



Rapport de spectrometrie visible avec la source ECR mono 1001

O. Tuske, L. Maunoury, J.Y. Pacquet

► **To cite this version:**

O. Tuske, L. Maunoury, J.Y. Pacquet. Rapport de spectrometrie visible avec la source ECR mono 1001. 2002. <in2p3-00012519>

HAL Id: in2p3-00012519

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00012519>

Submitted on 10 Feb 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

RAPPORT DE SPECTROMETRIE VISIBLE AVEC LA SOURCE ECR MONO1001

Olivier TUSKE¹
Laurent MAUNOURY²
Jean Yves PACQUET¹

¹ GANIL, bd Henri Becquerel, BP 5027 14076 Caen cedex 5, France
² CIRIL, GANIL rue Claude Bloch, BP 5133 14070 Caen cedex 5, France

Octobre 2002

Objectifs :

Le premier objectif est de réaliser un spectre visible des particules excitées du plasma obtenu dans Mono-1001. Le gaz injecté dans la source sera de l'hélium.

Le second objectif consistera à mesurer le profil spatial de la population électronique du plasma grâce aux transitions radiatives obtenues dans la première partie. Ces transitions électroniques ont été obtenues à partir d'une excitation bien particulière d'un atome neutre, et ainsi correspondent à une population électronique réduite du plasma. Nous pouvons ainsi en première approximation déterminer un profil spatial d'une population électronique spécifique.

1	Montage et électronique	2
2	Étalonnage en énergie	3
3	Mesure profil du plasma.....	7
4	Hypothèse de la densité.....	9
4.1	Cas « Plein ou vide ».....	9
4.2	Densité radiale gaussienne	9
4.2.1	Cas de l'hydrogène.....	9
4.2.2	Cas de l'hélium.....	12
5	Inversion d'Abel, résultat.....	14
6	Conclusion.....	15

1 Montage et électronique

Le plasma est confiné à l'intérieur de la source Mono1001 grâce aux deux couronnes d'aimants permanents qui réalisent conjointement un confinement longitudinal et radial. La fréquence HF est de 2,43GHz obtenues par un magnétron pouvant délivrer une puissance maximum de 150Watts.

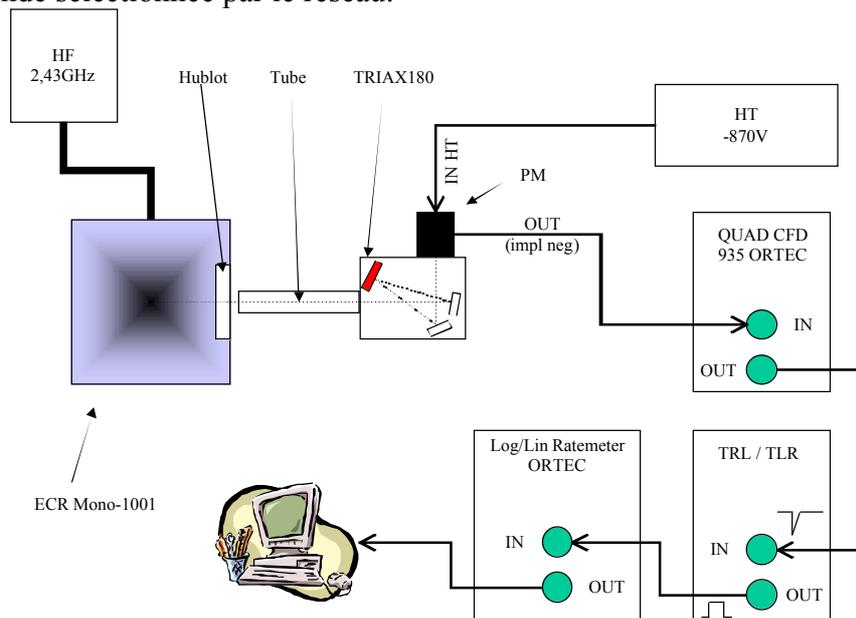
La particularité de cette source est de ne pas avoir de système de confinement multipolaire radial, (ou hexapôle). Cela a deux conséquences : la première est que la coupe radiale du plasma est à géométrie cylindrique et l'absence de ce système de confinement radial permet l'installation d'un hublot en verre permettant de voir directement le plasma.

En face du hublot nous collectons la lumière émise par le plasma via un spectromètre (TRIAX 180 de chez Jobin Yvon) fonctionnant dans le domaine des longueurs d'ondes visibles. Le signal lumineux est diffracté par un réseau 1200g/mm "blased" à 1500nm. Un photomultiplicateur (PM) intensifie le signal lumineux sélectionné par le réseau et le transforme en un signal électrique dont l'amplitude est proportionnelle à de l'intensité. Il est polarisé à -870V.

Afin de réaliser le profil spatial nous fermons les fentes d'entrée et de sortie du spectromètre pour avoir la meilleure résolution en énergie. Un tube en carton a été rajouté à l'entrée du spectromètre afin de réduire les pollutions lumineuses parasites dûs à l'éclairage de la pièce ou celle du soleil. L'ensemble du spectromètre-source est recouvert d'un drap noir de photographe (complètement opaque).

La fermeture des fentes est motivée par deux raisons : d'une part l'amélioration de la résolution du spectromètre et d'autre part la réduction de l'intensité du signal afin d'éviter que le signal du PM ne s'écroule si l'intensité est trop forte.

Le signal de sortie du PM est envoyé dans un premier ampli électronique Quad CFD 935 ORTEC puis il est remis en forme dans un module TRL/TLR (impulsion négative -> signal carré positif) qui est envoyé dans un RateMeter Log/Lin ORTEC qui délivrant une tension allant de 0 à 10 Volts. Ce signal est ensuite envoyé sur un convertisseur Analogique/Digital. Grâce au pilotage du spectromètre par une interface LabView, nous mesurons l'intensité du signal de sortie du PM en fonction de la position du réseau. Ainsi on mesure l'intensité de la longueur d'onde sélectionnée par le réseau.



2 Étalonnage en énergie

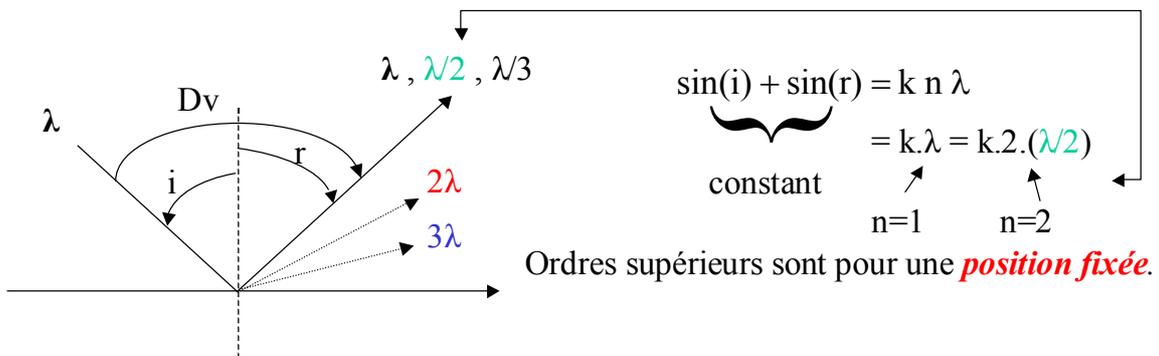
Un réseau a la capacité de diffracter dans l'espace les différentes longueurs d'onde suivant la loi de Descartes :

$$\sin(i) + \sin(r) = k \times n \times \lambda \cdot 10^{-6} \quad \text{avec}$$

k (entier naturel) l'ordre de la réflexion,
n nombre de lignes par *mm* du réseau,
λ la longueur d'onde en *nm*.

