

INT 201/01

February 2001

PRESENTATION ET ETUDE DE PERFORMANCES DU
DIAGNOSTIC CXRS SUR TCV

P. Bosshard

Présentation et étude de performances du diagnostic CXRS sur TCV

P.Bosshard

Septembre - Octobre 2000

INDEX

| | |
|---|-------------|
| <i>Chapitre</i> | <i>page</i> |
| Ch.I. Introduction | 3 |
| Ch.II. Le diagnostic CXRS: principe de fonctionnement et description | 3 |
| II.1. Le Faisceau de Neutres de Diagnostic (DNBI) | 5 |
| II.2. Le système d'observation | 8 |
| II.3. Le spectromètre | 11 |
| II.4. Le système de détection | 13 |
| II.5. Conclusion | 14 |
| Ch.III. Taux de comptage | 16 |
| III.1. L'atténuation du faisceau de neutres | 16 |
| III.2. Calcul de l'émissivité active | 16 |
| III.3. Estimation du taux de comptage | 18 |
| Emissivité active | 18 |
| Emissivité passive | 21 |
| III.4. Conclusion | 22 |
| Ch.IV. Etude expérimentale | 23 |
| IV.1. Mesures CXRS | 23 |
| IV.2. Mesures OMA (Optical Multichannel Analyser) | 26 |
| Ch.V. Conclusions | 30 |
| V.1. Augmentation du niveau du signal | 30 |
| V.2. Amélioration du rapport Signal Actif / Signal Passif (A/P) | 31 |
| Annexe I. Etalonnage absolu des systèmes CXRS et OMA | 33 |

CH.I INTRODUCTION

Le diagnostic de Spectroscopie d'Echange de Charge (*Charge eXchange Recombination Spectroscopy*) est, avec l'Analyseur de Particules Neutres (*Neutral Particle Analyser*), le seul diagnostic destiné à la mesure de paramètres ioniques sur TCV. Le but de ce nouveau diagnostic est de fournir une mesure locale de la température et de la densité ioniques sur tout le profil du plasma pour les études du confinement ionique dans les plasmas façonnés de TCV.

Lors de sa première mise en service on a constaté que le signal CXRS actif, c'est-à-dire la lumière provenant des réactions d'échange de charge entre les ions du plasma et les neutres à 50keV/amu injectés par le faisceau de diagnostic, était trop faible pour permettre une étude de la température ionique. Suite à ce constat il a été nécessaire de procéder à une analyse systématique de tous les composants du diagnostic, du faisceau jusqu'au système de détection, afin de repérer lesquels pourraient être modifiés pour augmenter les performances du diagnostic. De même ont été faites des estimations numériques du taux de comptage attendu et des mesures à l'aide d'autres diagnostics disponibles, le OMA notamment, pour déterminer les conditions d'opération les plus favorables.

Dans ce texte on essaie de donner une vue d'ensemble sur tous ces sujets pour permettre de décider du futur du diagnostic.

CH.II LE DIAGNOSTIC CXRS: PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET DESCRIPTION

Le diagnostic CXRS se compose de quatre éléments fondamentaux: l'Injecteur de Neutres (*Diagnostic Neutral Beam Injector*), un système optique de collection de la lumière (fenêtre d'observation), un système d'analyse spectroscopique de la lumière détectée (monochromateur) et un système de détection bidimensionnel (caméra CCD) (cf. fig. 1).

