsion ou de discrimination. Le choix des grilles est conditionné par :

- la transparence
- le pas (souvent donné en Mesh, ce qui correspond au nombre de fils par pouce)
- le matériau qui la constitue

1. Transparence géométrique

On définit la transparence géométrique T_g , comme le rapport de la surface du trou à la surface totale d'une maille de la grille. Le flux de particules traversant l'analyseur pour être collecté, est directement proportionnel à ce paramètre. Plus grande est la transparence, plus important sera le courant mesuré. Sachant que le courant mesuré sur le collecteur est souvent très faible, on essaiera de garder la transparence la plus grande possible.

Dans le cas d'une grille à mailles carrées (Fig.9a), si on note "a" le pas de la grille et r le rayon du fil qui la constitue, la transparence géométrique s'écrit alors :

$$T_g = \frac{(a - 2r)^2}{a^2} = \left(1 - 2r/a\right)^2$$

Pour une grille à maille hexagonale (Fig.9b), avec les notations choisies, la transparence géométrique prend la même valeur que pour le cas d'une maille carrée.

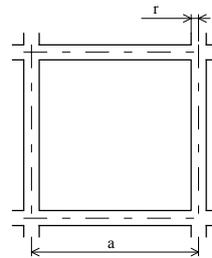


Fig. 9a : Maille carrée

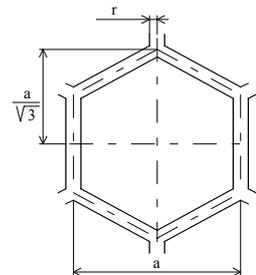


Fig. 9b : Maille hexagonale

2. Transparence totale de l'analyseur

Compte tenu des dimensions des grilles, il faudrait une précision de quelques microns pour aligner les grilles les unes par rapport aux autres. Il est difficile de réaliser mécaniquement un tel ajustement et l'alignement des grilles est rarement parfait. En général, on suppose qu'elles ne sont pas alignées et que chacune d'elles contribue à diminuer la transparence totale du capteur : en négligeant l'effet transversal du champ sur la trajectoire des particules, on peut considérer que la transparence totale τ de l'analyseur est égale au produit des transparences géométriques T_g de chacune des grilles : $\tau = T_{g1} \times T_{g2} \times T_{g3} \dots \times T_{gn}$

La précision sur la transparence totale des grilles influence directement la mesure de la densité du plasma : l'idéal est de pouvoir étalonner le capteur par un flux connu de particules afin de déterminer sa transparence réelle en mesurant le courant collecté aux différentes tensions. La connaissance de la fonction de transfert de l'appareil permet de remonter aux fonctions de distribution réelles à partir des courants mesurés. On peut aussi évaluer la fonction de transfert en modélisant le champ dans le capteur dans les conditions d'utilisation. Les contraintes sur la grille répulsive et la grille additionnelle sont beaucoup moins sévères que sur les autres grilles : on prendra donc des grilles ayant des caractéristiques (transparence) différentes.

3. Pas des grilles

Le pas de la grille d'entrée a beaucoup d'importance. Pour que le plasma ne pénètre pas dans le capteur, la dimension du trou "b" doit être inférieure à la longueur de Debye. Cette condition s'exprime par l'inégalité :

$$n \left[\text{cm}^{-3} \right] < 55 \times 10^{12} \frac{T_e \left[\text{eV} \right]}{b^2 \left[\mu\text{m}^2 \right]}$$

Les fortes densités de certains plasmas (réacteur hélicon), imposent l'utilisation de grilles d'entrées avec un pas très petit (<400 Mesh). Le tableau ci-dessous (Tab. 1) donne, pour trois types de grille (200, 400 et 1000 Mesh), une idée de la densité maximum pour que cette condition soit remplie. Ces valeurs sont calculées pour 3 énergies différentes :

		Te = 1 eV	Te = 5 eV	Te = 10 eV
200 Mesh,	trou=115 μm	$n < 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$n < 20 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$n < 40 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$
400 Mesh,	trou=55 μm	$n < 18 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$n < 90 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$n < 180 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$
1000 Mesh,	trou=19 μm	$n < 150 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$n < 0.75 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$n < 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

Tab. 1 : Densité maximum admissible

4. Matériau

Le type de matériau des grilles a lui aussi son importance. En premier lieu, les grilles doivent résister au flux de particules auquel elles sont soumises. On utilisera des grilles en Inox, Nickel, Inconel ou d'autres matériaux qui résistent bien aux hautes températures. Le diamètre du fil des grilles, compte tenu de la transparence souhaitée, imposera la dimension des grilles et donc celle du capteur. Le choix du matériau dépendra également du gaz utilisé dans le plasma. On prendra également en compte le coefficient d'émission secondaire des matériaux utilisés.

Les grilles étant polarisées à des tensions différentes, elles sont séparées les unes des autres par des isolants (céramiques, Macor®, PTFE ...). On prendra soin d'éviter que des charges viennent s'accumuler sur ces isolants : sinon, la charge d'espace locale viendrait perturber le fonctionnement de l'analyseur d'énergie. Pour éviter cela, on peut utiliser des diaphragmes afin de limiter la taille du faisceau de particules.

F. Répartition du potentiel

1. Considérations analytiques

Pour évaluer les imperfections du capteur de l'analyseur d'énergie, il est nécessaire de connaître la répartition du potentiel dans le capteur. La détermination analytique du champ créé par les grilles de l'analyseur est difficile. On peut cependant s'en rapprocher en considérant que les grilles sont constituées de fils parallèles dans une seule direction (Fig. 11). On se ramène ainsi au cas d'un champ à deux dimensions, pour lequel les grandeurs ne varient que suivant deux directions.