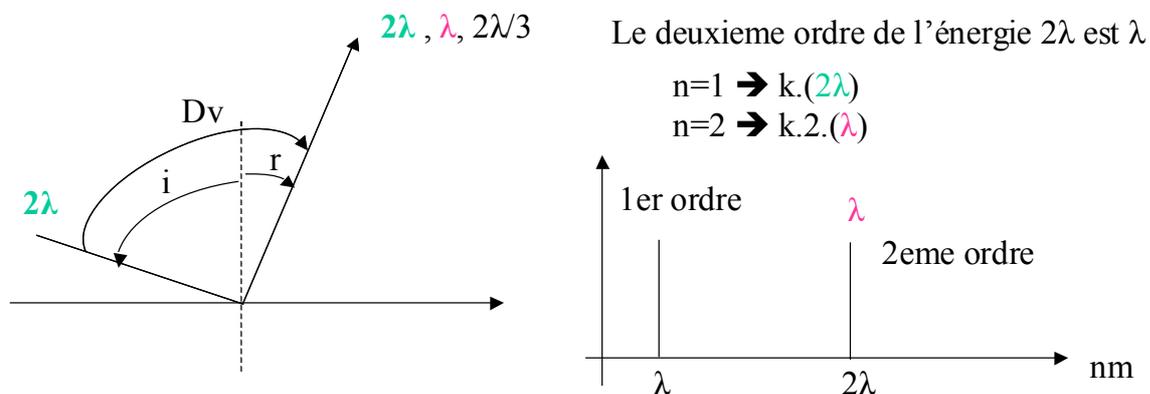
Dans les formules de spectroscopie le terme **k** indique l'ordre de la réflexion. Lorsque l'on parle de sélection de longueur d'onde on fait généralement référence à l'ordre fondamental, celui pour lequel **k=1**.

Si la plage de longueur d'onde étudiée est suffisamment large nous pouvons sélectionner une seconde fois **λ** mais à un ordre d'interférence supérieur.



Deux autres énergies à des *positions différentes*.

$$\begin{cases} \sin(i) + \sin(r') = k n 2\lambda \\ \sin(i) + \sin(r'') = k n 3\lambda \end{cases}$$



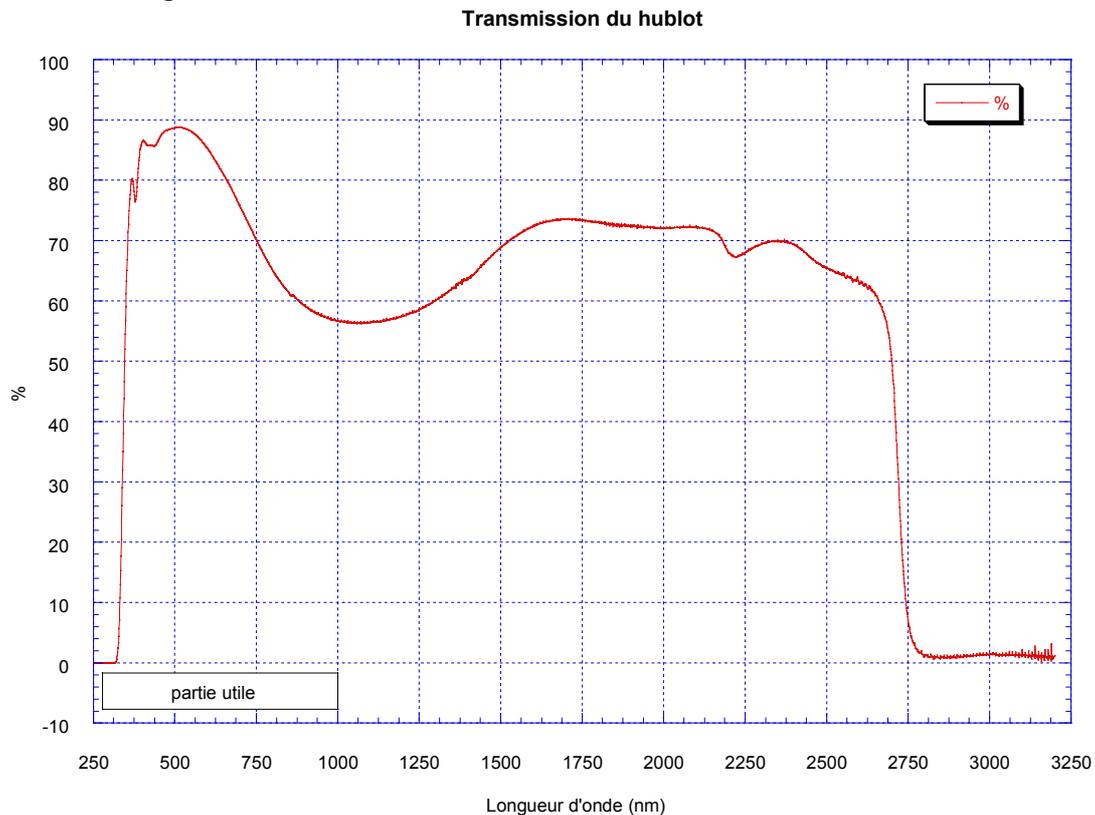
L'angle « Dv » entre le faisceau entrant et sortant est fixé par construction de l'appareil.
 Pour une position fixée (sélection de la longueur d'onde **λ**), les ordres multiples sont possibles s'ils existent.

L'angle « Dv » entre le faisceau incident et sortant est défini par le spectromètre. Ainsi la somme de l'angle de sorti et d'entrée est constant pour pouvoir sélectionner correctement. Pour un angle *i* fixé, le réseau va sélectionner toutes les longueurs d'onde multiples existantes **λ/n** pour **n>0**. On aura une raie à la longueur d'onde **λ**.

Si l'on tourne le réseau jusqu'à l'angle *i'* tel que l'on sélectionne à l'ordre fondamental la longueur d'onde **λ'=2λ**, alors pour cette position donnée on sélectionnera aussi toutes les

longueurs d'ondes existantes $\lambda'/n=2\lambda/n$ avec $n>0$. Il se trouve que pour $n=2$ on retrouve la longueur d'onde précédente. Ainsi on aura de nouveau la raie de la longueur d'onde λ , mais à la position $\lambda'=2\lambda$: c'est la raie du second ordre.

Une mesure de transmission du hublot a été réalisée afin de s'assurer que l'intensité transmise sera relativement homogène sur la bande d'énergie qui nous intéresse. La partie utile se situe de 300nm à 1000nm. Du côté des hautes énergies (courte longueur d'onde) la fenêtre n'est plus du tout transparente.