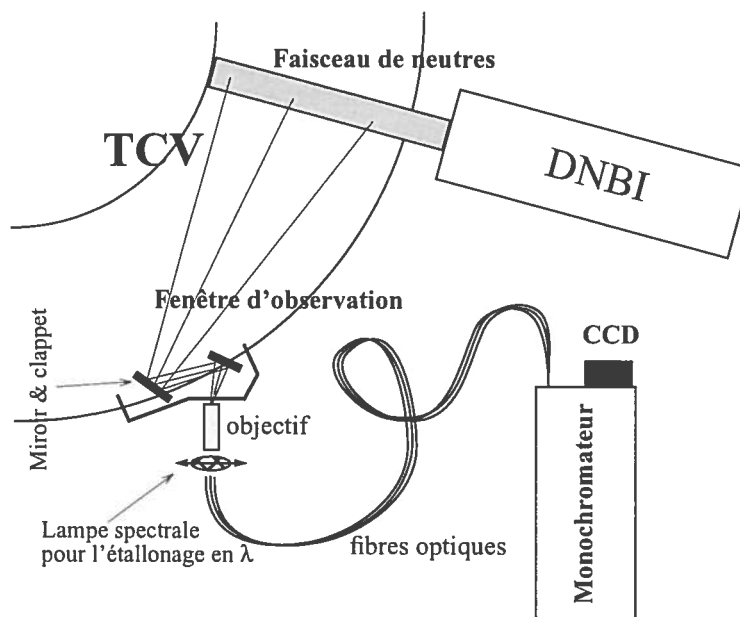


Figure 1: Schéma synoptique du diagnostic CXRS

Le DNBI injecte dans le plasma un faisceau d'atomes neutres, généralement de l'hydrogène, à très haute énergie ($\sim 50\text{keV/amu}$). Le long du faisceau, les neutres injectés sont ionisés

suite aux trois réactions suivantes: collisions électronique, collision protonique et recombinaison par échange de charge. Les réactions d'échange de charge entre les atomes neutres d'hydrogène du faisceau et les impuretés du plasma sont du type



L'électron transféré du neutre H^0 à l'impureté I , se trouve après la réaction dans un état excité qui se relaxe par une suite de transitions de type $\Delta n=1$. Cette relaxation s'accompagne à des émissions de ligne, spécifiques de l'impureté considérée, dont l'analyse spectrale permet de déduire la vitesse (*shift* de Doppler), la température (élargissement de Doppler) et la densité (intensité de l'émission) des impuretés.

La région d'émission étant concentrée le long du faisceau, le diagnostic CXRS fournit une mesure locale de ces paramètres au travers du plasma. Les profils des paramètres ioniques sont donc directement accessibles, sans devoir faire recours à des inversions de mesures intégrées le long des lignes de visée. Néanmoins, il est nécessaire de discriminer les émissions actives, dues aux réactions CXR entre les neutres du faisceau et les impuretés du plasma, des émissions passives ayant lieu dans tout le volume du plasma suite aux interactions entre les impuretés et les électrons ou les neutres thermiques (cf. "Emissivité passive", page 21). Pour ce faire, le faisceau est généralement modulé, et l'émission active est déduite par soustraction du signal passif (en absence de faisceau) du signal mesuré en présence du faisceau.

Pour les impuretés typiques d'un plasma de Tokamak il existe des transitions qui émettent dans le visible (p.ex. la ligne du carbone CVI($n=8 \rightarrow 7$) à $\lambda=5292\text{\AA}$). Dans cette gamme de longueurs d'onde la détection est particulièrement aisée et le transport du signal par fibre optique ne cause que peu de pertes. Dans le diagnostic d'échange de charge on privilégie ce genre d'émissions car elles permettent l'emplacement des monochromateurs au-dehors de la zone du Tokamak, à plusieurs mètres de distance, facilitant ainsi l'accès aux instruments pendant l'opération.

Aux températures typiques des plasmas de Tokamak, les noyaux complètement ionisés des impuretés légères telles que l'oxygène ou le carbone sont les espèces présentes en concentration majeure dans le plasma, aussi bien au centre qu'au bord à cause des phénomènes de diffusion. Dans le cas de TCV, où les parois de la chambre à vide sont complètement recouvertes par des tuiles en carbone, le diagnostic CXRS est destiné surtout à l'observation des émissions des ions de carbone C^{5+} .

Les lignes de carbone de majeur intérêt dans le spectre visible sont les transitions CVI ($n=8 \rightarrow 7$) à 5292\AA et CVI ($n=7 \rightarrow 6$) à 3433\AA . Malgré que cette deuxième transition ait une intensité plus élevée, la première a été choisie a priori comme meilleure candidate pour la mesure de la température ionique car la détection des émissions en dessous des 3500\AA , c'est-à-dire dans le domaine de l'ultraviolet proche, nécessite le choix d'éléments optiques particulièrement sensibles.

Passons maintenant en revue les éléments du diagnostic CXRS.