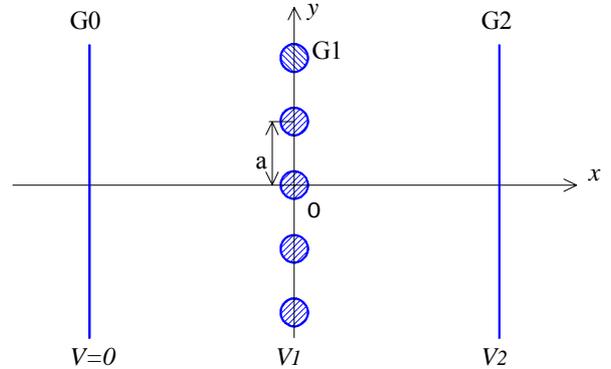


Fig. 11 : Configuration simplifiée d'une grille.

Si on considère en $x = 0$, une grille G_1 au potentiel V_1 , placée entre deux autres grilles G_0 (au potentiel $V=0$ volts) et G_2 (au potentiel V_2), positionnées respectivement en $x = -d$ et $x = +d$, ces deux dernières étant assimilées à des électrodes planes alors, pour cette configuration, le potentiel est :

$$V(x, y) = \alpha x + \frac{\beta}{2} \times \text{Ln} \left(2 \times \left(\text{ch} \left(\frac{2\pi}{a} x \right) - \cos \left(\frac{2\pi}{a} y \right) \right) \right) + \gamma$$

Les constantes α , β et γ sont imposées par les conditions aux limites.

$$\beta = \frac{V_1 - \frac{1}{2}V_2}{\text{Ln} \left| 2 \sin \left(\frac{\pi}{a} r \right) \right| - \frac{\pi d}{a}} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{\frac{V_2}{2} \text{Ln} \left| 2 \sin \left(\frac{\pi}{a} r \right) \right| - \frac{\pi d}{a} V_1}{\text{Ln} \left| 2 \sin \left(\frac{\pi}{a} r \right) \right| - \frac{\pi d}{a}}$$

La figure ci-dessous (Fig. 12) donne l'allure des lignes de potentiel au voisinage d'une grille de l'analyseur.

Pour cet exemple, les fils ont un rayon r de $4 \mu\text{m}$ et sont distants de $a = 62 \mu\text{m}$. La distance entre les grilles est $d = 250 \mu\text{m}$. Le potentiel de la grille centrale est $V_1 = 60$ volts tandis que le potentiel de celle située en $x = +d$ est $V_2 = 0$ volt. Cette configuration est équivalente à celle d'une analyse ionique ($V_r = -50$ V, $V_d = +10$ V et $V_a = -50$ volts).

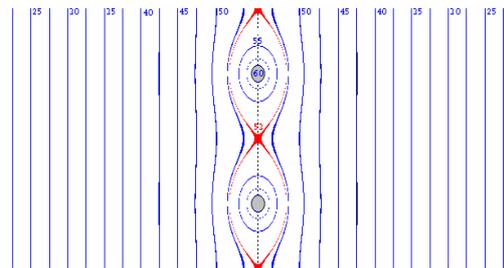


Fig. 12 : Répartition du potentiel

On voit très bien que les équipotentiels sont parfaitement planes dès que l'on s'éloigne de la grille ($x > a$). Par contre, au voisinage de celle-ci, les lignes de potentiel s'incurvent fortement. Ces déformations des équipotentiels engendrent des modifications dans la trajectoire des particules comme le feraient des lentilles électrostatiques.

Dans le plan de la grille centrale, le potentiel atteint son maximum sur la surface des fils mais diminue entre ceux-ci à cause du champ dû aux grilles adjacentes. La figure ci-contre (Fig. 13) donne le potentiel entre 2 fils de grille.

Cette réduction, connue sous le nom de *pénétration du champ*, représente une limite dans la résolution de l'analyseur d'énergie : des particules, ayant une énergie inférieure au potentiel de discrimination, pourront encore être transmises en passant au travers du potentiel plus bas, proche du centre des trous de la grille. La transparence de la grille, avec une telle *fuite* de particules, est plus grande que celle obtenue avec des considérations purement géométriques.

Dans le cas des grilles additionnelles et répulsives, on peut tenir compte de ce trou de potentiel en les polarisant à des tensions suffisamment élevées. Par contre, cet effet limite la sélectivité de la grille discriminatrice.

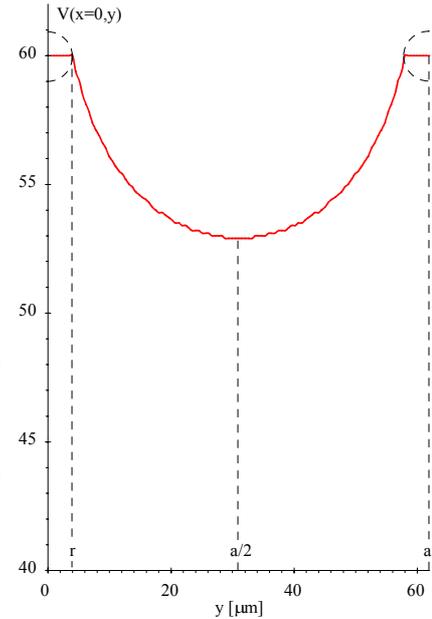


Fig. 13 : Potentiel entre les fils

Le potentiel dans le plan médian de deux conducteurs successifs s'écrit :

$$\phi(x) = V\left(x, \frac{a}{2}\right) = \left(\alpha - \frac{\beta\pi}{a}\right)x + \beta \times \text{Ln}\left(1 + e^{\frac{2\pi}{a}x}\right) + \gamma$$

L'allure de la fonction $\phi(x)$ est donnée figure 14 pour les mêmes paramètres que précédemment. Dans le cas où $V_2=0$, le maximum est dans le plan de la grille ($x_0=0$) et vaut :

$$\phi_M = V_1 \frac{\text{Ln}(2) - \frac{\pi d}{a}}{\text{Ln}\left|2 \sin\left(\frac{\pi}{a}r\right)\right| - \frac{\pi d}{a}}$$