Transmission sur une large gamme de longueur d'onde du verre du hublot montée sur la source. Pour $\lambda < 250\text{nm}$ les longueurs d'onde sont totalement absorbées.

Le gaz étudié est l'hélium, mais les raies de l'hydrogène sont aussi présentes car l'hydrogène est un gaz qui est toujours présent à l'intérieur des sources d'ions de type ECR. Les raies de l'hélium une fois ionisé (He^+) sont peu nombreuses et très peu intenses car l'apport en énergie doit être suffisamment important pour ioniser ces atomes (51eV). Dans les tables spectroscopiques les raies les plus intenses sont celles à 388,86nm et à 587,56nm. On les retrouve deux fois dans le spectre : à l'ordre fondamental et au second ordre. Grâce à elle nous pouvons réaliser un bon étalonnage linéaire en longueur d'onde englobant la majorité des raies du spectre.

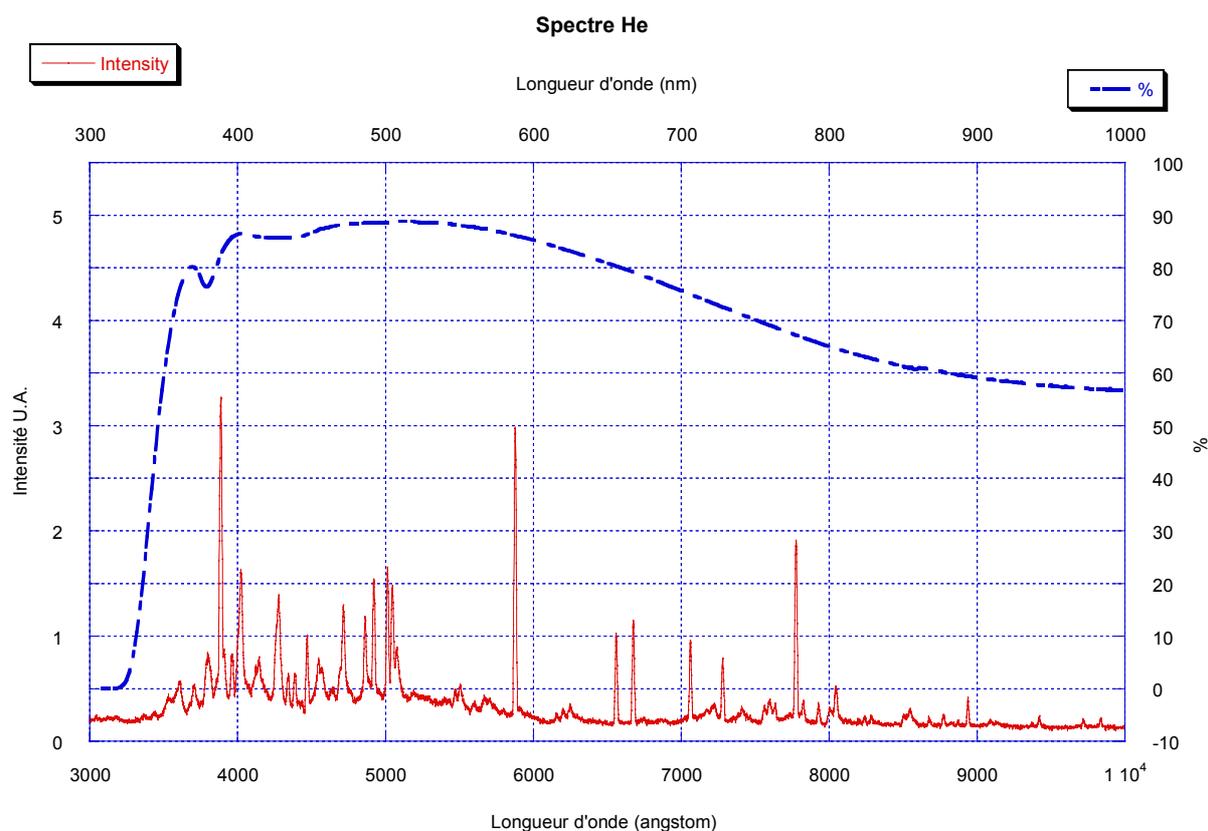
Pour réaliser un spectre d'étalonnage il faut veiller à ce que :

- le temps d'accumulation (temps de la mesure) soit suffisamment long pour permettre au réseau de se positionner à l'angle voulu.
- les incréments (les pas) de la rotation du réseau soient suffisamment fins pour mesurer toutes les raies. Si le pas est trop grand, il se peut qu'une raie ne soit pas observée car elle se trouve entre deux positions du réseau.
- la constante d'intégration de l'électronique du RATEMETER soit inférieure au temps d'accumulation du spectromètre.

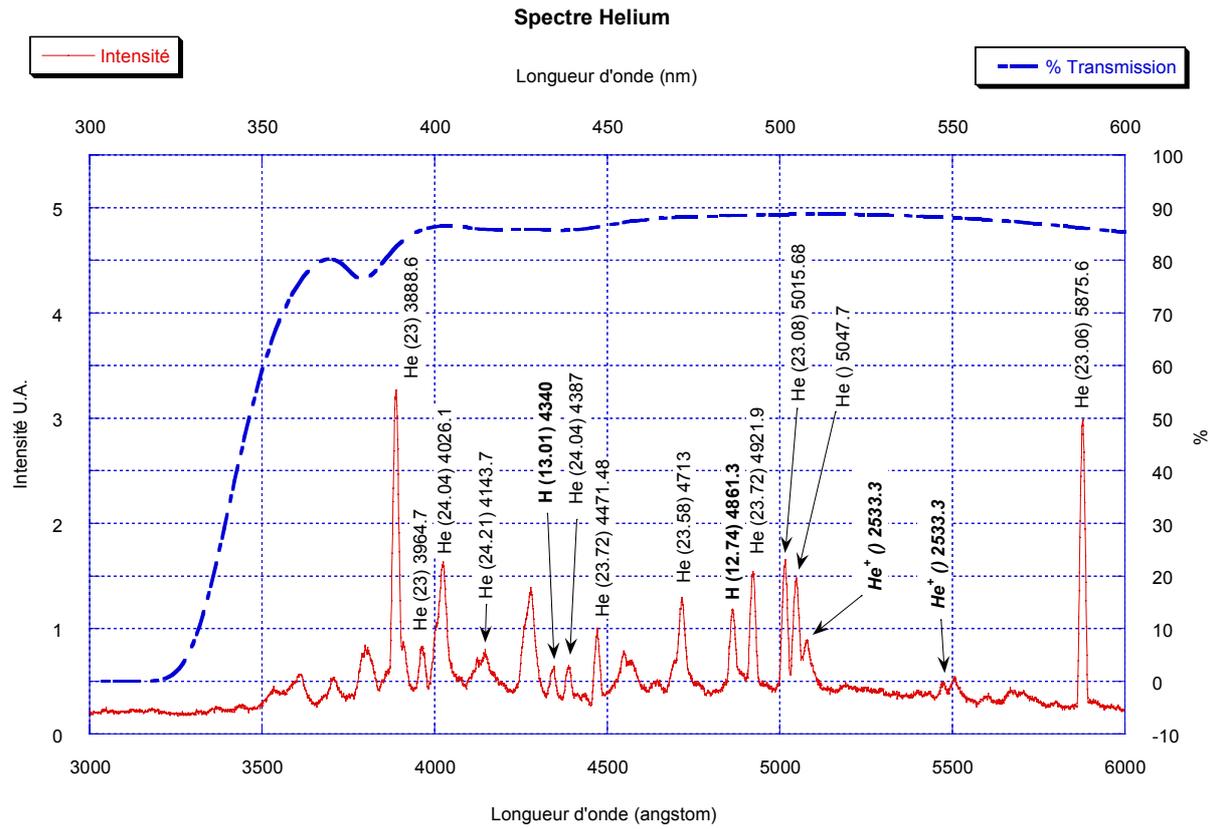
Les réglages que nous avons utilisé :