II.1 Le Faisceau de Neutres de Diagnostic (DNBI)⁽¹⁾

Le faisceau de neutres de diagnostic installé sur TCV injecte dans la chambre à vide du Tokamak des atomes d'hydrogène (ou de deutérium) d'une énergie de $E_0=25-50\text{keV/amu}$. Le courant de particules à la sortie de la source ionique est de typiquement de 1.7A pour 50keV (cf. le paragraphe "Les composants du faisceau"). Cette installation peut fonctionner selon deux modes d'opération: injection continue d'une durée limitée à $\sim 2\text{sec}$ ou injection pulsée avec des cycles ON/OFF d'une période minimale de $\sim 2\text{msec}$. Ce deuxième mode d'opération est le plus utile pour le diagnostic CXRS car, sous l'hypothèse que l'émission d'échange de charge passive, c'est-à-dire ayant lieu en absence du faisceau, se maintienne constante pendant un cycle ON/OFF de l'injecteur, il permet d'identifier l'émission active par simple soustraction de l'émission passive (détectée pendant la demi-période OFF) du signal acquis pendant l'injection.

Le faisceau traverse le tore de TCV presque radialement (déviation de 11.25° de la direction radiale) dans son plan équatorial. Comme il traverse complètement la chambre à vide de la paroi externe à la colonne centrale, il permet en principe des mesures CXRS sur toute la section poloïdale du plasma. Son diamètre (largeur à mi-hauteur) dans le plan focal est de 7.5-8cm et sa divergence de $0.6^\circ-0.7^\circ$.

Les composants du faisceau

Le faisceau de ions produit par la source ionique à plasma froid du DNBI est composé approximativement de 73% de H_1^+ , 20% de H_2^+ et 7% de H_3^+ (% en courant électrique). A la sortie de la source ces molécules sont neutralisées par le gaz se trouvant dans la chambre de neutralisation du faisceau. Ce gaz est «épais», c'est-à-dire que: (1) pratiquement toutes les molécules sont dissociées suite aux collisions avec le gaz, de manière que $\sim 99\%$ du faisceau est composé par des H_1 . (2) Chaque H_1 subit plusieurs ionisations et neutralisations suite aux collisions avec le gaz. La probabilité de neutralisation résultante est d'environ 50%. Par exemple, un ion de H_2^+ de 50keV (E_0) sera dissocié et en moyenne seulement une des deux particules résultantes de 25keV ($E_0/2$) sera neutralisée et sortira du DNBI.

En résumé, par rapport au courant de particules initial (après dissociation), on n'obtient à la sortie de l'injecteur que 27.25% de neutres à pleine énergie, 14.9% à $E_0/2$ et 7.85% à $E_0/3$, alors que le 50% du courant est perdu (pas neutralisé). Pour un courant nominal de 1.7A cela correspond environ à 0.46éq-A, 0.25éq-A et 0.13éq-A respectivement (où éq-A, "équivalent-Ampères", est une unité de mesure du flux de particules neutres).

La divergence du faisceau

Après la sortie de la chambre de neutralisation, le bord du faisceau est dissipé contre les parois du tube de connexion avec TCV. En accord avec les spécificités du DNBI, sont considérées effectives seulement les particules qui atteignent le point focal du faisceau au centre de la chambre à vide de TCV à une distance de l'axe du faisceau inférieure à $r_t=50\text{mm}$. En utilisant la formule du profil de courant dans le plan focal du faisceau,

$$I(r < r_t) = \eta I_{tot} \left(1 - \exp \left(- \frac{r_t^2}{z_{foc}^2 \cdot (\tan \vartheta)^2} \right) \right) \quad (\text{Eq. 2})$$

(1) cf. "TCV DNBI profile and attenuation studies", by J. Mlynar (document en cours de rédaction).

(où I_{tot} est le courant à la sortie de la source, $\eta \approx 0.36$ pour la composante à pleine énergie, $z_{foc} = 4\text{m}$, et $\vartheta = 0.6^\circ$ est la divergence), on calcule que, en absence de plasma, le courant de particules neutres à pleine énergie sur l'axe du faisceau ne représente que le 21% du courant nominal du faisceau. Il est probable que les composants à haute énergie divergent moins que les autres. Si ceci était vrai l'efficacité globale de l'injecteur en serait augmentée.

Remarques sur le profil gaussien du faisceau

Le profil du faisceau de neutres résulte d'une convolution entre la fonction décrivant la source du faisceau et la diffusion radiale du faisceau. Même dans le cas du modèle le plus simple (source homogène de diamètre a , focalisée à la distance z_{foc} , diffusion thermique due à la température T_b des neutres du faisceau) le résultat est une intégrale relativement complexe de fonctions de Bessel. Cependant en $z=z_{foc}$ le profil se réduit en une fonction exponentielle décrivant la diffusion thermique (cf. eq. 2).