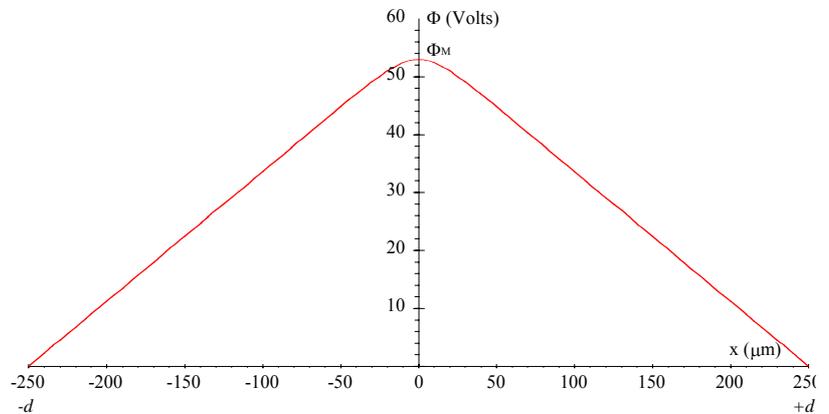


Fig. 14 : potentiel sur l'axe du capteur

On peut exprimer la pénétration du champ Fp comme le rapport $Fp=(V_1-\phi_M)/V_1$. Dans le cas où $V_2=0$, elle s'exprime simplement par :

$$Fp = \frac{\text{Ln}\left|\sin\left(\frac{\pi}{a}r\right)\right|}{\text{Ln}\left|2 \sin\left(\frac{\pi}{a}r\right)\right| - \frac{\pi d}{a}}$$

Pour les conditions exprimées précédemment, la pénétration du champ est de 12% ($\phi_M=53$ volts).

$$\begin{aligned} V_0 = 0 \text{ Volt} &\Rightarrow V_r = -50 \text{ V} \\ V_1 = +60 \text{ V} &\Rightarrow V_d = +10 \text{ V} \\ V_2 = 0 \text{ Volt} &\Rightarrow V_a = -50 \text{ V} \end{aligned}$$

La pénétration du champ diminue le potentiel de 7 volts, au centre des trous de grilles. Cela signifie que la fonction de transfert du filtre ainsi réalisé, aura l'allure de la courbe inclinée (fig. 15) plutôt que celle attendue, de forme rectangulaire (pointillée).

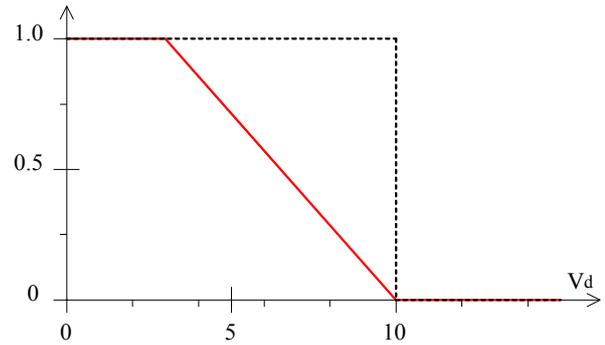


Fig. 15 : Filtre discriminateur

On voit, Fig. 16, l'évolution de la pénétration du champ en fonction de la distance inter-grilles.

Pour cet exemple, les fils de la grille sont caractérisés par un rayon $r = 4 \mu\text{m}$ et un pas $a = 62 \mu\text{m}$. Le potentiel est $V_1 = 60$ volts. Les trois courbes affichées correspondent à cette configuration pour différentes tensions appliquées à l'électrode G_2 ($V_2 = -10 \text{ V}$, 0 V , et -20 volts).

On remarque que la pénétration du champ est peu sensible à V_2 mais qu'elle dépend très fortement de la distance d entre les électrodes. Quand d croît, la contribution du champ dû aux électrodes voisines diminue. La pénétration est alors moins importante.

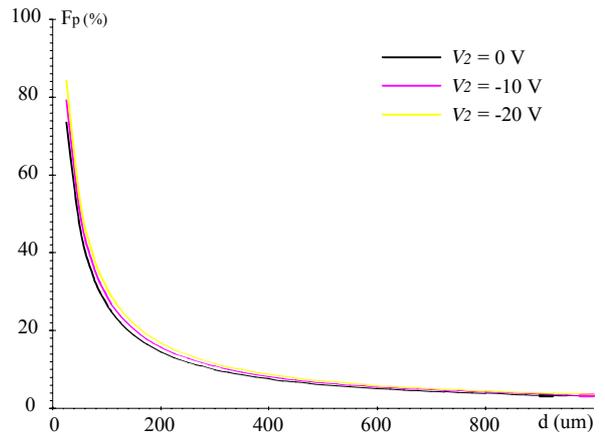


Fig. 16 : Pénétration du champ

On ne peut malheureusement pas augmenter d indéfiniment. Comme nous le verrons plus tard, le caractère non plan des équipotentiels dévie les particules de leur trajectoire initiale (effet de lentille). Pour que toutes les particules soient collectées, la distance entre les grilles ne doit pas être supérieure à quelques dizaines de fois le pas de leur maille.

Un autre paramètre influençant la pénétration du champ est le pas de la grille. Plus les fils sont proches, moins la pénétration est importante, mais ceci au détriment de la transparence géométrique T_g .

Le graphique ci-contre (Fig. 17) exprime l'évolution de ces deux paramètres en fonction du pas de la grille ($r = 4 \mu\text{m}$, $d = 250 \mu\text{m}$, $V_2 = 0$ et $V_1 = 60$ volts).