Temps de la mesure (spectromètre)	>200 μ s
Incréments (ou pas)	0,1nm
Constante d'intégration (électronique)	300 μ s

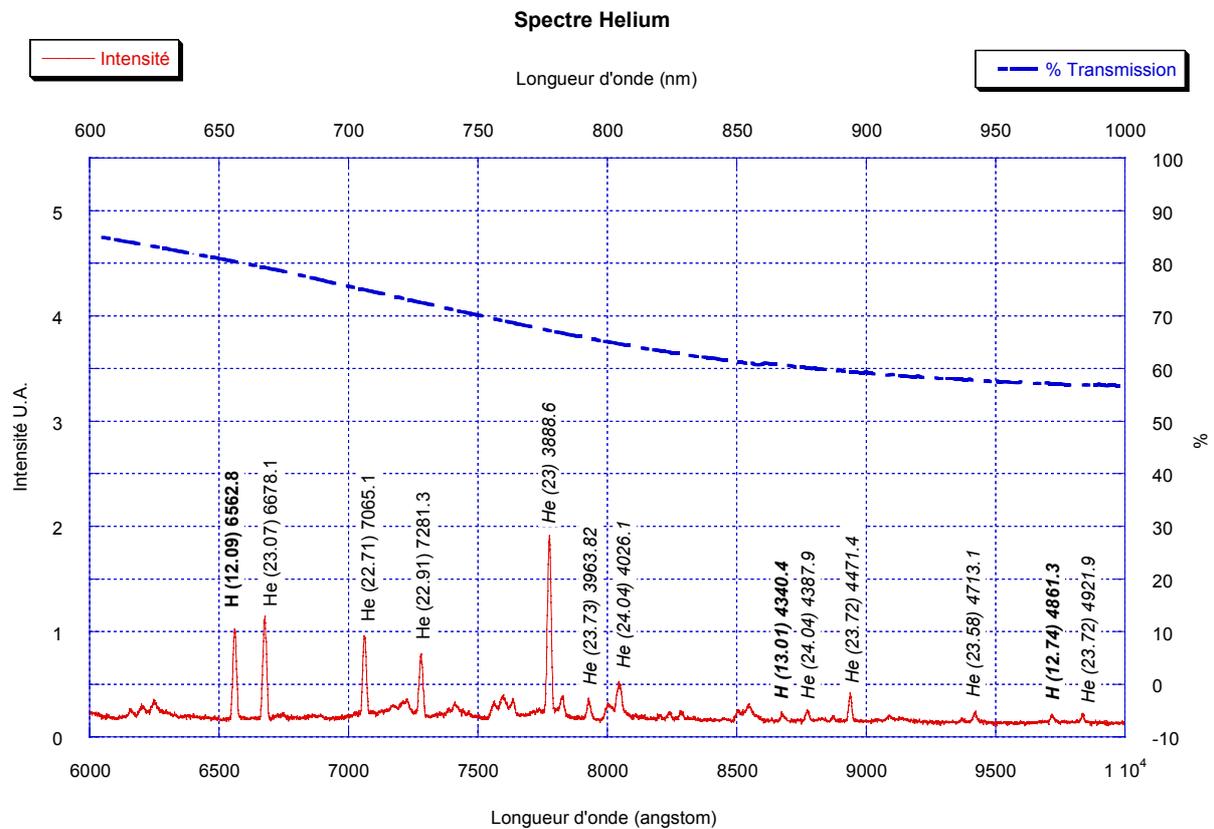
Nous nous sommes aperçus que les étalonnages n'étaient pas constants lors du redémarrage du spectromètre. Il a fallut effectuer à chaque fois un spectre de haute définition (avec les réglages précédents) pour retrouver la relation linéaire entre le numéro de canal et la longueur d'onde.



Spectre de l'hélium et transmission du hublot.



Hélium, toutes les raies présentes sont du premier ordre.



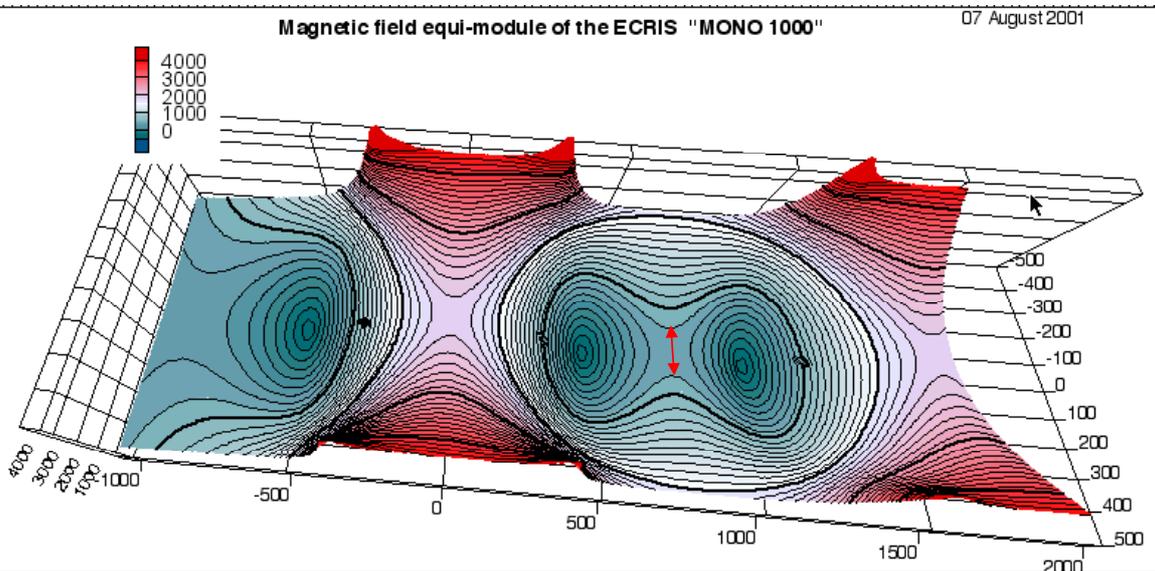
Hélium et quelques raies de l'hydrogène.

3 Mesure profil du plasma

Lorsque la source n'est pas en fonctionnement continu (mode pulsé ou instable) les premières observations semblent indiquer que le plasma possède en son centre une région moins lumineuse : moins de lumière est émise de cet endroit. Ce caractère « creux » est difficilement discernable lorsque la source fonctionne en mode continu car la luminosité du plasma lui-même empêche d'appréhender la profondeur du volume.