En supposant que le profil reste exponentiel près de z_{foc} et que le courant total du faisceau ne change pas avec z (propagation dans le vide), l'on peut écrire:

$$j(z,r) = j(z,0) \cdot \exp\left(-\frac{\pi}{I_{tot}} j(z,0) \cdot r^2\right). \quad (\text{Eq. 3})$$

où la densité de courant sur l'axe vaut:

$$j(z,0) = \frac{I}{\pi a^2} \cdot \frac{\tilde{z}^2}{z^2} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha a^2}{\tilde{z}^2}\right)\right), \quad (\text{Eq. 4})$$

$$\text{où } \alpha = \frac{v_{||}^2}{v_{\perp}^2} = \frac{E_b}{T_b}, \quad \tilde{z} = \frac{z_{foc} z}{z - z_{foc}} \text{ et } \lim_{z \rightarrow z_{foc}} j(z,0) = \frac{I\alpha}{\pi z^2}.$$

Remarquons que dans la pratique on ne se réfère généralement pas à la diffusion du faisceau mais plutôt à sa divergence définie par $\vartheta = \text{atan}(1/\sqrt{\alpha}) = 0.6^\circ$.

Dans le cas de TCV où l'on considère $|z-z_{foc}| < 0.3\text{m}$, la différence entre ce modèle simplifié et la convolution complète citée plus haut est négligeable ($\max \left| \frac{j_{\text{modèle}} - j_{\text{convol}}}{j_{\text{convol}}} \right| < 10^{-6}$). Le

profil du faisceau du DNBI peut donc être considéré gaussien le long de son trajet dans le plasma. Remarquons enfin que, dans le vide, la déviation du profil d'une gaussienne est surtout due à des phénomènes tels que la nature non-thermique de la diffusion des particules neutres ou l'inhomogénéité de la source. En présence du plasma d'autres phénomènes peuvent intervenir, dont notamment l'effet *Plume*: les particules du faisceau qui réagissent avec les protons (noyaux de deutérium) du plasma créent des neutres thermiques qui à leur tour peuvent interagir par échange de charge avec les impuretés. Si les taux d'excitation pour les énergies thermiques sont suffisants, ces réactions peuvent donner une contribution non négligeable (10%-20%) au signal mesuré le long des lignes de visée du système de détection. Dans ces conditions, la zone d'émission active n'est plus symétrique autour de l'axe du faisceau, mais dépend de la dérive avant relaxation des ions à leur vitesse thermique.

Alignement du faisceau dans la machine

Le repérage des coordonnées des points de mesure nécessite la connaissance de la position du faisceau et des lignes de visée à l'intérieur de la chambre à vide. Alors que les lignes de visées sont en principe alignées lors de chaque ouverture annuelle de TCV, le faisceau l'a été seulement lors de sa mise en service.

Le faisceau se trouve dans un plan horizontal en $z=0$ (plan équatorial du Tokamak). Sa direction est déviée de 11.25° par rapport à la direction radiale. Pour l'instant seulement l'alignement dans la direction verticale a été vérifié. En effet l'incertitude sur la direction du faisceau dans le plan horizontal n'est pas critique car l'erreur qu'elle cause sur la coordonnée radiale des points de mesure est, du moins au bord du plasma, inférieure à la résolution spatiale du système (cf. "Alignement des lignes de visée", page 10). Par contre l'orientation verticale est critique, car le mauvais alignement du faisceau par rapport aux lignes de visée cause une perte de signal actif. En effet si les lignes de visée croisent le faisceau hors axe, la longueur d'intégration des lignes à travers le faisceau diminue et de même diminue la densité de neutres le long des lignes de visée à cause du profil gaussien du faisceau.

L'alignement vertical du faisceau a été vérifié en utilisant une caméra digitale placée devant la fenêtre d'observation du diagnostic CXRS dans le plan équatorial du tore.

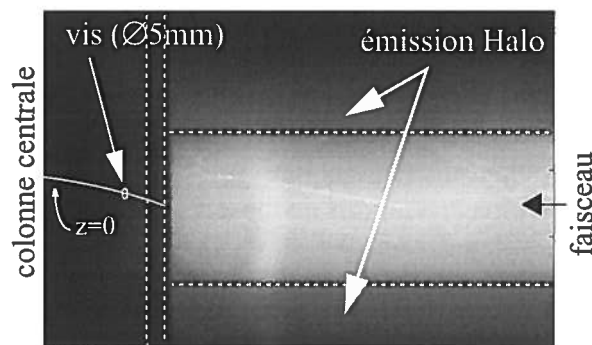


Figure 2: Le faisceau de neutres près de la colonne centrale de TCV.