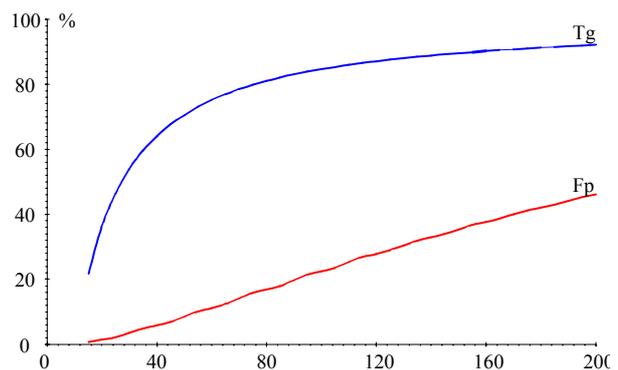


Fig. 17 : Pénétration du champ et Transparence

Ces fonctions analytiques permettent de comprendre et d'anticiper les dysfonctionnements de ce type de capteur. Cependant, elles ne prennent pas en compte la géométrie réelle des grilles. Elles ont tendance à surévaluer la pénétration du champ car les fils ne sont pas pris dans les deux directions. Pour avoir une idée plus précise de la réalité, il faut passer par une modélisation numérique de l'ensemble.

2. Résolution numérique 3D

Il existe des méthodes permettant de déterminer numériquement la solution de l'équation de Laplace ($\Delta V=0$). La résolution de cette équation, par la *méthode de relaxation*, permet de déterminer le potentiel en tout point intérieur au capteur de l'analyseur d'énergie, en tenant compte de ses dimensions et de la géométrie des grilles.

Le potentiel $V_{I,J,K}$ au point $M_{I,J,K}$ dépend des six potentiels les plus proches : $V_{I+1,J,K}$, $V_{I-1,J,K}$, $V_{I,J+1,K}$, $V_{I,J-1,K}$, $V_{I,J,K+1}$ et $V_{I,J,K-1}$.

En développant en série le potentiel $V(x,y,z)$ au voisinage d'un point $M_{I,J,K}$, pris arbitrairement comme origine des coordonnées, en appliquant ce développement aux 6 points situés à la distance h de $M_{I,J,K}$, et en sommant les potentiels correspondant ainsi obtenus, on trouve finalement :

$$V_{I,J,K} = \frac{V_{I+1,J,K} + V_{I-1,J,K} + V_{I,J+1,K} + V_{I,J-1,K} + V_{I,J,K+1} + V_{I,J,K-1}}{6}$$

Pour commencer le calcul, on substitue au contour (C) le long duquel les valeurs de V sont connues, une ligne brisée (Γ) voisine, constituée par les côtés du quadrillage dx , dy , dz ($dx=dy=dz=h$) et on attribue aux divers noeuds les potentiels des points de (C) les plus voisins. On assigne ensuite arbitrairement, mais de façon aussi plausible que possible, des potentiels aux divers noeuds du quadrillage intérieur à (Γ). Puis on calcule successivement les valeurs des potentiels de ces points en utilisant la relation précédente.

On prend, pour les potentiels du second membre, les valeurs initialement attribuées où, quand c'est possible, les valeurs déjà corrigées. Quand tous les points du quadrillage ont été traités, on recommence l'opération en utilisant les nouvelles valeurs des potentiels, et ainsi de suite.

Au bout d'un certain nombre d'opérations de cette sorte, les écarts de potentiels entre deux itérations successives diminuent et les valeurs trouvées se stabilisent au degré de précision désiré. Ce degré de précision est défini en chaque noeud par un *résiduel* $R_{I,J,K}$. Il représente la différence entre le potentiel calculé à l'étape k et celui de l'étape ($k-1$) précédente.

$$R_{I,J,K}^{(k)} = \frac{V_{I+1,J,K} + V_{I-1,J,K} + V_{I,J+1,K} + V_{I,J-1,K} + V_{I,J,K+1} + V_{I,J,K-1}}{6} - V_{I,J,K}^{(k-1)}$$

Après avoir balayé le domaine de calcul, on estime le résiduel en chaque point (sauf ceux où sont imposés les potentiels) et on recherche parallèlement le résiduel maximum. Le calcul est d'autant plus précis que ces résiduels sont proches de zéro. La valeur du résiduel maximum servira de critère pour arrêter le programme.

La convergence de cet algorithme est assez lente Il faut plusieurs heures pour évaluer le potentiel en 500000 points, avec une précision inférieure à 10^{-3} .

La place mémoire requise pour de tels algorithmes est généralement très importante. Elle peut cependant être considérablement diminuée en prenant en compte les symétries du système. En effet, étant donnée la répétition des motifs constituant les grilles, on peut limiter le volume de calcul à une maille unique. Il suffit pour cela d'imposer les conditions aux limites adéquates.

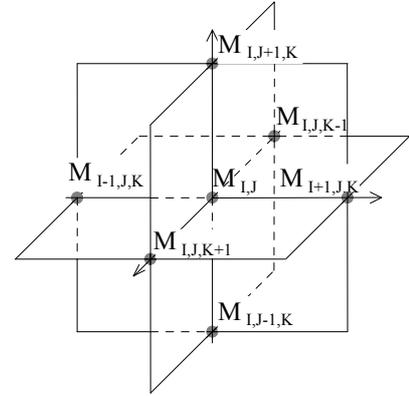


Fig. 18

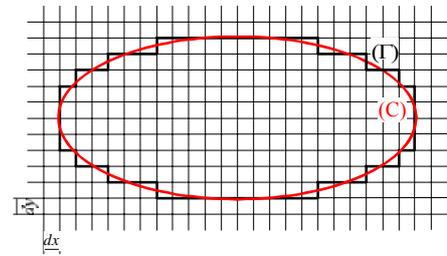


Fig. 19

Par exemple, pour une symétrie par rapport au plan $y=J_{\max}$, on calcule les potentiels de ce dernier plan en considérant que ceux du plan suivant seraient égaux point par point à ceux du plan $y=J_{\max-1}$ (précédemment calculés).

$$V_{I,J,K} = \frac{V_{I+1,J,K} + V_{I-1,J,K} + 2 \times V_{I,J-1,K} + V_{I,J,K+1} + V_{I,J,K-1}}{6}$$

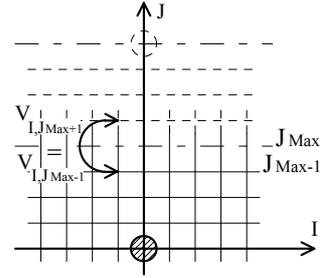


Fig. 20 : Symétrie

En effectuant cette symétrie pour les deux directions J et K perpendiculaires à la grille, cela revient à considérer que les motifs de la grille se répètent indéfiniment (hypothèse tout à fait acceptable pour les mailles du centre).