Ce caractère creux semble à priori logique car l'endroit géométrique où les électrons sont en phase avec l'onde HF émise par le générateur est une iso-surface magnétique fermée (872 Gauss). C'est à cet endroit particulier qu'un électron acquiert de l'énergie cinétique afin d'exciter et d'ioniser les atomes du gaz présent dans la source. Ces atomes se dés excitent par émission radiative.

Dans le cas de MONO1001, cette iso-surface magnétique possède une forme se rapprochant d'une « cacahouète ovoïdale » de révolution autour de ce centre. Si l'on réalise un plan de coupe de ce plasma, c'est au centre que le diamètre est le plus petit : il est de 28mm.



*Iso surface de résonance de la source MONO1001 à 872 Gauss.
Diamètre centrale : 28mm.
Les lignes en gras représentent les milliers de Gauss.*

Vocabulaire :

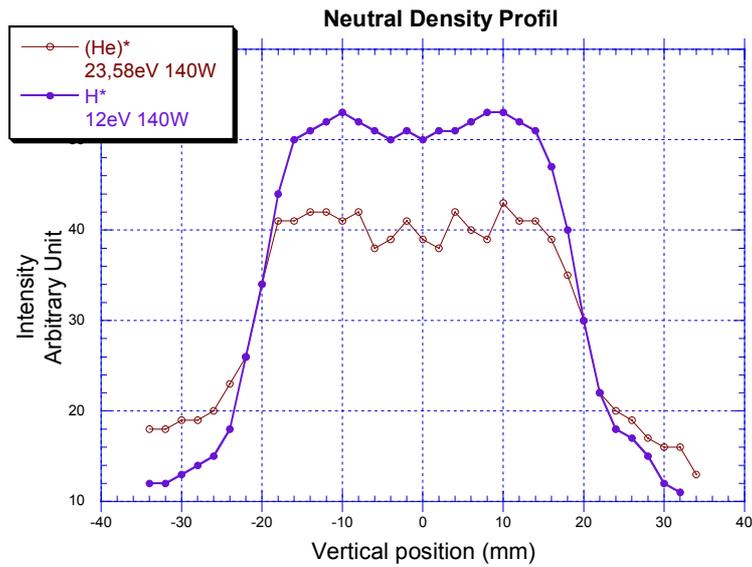
Lorsque nous utilisons le terme de « densité », on se réfère à la densité d'atomes neutres excités par unité de volume. Nous mesurons le profil vertical de cette densité grâce à la mesure de l'intensité d'une raie de dés excitation. Cette densité est aussi à relier à la densité électronique (car ce sont les électrons qui excitent les atomes initialement dans leur état fondamental) mais elle reste assez complexe à estimer, car pour cela il faut tenir compte des niveaux métastables de l'hélium, des différentes sections efficaces d'excitation...

La question que l'on s'est posée est la suivante : existe-t-il autour de la surface de résonance un réel volume d'excitation ?

Les mesures du profil ont été réalisées en réglant le spectromètre sur une raie d'énergie connue et en déplaçant l'ensemble du spectromètre verticalement pour obtenir un plan de coupe du plasma. Les raies étudiées sont :

- raie intense à 437,1nm (23,58eV) pour l'hélium neutre excité
- raie à 656,2nm (12,1eV) pour l'hydrogène neutre excité

Le déplacement vertical est réalisé avec des pas de 2mm. On reporte l'intensité de la raie en fonction de sa position verticale.

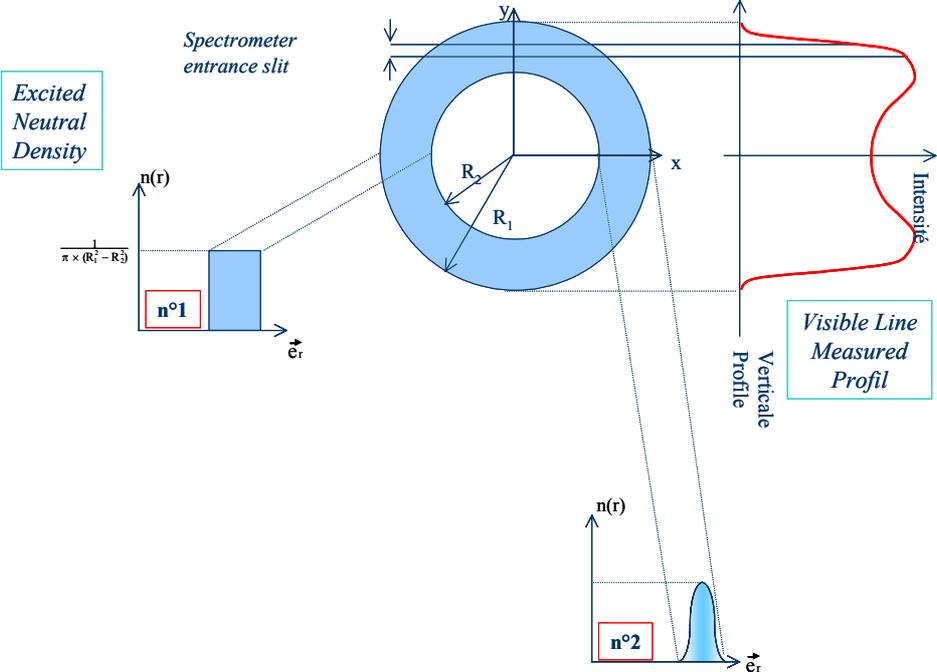


Profil mesuré du plasma avec le spectromètre sur deux raies différentes.

On remarque tout de suite que le profil n'est pas en forme de cloche indiquant une densité radiale homogène dans tout le volume du plasma : il y a moins de photons émis au centre de la source, là où le champ magnétique est le plus faible

À partir de ces résultats nous avons utilisé deux méthodes pour interpréter le profil mesuré. Dans un premier cas nous avons posé l'hypothèse de la densité radiale du plasma (pleine ou gaussienne) et puis nous avons calculé le profil alors obtenu et le comparons au profil mesurer expérimentalement.

Dans le second cas nous avons fait la démarche inverse par la transformation d'Abel nous donnant directement la densité radiale, ne connaissant que le profil.



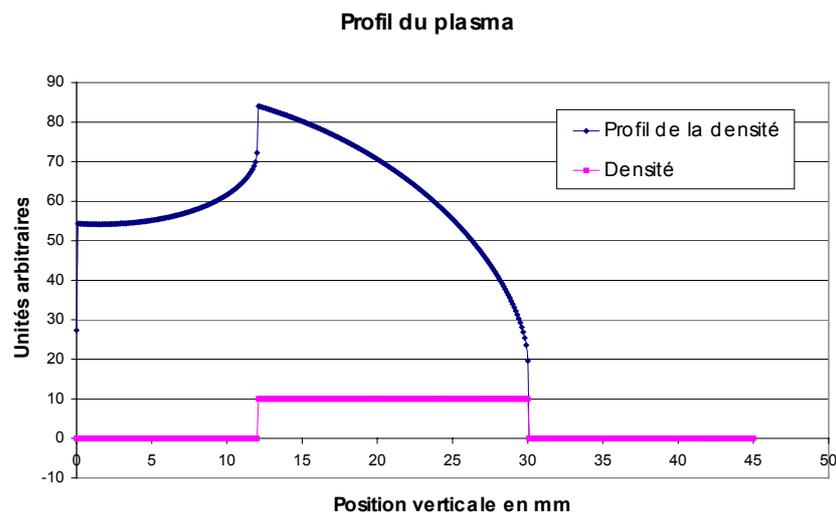
Cas de la densité uniforme (à gauche) et celle ayant une distribution gaussienne (à droite).