La fig. 2 montre la lumière émise par le faisceau pendant un tir à 50kV et 1.7A. A gauche de l'image se trouve la colonne centrale dont les tuiles sont repérées par les lignes en traitillé. La hauteur $z=0$ est repérée par les emplacements des vis des tuiles. Le tir du DNBI a eu lieu après la disruption du plasma, dans le gaz résiduel de la chambre à vide. Le faisceau est entouré par une couronne de lumière émise par les neutres thermiques produits par le faisceau; c'est l'émission *Halo*. L'image montre que le faisceau se trouve bien dans le plan équatorial de TCV. Le point d'impact sur la colonne centrale n'est pas visible depuis la fenêtre CXRS. Le diamètre du faisceau ($\sim 7-8\text{cm}$) correspond aux prévisions.

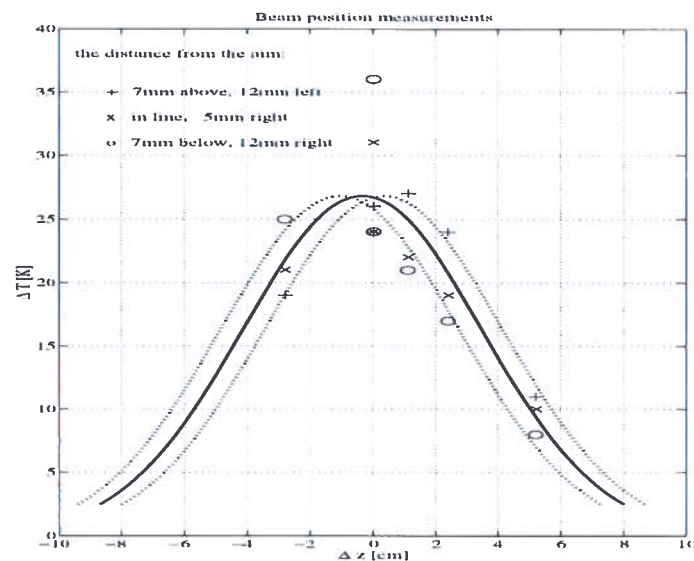


Figure 3: Profil du DNBI mesuré avec les thermocouples de la colonne centrale de TCV

Une analyse du profil du faisceau a pu être effectuée en utilisant les thermocouples se trouvant au point d'impact du faisceau sur la colonne centrale. L'emplacement des thermocouples n'est pas optimal pour l'analyse du faisceau, car leur but premier est de surveiller la température des tuiles en carbone pendant les tirs du DNBI. Il a néanmoins été possible de mesurer le profil du faisceau en le balayant verticalement devant les thermocouples, par de petits mouvements de la source. Cette expérience a permis de mesurer avec précision la largeur du faisceau ainsi que d'assurer son alignement dans TCV.

II.2 Le système d'observation

Le système d'observation du diagnostic CXRS collecte la lumière émise le long du faisceau et la focalise à l'entrée de 32 fibres optiques qui la transportent aux monochromateurs.

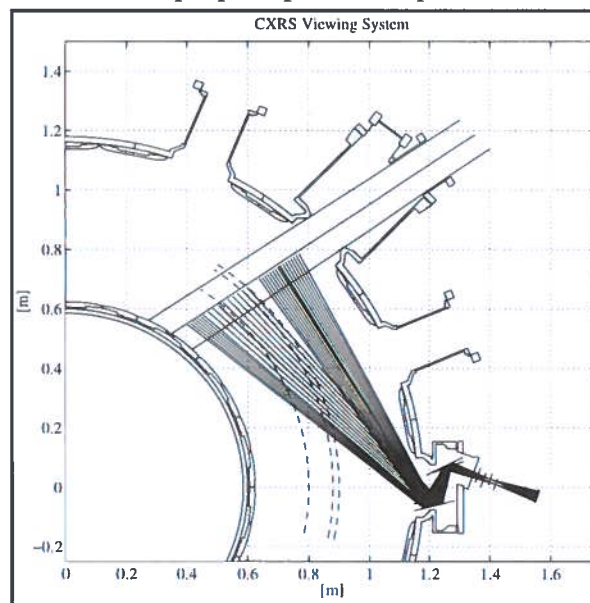


Figure 4: Simulation des lignes de visée à l'intérieur de la chambre à vide de TCV: systèmes "High-Field" et "Low-Field".