La figure suivante (Fig. 21) montre les écarts entre les valeurs calculées analytiquement (selon le modèle du paragraphe F1 précédent) et celles obtenues en utilisant l'algorithme 3D décrit ici. Il apparaît clairement, en prenant en compte les autres fils de la grille, que la pénétration du champ n'est pas aussi importante que le montre la théorie analytique.

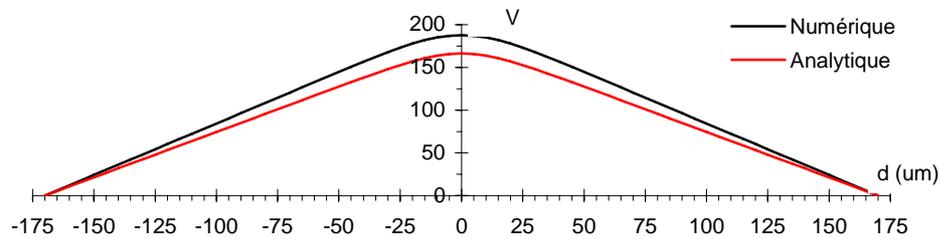


Fig. 21 : comparaison des résultats numériques et analytiques

En fait, cet écart provient surtout du fait que la grille utilisée et modélisée ici n'est pas constituée de fils cylindriques. Elle est réalisée par gravure à partir d'un substrat de 0.02 mm d'épaisseur. Les "fils" ont une largeur de 8 μm mais leur épaisseur est de 20 μm (Fig. 22) : cela impose une zone "sans champ" beaucoup plus large qui réduit fortement le trou de potentiel.

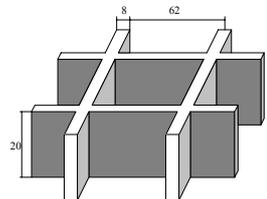


Fig. 22 : Géométrie réelle.

On peut augmenter l'épaisseur de la zone sans champ en juxtaposant deux grilles au même potentiel. Le graphe ci-dessous (Fig. 23) donne la répartition du potentiel pour une configuration à doubles grilles. Celles-ci, distantes de 20 μm , imposent une barrière de potentiel de 197 volts au lieu de 188 volts pour le cas d'une simple grille dans les mêmes conditions. La pénétration du champ peut ainsi être réduite à moins de 2%. Cette technique est très souvent utilisée mais elle contribue à encore diminuer la transparence du capteur.

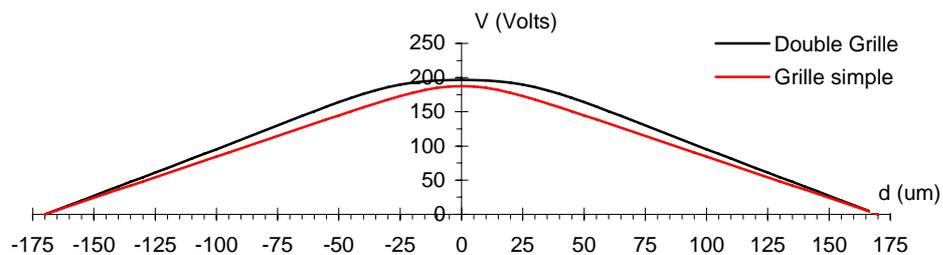


Fig. 23 : Avantage d'une "double grille".

3. Calcul de la trajectoire des particules.

Connaissant la répartition du potentiel en tout point du maillage carré précédemment défini, il est aisé de déterminer la trajectoire d'une particule : Celle-ci progresse, en quelques sortes, à travers le tableau de potentiel, passant d'une cellule à une autre. A chaque instant t , on connaît la position, la vitesse ainsi que l'accélération de la particule. On cherche à connaître quelles seront, à l'instant $t + \Delta t$, les nouvelles positions, vitesses et accélérations. Le calcul de cette trajectoire résulte des trois étapes suivantes :

- Pour une position donnée, on détermine la force électrostatique subie par la particule : La force électrostatique est calculée en estimant les potentiels $V_1 \dots V_6$ aux 6 points voisins $P_1 \dots P_6$, situés à $1/2$ pas du maillage, selon les 3 directions, autour de la position courante de la particule (Fig. 24). Elle est exprimée en termes de volts par unité arbitraire de grille (UAG) :

$$\begin{cases} F_x = V_2 - V_1 \\ F_y = V_4 - V_3 \\ F_z = V_6 - V_5 \end{cases}$$

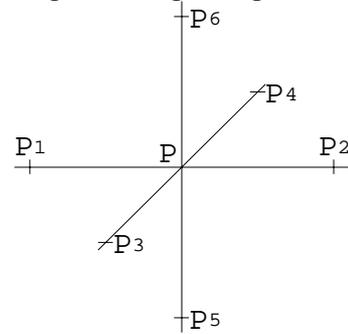


Fig. 24

- A partir de cette force, on établit l'accélération (en $[UAG]/[\mu s^2]$) qu'elle engendre :

$$\begin{cases} a_x = \frac{\pm F_x}{1.036 \times 10^{-8} \times M \times S^2} \\ a_y = \frac{\pm F_y}{1.036 \times 10^{-8} \times M \times S^2} \\ a_z = \frac{\pm F_z}{1.036 \times 10^{-8} \times M \times S^2} \end{cases}$$

où S est l'échelle du maillage exprimée en $[\mu m]/[UAG]$ et M est la masse en $[u.m.a.]$. Le signe " - " correspond au cas où la particule est un électron.