4 Hypothèse de la densité.

4.1 Cas « Plein ou vide »

Dans le premier cas nous chercherons à retrouver par le calcul le profil expérimental avec une couronne de plasma de densité uniforme et avec un cœur totalement vide. Ce premier résultat nous donnera peut être une estimation de la largeur du plasma. Les paramètres R_1 , R_2 et la hauteur de la fenêtre de l'observation sont nos 3 paramètres ajustables.

En conclusion nous sommes loin de décrire parfaitement le profil mesuré. Le modèle est bien trop simpliste !



Densité radiale hypothétique (en rose) donnant le profil du plasma (en bleu).

4.2 Densité radiale gaussienne

Ce second modèle décrit à priori avec plus de justesse la densité radiale, en prenant le cas plus réaliste d'une distribution gaussienne centrée autour d'une valeur réglable. Ainsi nous avons de nouveau 3 paramètres : le centre de la gaussienne, la largeur à mi-hauteur (déviatation standard) et l'ouverture des fentes d'entrée du spectromètre.

4.2.1 Cas de l'hydrogène

Sur le spectre suivant, nous voyons que la partie externe du plasma (partie au-delà de 25mm) est assez mal approximée par la simple distribution gaussienne. Le profil mesuré ne retombe pas à zéro aussi rapidement que le profil calculé.

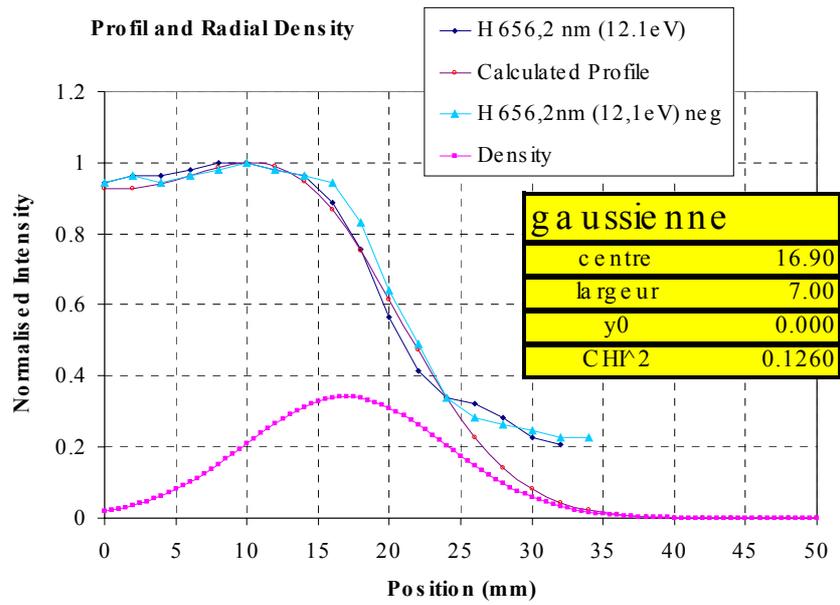
Qu'en est-il en réalité ?

Rappelons que nous mesurons avec le spectromètre l'**intensité lumineuse** d'une raie d'un atome neutre excité. Le plasma et les électrons sont pourtant confinés à l'intérieur de la source grâce aux aimants permanents. Alors pour quelle raison la mesure ne reflète-t-elle pas cette frontière nette ?

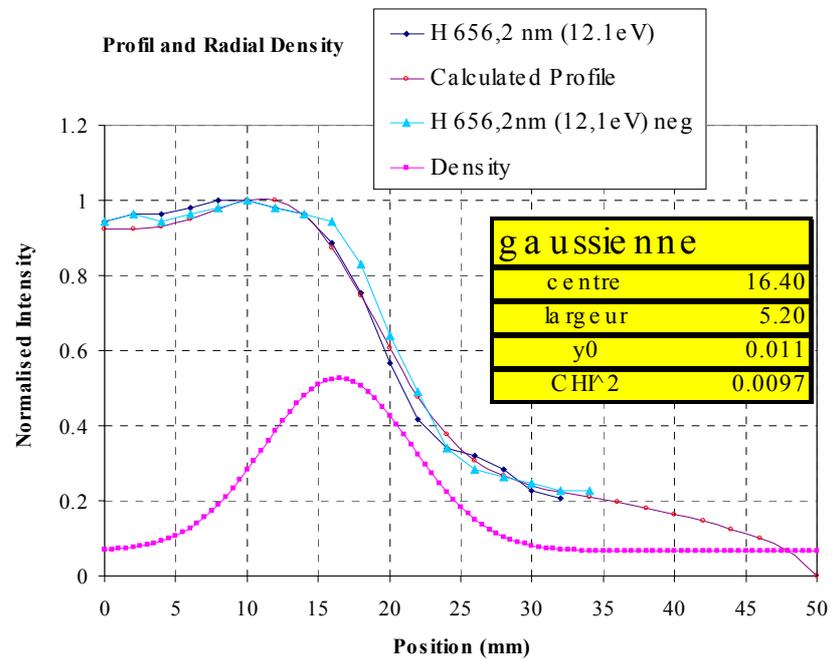
Explication possible :

Les surfaces métalliques à l'intérieur de la chambre réfléchissent la lumière du plasma : ce sont ces réflexions parasites sur les parois que l'on observe dès que l'on regarde à côté du plasma. La correction de cette réflexion peut se faire soit en :

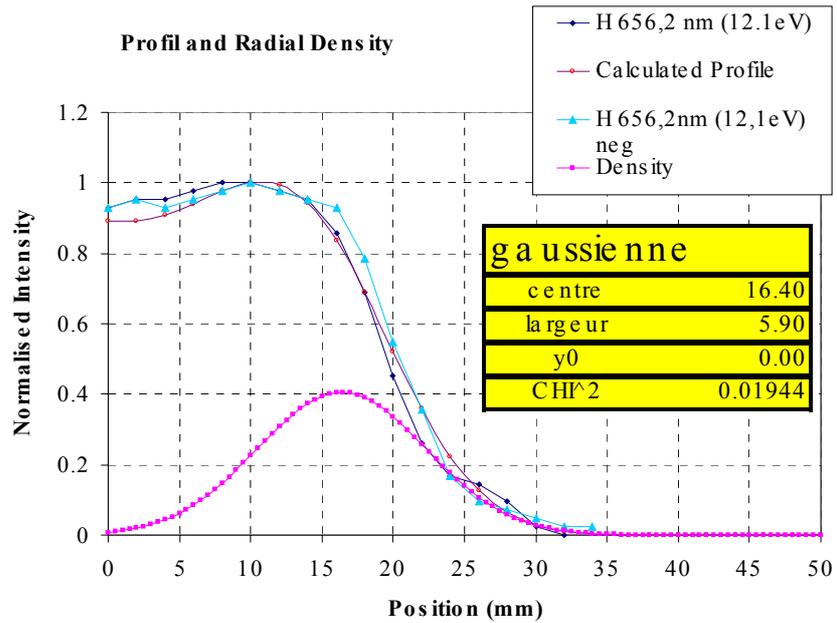
- rajoutant une composante continue à la densité radiale, on rajoute un nombre de photons détectés constants afin de mieux coller au profil mesuré.
- soustrayant la composante continue du spectre mesuré.