- Par intégration sur un petit temps, on peut ainsi prédire, la vitesse et la position de la particule à l'instant Δt suivant :

$$\begin{cases} v_x = a_x \Delta t + v_{ox} \\ v_y = a_y \Delta t + v_{oy} \\ v_z = a_z \Delta t + v_{oz} \end{cases} \quad \begin{cases} x = \frac{1}{2} a_x \Delta t^2 + v_{ox} \Delta t + x_o \\ y = \frac{1}{2} a_y \Delta t^2 + v_{oy} \Delta t + y_o \\ z = \frac{1}{2} a_z \Delta t^2 + v_{oz} \Delta t + z_o \end{cases}$$

Le choix du pas d'intégration Δt est très important. Il doit être suffisamment petit pour décrire la trajectoire avec précision (surtout dans les régions à fort gradient de potentiel), sans pour autant rendre le calcul trop long.

Le graphe suivant (Fig. 25) montre la trajectoire des ions d'Argon ($M = 40$ uma) dans l'analyseur. La valeur de leur énergie est 10 eV, considéré comme mono énergétique, dans l'axe du capteur. La première grille est à la masse ($V_g = 0$ volt), la grille répulsive est fixée à $V_r = -40$ volts (pour repousser les électrons). Le collecteur est polarisé à $V_c = -40$ volts et une grille additionnelle ($V_a = -50$ V) a été intercalée entre le collecteur et la grille de discrimination.

Dans le premier cas (Fig. 25a), la grille de discrimination est supposée être à 0 volts. Les ions ont suffisamment d'énergie (10 eV) pour franchir cette grille. On peut noter la légère déviation de trajectoire due aux effets de "lentilles électrostatiques" des grilles polarisées. On remarque également l'importance du positionnement des grilles les unes par rapport aux autres : dans cette simulation, aucune particule ne heurte la grille additionnelle.

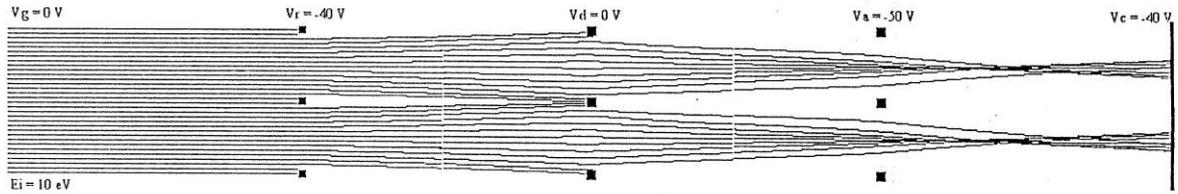


Fig. 25a : Trajectoire des ions d'énergie : $E_i=10\text{eV}$ et $V_d=0$ volt.

Dans le second cas, alors que le potentiel de discrimination devrait être suffisant pour repousser tous les ions, on voit l'effet de pénétration du champ au milieu des mailles de la grille : des particules peuvent franchir la grille de discrimination. On remarque aussi les déviations extrêmes des trajectoires de particules.

Avec de telles déviations, le risque de charger localement les isolants est grand. Cela entraîne alors un dérèglement complet du capteur.

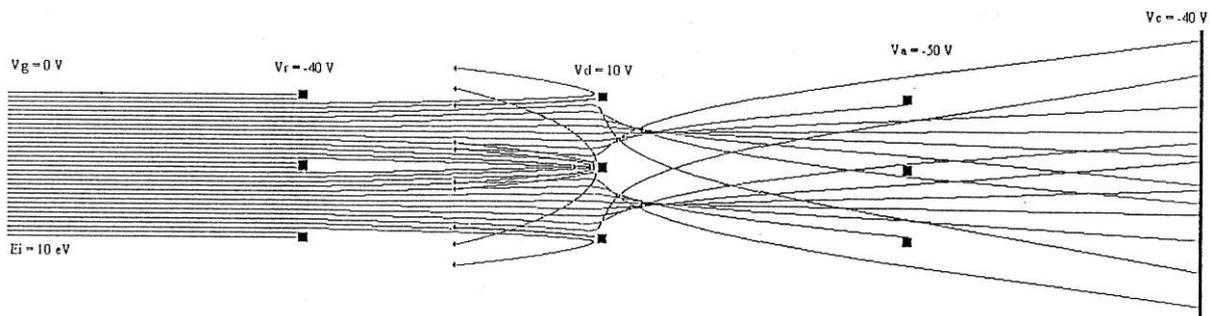


Fig. 25b : Trajectoire des ions d'énergie : $E_i=10\text{eV}$ et $V_d=10$ volts.

G. Description de différents systèmes

1. Capteur miniature

On peut réaliser un analyseur d'énergie miniature en utilisant des grilles de microscope électronique. L'avantage est de disposer d'un large choix de grilles (matériaux, transparence). Par contre, leur petite taille ne facilite pas le montage du capteur !

Le capteur proprement dit est constitué d'un cylindre isolant ne Macor® de 9 mm de diamètre et 8 mm de long, à l'intérieur duquel sont empilées les grilles.

La partie supérieure est fermée par un disque en inox percé en son centre et sur lequel vient se fixer le diaphragme de 300 μm et la grille de masse. La partie inférieure est terminée par un connecteur à cinq broches. Les contacts électriques entre les connecteurs et les grilles sont obtenus par l'intermédiaire de ressorts. Le tout est protégé par un tube inox de diamètre extérieur 10 mm (Fig. 26).

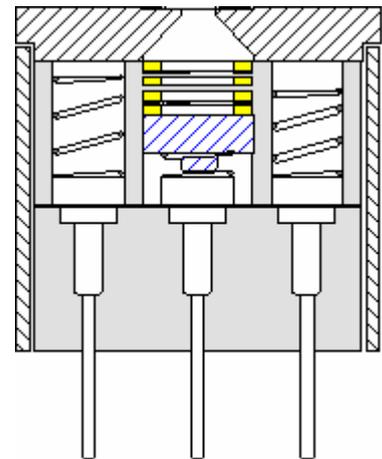


Fig. 26 : Capteur de l'analyseur

2. Capteur embarqué

L'analyseur d'énergie peut être utilisé pour une étude spatiale du plasma. Pour cela, le capteur est monté sur une canne en inox qui peut être déplacée dans le réacteur (Fig. 27a). Le déplacement peut être manuel ou automatique. Le capteur est solidaire de la canne par l'intermédiaire d'un report d'angle à 90°. On peut ainsi, par rotation de la canne, procéder à une analyse directionnelle de l'énergie des particules (Fig. 27b).



Fig. 27a : Montage sur canne

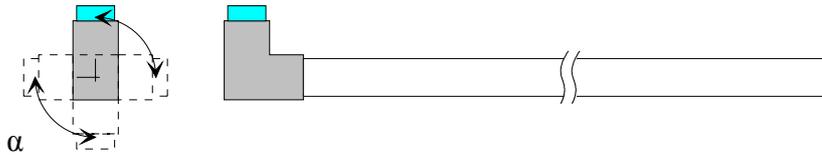


Fig. 27b : Rotation du capteur

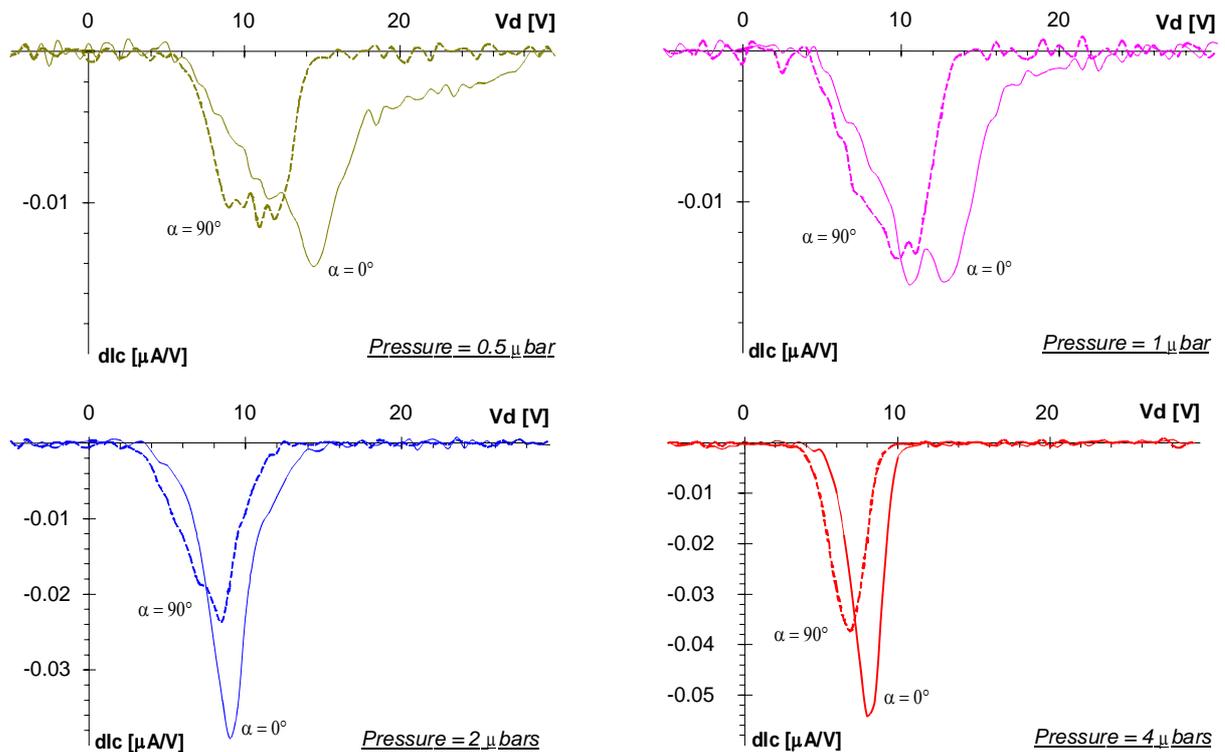


Fig. 28 : Influence de la pression sur la distribution en énergie des ions pour deux positions 0 et 90°

Les courbes ci-dessus, obtenues dans un plasma d'argon (400 W) d'une décharge ICP, montrent que la distribution en énergie des ions est plus importante à basse pression (0.5 μbar) qu'à pression plus haute (4 μbars) à cause des collisions qui deviennent plus nombreuses. A basse pression, les ions atteignent le capteur avec un minimum de collision. Quand la pression augmente, la distribution devient monoénergétique. A 4 μbars, la largeur de la distribution (~ 4 volts) est limitée par la résolution du capteur.

L'analyse angulaire montre, qu'à très basse pression, la fonction de distribution des ions n'est pas isotrope. A 0.5 μbar on met en évidence des ions ayant une énergie verticale de plus de 20 eV et qui n'apparaissent pas lorsque le capteur est orienté à $\alpha=90^\circ$ de l'axe de la source. Le capteur peut aussi être inséré dans une électrode (porte-substrat) afin d'analyser l'énergie des ions au voisinage de celle-ci.