*Profil du plasma pour de la raie de 656,2nm de H (bleu clair et foncé)
En rose la densité hypothétique, en rouge le profil calculé.*



Avec une composante continue de lumière.



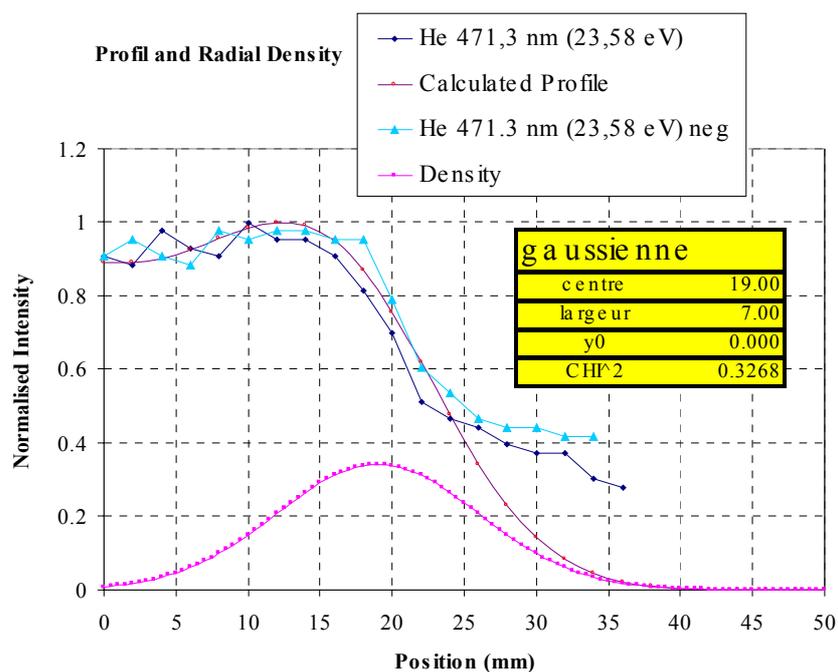
Soustraction de la composante continue au spectre mesuré.

Remarque : nous voyons aussi que le maximum de la densité ne se trouve pas localisé sur la surface de résonance de 872 Gauss qui se trouve à environ 14mm du centre de l'axe. Pourtant le profil possède bien son maximum vers cette région.

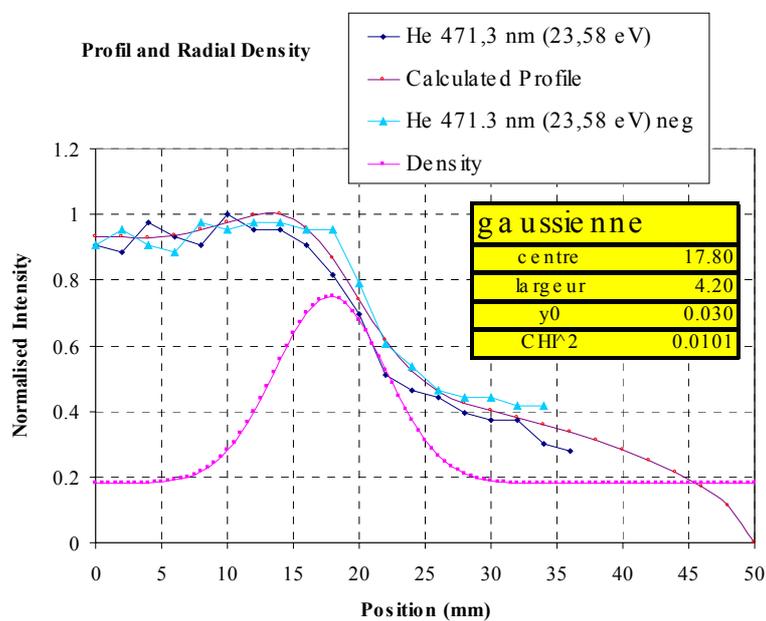
Récapitulatif des résultats :

Description	Centre (cm)	Largeur (cm)	Composante continue
<i>Profil traité directement</i>	16,9	7	0
<i>Rajout d'une composante continue (lumière parasite) sur la densité radiale</i>	16,4	5,2	0,012
<i>Soustraction de la composante continu directement sur le profil mesuré</i>	16,4	5,9	0

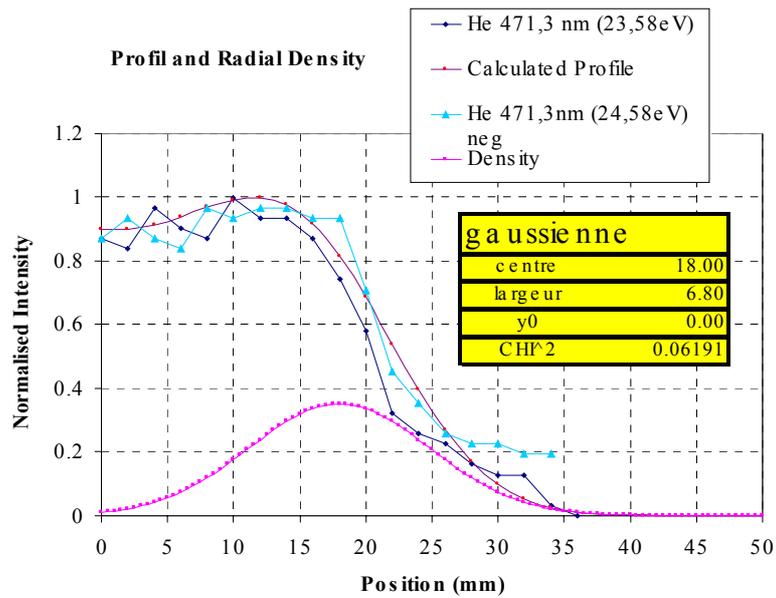
4.2.2 Cas de l'hélium



*Profil du plasma pour de la raie de 471,32nm de He (bleu clair et foncé)
En rose la densité hypothétique, en rouge le profil calculé*



Avec une composante continue de lumière.



Soustraction de la composante continue au spectre mesuré.