3. Capteur intégré

Dans les réacteurs de type R.I.E. (Reactive Ion Etching), l'échantillon à graver est placé sur l'électrode R.F. Cette électrode se polarise à une tension relativement constante appelée tension auto-polarisation. La valeur de cette tension auto-polarisation peut atteindre plusieurs dizaines de volts. Pour analyser l'énergie des particules dans cette région, il est nécessaire de polariser les tensions de l'analyseur à des valeurs supérieures à la tension d'autopolarisation.

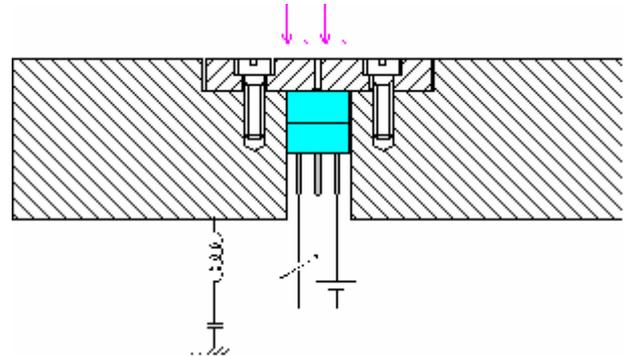


Fig. 29 : Capteur dans le porte-substrat

Pour cela, le système de mesure doit être référencé, non pas par rapport à la masse, mais par rapport à une tension de référence flottante V_{ref} . Dans une telle configuration, la tension d'autopolarisation sert de référence. Il suffit de la connecter à V_{ref} par l'intermédiaire d'un filtre inductif (Fig. 29). Les tensions issues des convertisseurs numériques-analogiques doivent être isolées par l'intermédiaire d'amplificateurs d'isolements puis filtrées avant d'être amplifiées pour polariser les grilles (Fig. 30).

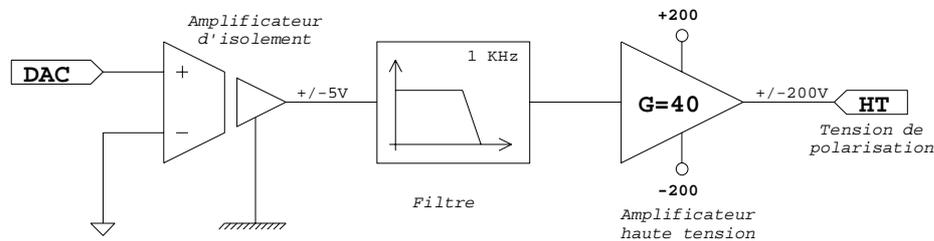


Fig.30 : Isolation et amplification des tensions

Il en va de même pour la mesure du courant qui doit elle aussi isolée (Fig. 31). De plus, pour une meilleure immunité au bruit, cette partie de l'électronique doit être déportée aussi près que possible du capteur.

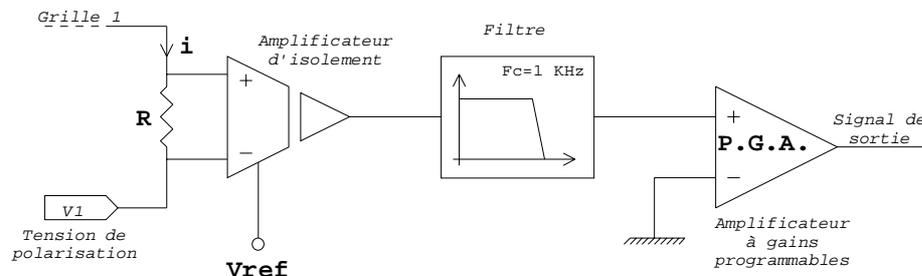


Fig. 31 : Schéma de principe du préamplificateur

Pour le développement du système, la mesure du courant peut être étendue à toutes les grilles. On peut ainsi mesurer le courant issu du collecteur, mais aussi celui de la grille répulsive, de la grille de discrimination ou de la grille additionnelle.

Ces mesures permettent de mieux comprendre les différents problèmes intrinsèques à la conception de ce type de capteur (effet de charge, émission secondaire ...).

Ci-contre (Fig. 32), la mesure des courants de plusieurs grilles a été reportée. Cette étude correspond à une analyse de la distribution en énergie des électrons pour un plasma d'argon (500 W) réalisé dans un réacteur ICP basse pression.

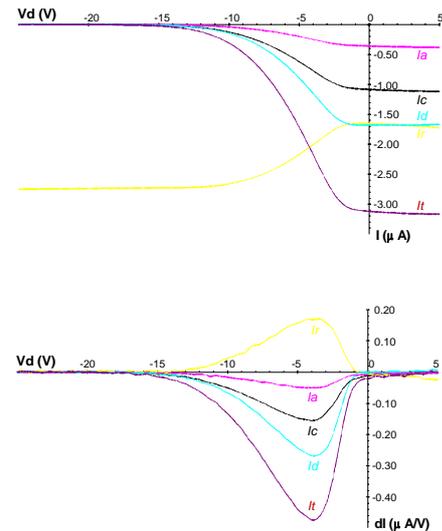


Fig.32 : Mesure des courants de grille

H. Bibliographie

- SIMPSON J. A. – 1961 – Rev. Sci. Instr., 32, 1283.
 STEPHANAKIS S. and al – 1968 - Rev. Sci. Instr., 39, 1714.
 NEISWENDER D. D. & al – 1972 - Rev. Sci. Instr., Vol 43 N°10, 1475.
 PORTEOUS R. K. – 1985 - Ph. D. Thesis, The Australian National University.
 CHARLES C. - 1990 – Thèse de l'université d'Orléans.
 INGRAM S. G. and al – 1990 - Rev. Sci. Instr., 61, 1883.
 FLENDER U. and al – 1994 – J. Phys. D : Appl. Phys., Vol 27, 509.

Je remercie mes collègues du GREMI, notamment Pierre Ranson et Rémi Dussart pour leur aide et leurs conseils sur ce travail.