Récapitulatif des résultats :

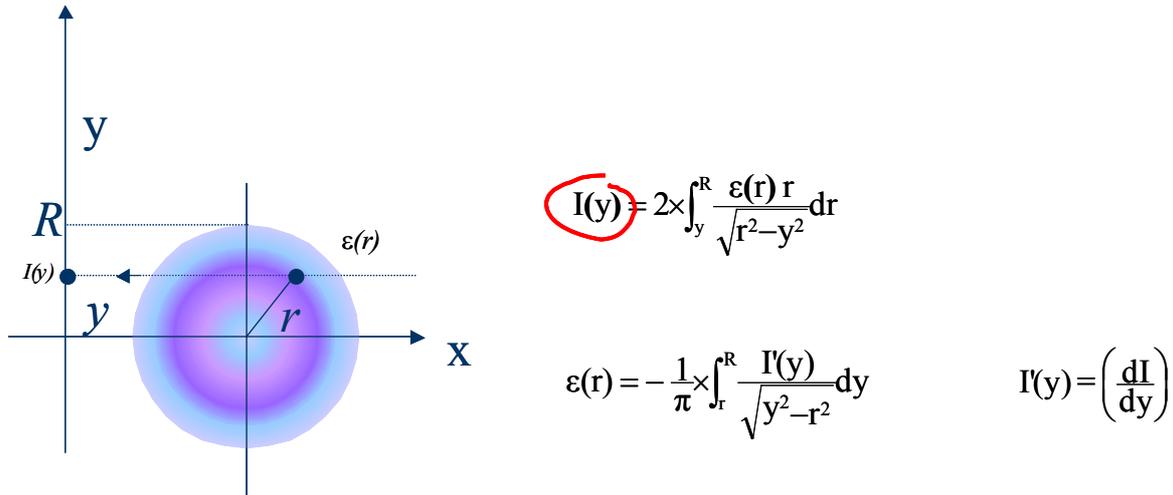
Description	Centre (cm)	Largeur (cm)	Composante continue
<i>Profil traité directement</i>	19	7	0
<i>Rajout d'une composante continue (lumière parasite) sur la densité radiale</i>	17,8	45,2	0,030
<i>Soustraction de la composante continue directement sur le profil mesuré</i>	18	6,89	0

Dans le cas de d'une raie de l'hélium les valeurs du maxima de la densité radiale semblent être plus éloignées du centre du plasma et le creux semble être moins marqué.

Il serait intéressant de mesurer ce même profil et de remonter à la densité radiale pour une raie de désexcitation d'un ion une fois chargé. Comme la particule est chargée elle devrait être confinée par le champ magnétique (contrairement aux neutres).

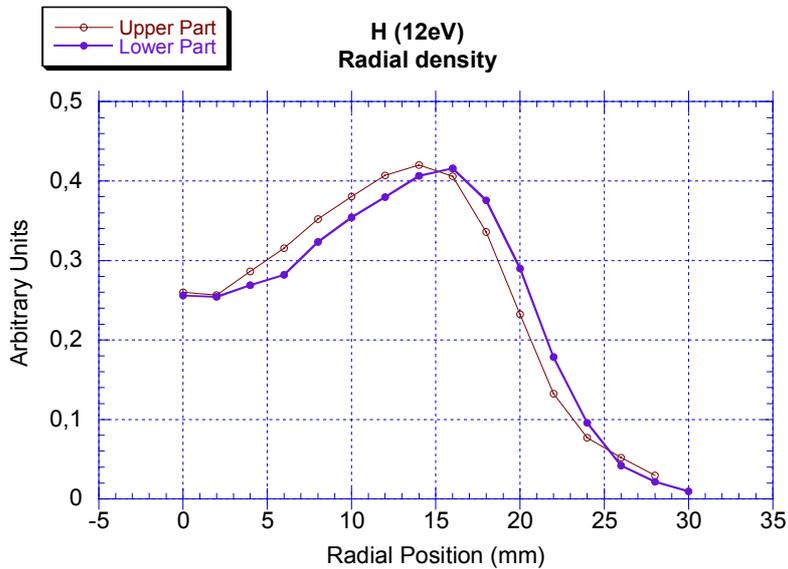
5 Inversion d'Abel, résultat

La transformation d'Abel est un outil mathématique nous permettant de remonter directement à la densité radiale à partir de l'intensité d'un profil ayant une géométrie à symétrie cylindrique. Grâce à cette transformation mathématique nous effectuons l'opération inverse de ce que nous avons fait jusqu'à présent. Nous comparerons les différents résultats entre eux. Cet outils mathématique est souvent utilisé par les personnes étudiant l'atmosphère des planètes éloignées : en faisant une mesure de l'intensité à travers la couche de l'atmosphère d'une planète éloignées ils arrivent remonter à la composition de l'atmosphère et plus exactement à sa densité radiale.

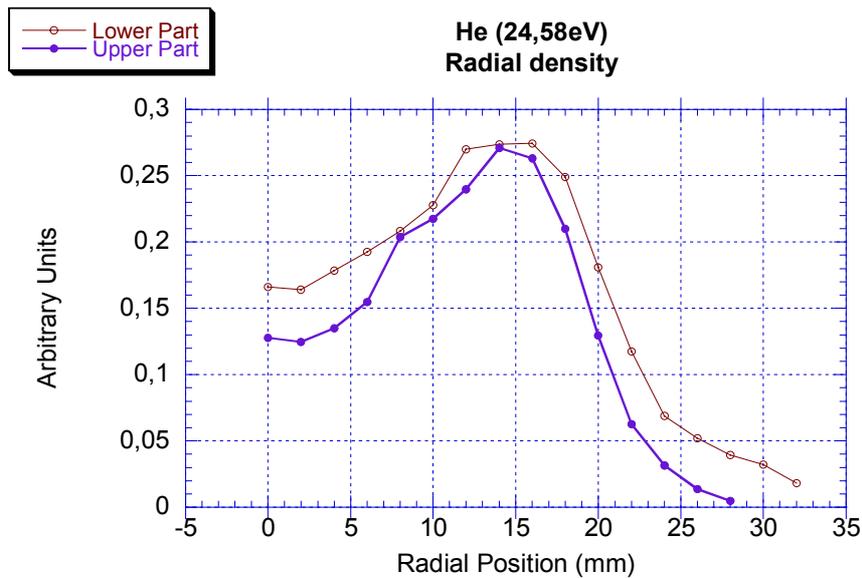


La transformation d'Abel permet de passer du profil à la densité radiale et vice versa

La résolution numérique de la densité est dépendante de la dérivé de l'intensité lumineuses par rapport à la position verticale.



Profil de l'hydrogène.



Profil de l'hélium

Nous voyons finalement que ces résultats ne sont pas complètement identiques à ceux obtenus en faisant de prime abord l'hypothèse sur la densité radiale. Il semblerait donc que l'hypothèse de la densité radiale suivant une distribution purement gaussienne ne soit pas la meilleure solution.

6 Conclusion

Les résultats obtenus lors de cette expérience préliminaire nous ont confirmé que le plasma d'une source ECR n'est un plasma totalement homogène du fait même de la localité de la zone de chauffage.

Grâce à la méthode de spectrométrie visible, méthode non perturbative, nous avons mesuré la densité radiale du plasma de la source MONO1001 grâce à l'intensité de deux raies de désexcitation d'atomes neutres (hydrogène et hélium).

Ces mesures nous indiquent que la zone de chauffage des électrons semble être plus large que celle à laquelle nous nous attendions.

Une prochaine étape serait de mesurer la densité radiale d'une population ionique et de suivre localement son évolution au cours de sa transformation d'espèce neutre en ion.