Deux vecteurs horizontaux de 16 fibres optiques sont imagés par deux objectifs photographiques sur l'axe du faisceau de neutres. Les 32 points d'observation sont alignés dans le plan équatorial de TCV. Leur diamètre est de 6-7mm et ils sont séparés par une distance de 1cm au minimum (cf. "Alignement des lignes de visée"). Les deux vecteurs de fibres sont imagés par deux systèmes optiques indépendants, un visant le côté haut champ pour la mesure des profils de température dans la région centrale du plasma, et l'autre le bord extérieur du plasma du côté bas champ pour les mesures des gradients de T_i et de n_i près du bord (cf. fig. 4).

Chacun des deux systèmes est composé de deux miroirs se trouvant à l'intérieur du tore, et, à son extérieur, d'un objectif photographique de 135mm de focale et d'un support pour 16 fibres optiques.

- Depuis le quesot destiné au diagnostic CXRS, l'observation directe du faisceau n'est pas possible à cause de la géométrie de l'ouverture et de sa position par rapport au faisceau. Pour cette raison on utilise un périscope composé de deux miroirs se trouvant à l'intérieur du tore. Les miroirs sont en acier inox et leur surface polie optiquement est recouverte de BERAL⁽¹⁾, un composite à base d'Aluminium et Béryllium particulièrement résistant à la contamination et à la dégradation provoquées par les plasmas de Tokamak⁽²⁾, et dont les propriétés réfléchissantes sont semblables à celle de l'Aluminium. Deux autres jeux de miroirs sont disponibles avec des couches différentes: UV-280⁽³⁾, de propriétés semblables au BERAL mais dont le taux de réflexion est maximisée autour de 280-300nm; AlSiO₂, couche sans propriétés mécaniques particulières pour un jeux de miroirs de réserve.
- Les objectifs utilisés sont des objectifs photographiques Leica de 135mm de focale, $f/2.8$. L'agrandissement est de ~ 10 . La qualité optique de ces objectifs photographiques facilite l'utilisation de fibres placées hors axe (jusqu'à ~ 1 cm). Leur ouverture, particulièrement élevée pour ces longueurs focales, facilite le remplissage des fibres optiques.
- Les supports pour les fibres ont une trentaine d'emplacements disponibles. Les fibres peuvent être placées côte à côte ou séparées par des espacements vides. De cette manière les points d'observation peuvent être concentrés aux bords du plasma, où les gradients de température sont importants, et dispersés au centre du plasma, où les profils sont généralement plus plats et la région à observer plus étendue. La résolution spatiale au bord du plasma est néanmoins moins bonne qu'au centre, où les lignes de visée sont tangentes aux surfaces de flux (cf. "Alignement des lignes de visée", page 10).
- Les fibres optiques⁽⁴⁾ sont des fibres multimode de 600 μ m de diamètre, en Silicium, N.A.=0.16 et de 20m de longueur. Elles ont été choisies sur la base des exigences suivantes:
 - faible atténuation à 500nm (~ 20 dB/km, c'est-à-dire $\sim 8\%$ de pertes sur 20m). L'atténuation à 300nm, ~ 100 dB/km, est de $\sim 40\%$ sur 20m.
 - diamètre de 600 μ m. Cette dimension est le résultat d'un compromis entre l'exigence de maximiser l'étendue du système en augmentant la taille de la source de lumière à l'entrée du monochromateur et la nécessité d'avoir le nombre maximal de lignes de visée par rapport à la taille du détecteur. Un diamètre de 600 μ m permet l'acquisition simultanée de 16 lignes de visée sur un même détecteur (cf. chap. II.4, "Le système de détection", page 13).

(1) Copyright de H.C. Clausing, Illinois (USA)

(2) cf. Gohil & al.,...

(3) Copyright de H.C. Clausing, Illinois (USA)

(4) FG-600-UAT de Thorlabs Inc., New Jersey (USA)

- faible ouverture numérique. L'étendue du système optique n'est pas limitée par l'ouverture de la fibre optique, mais par celle du monochromateur ($N.A. \approx 0.065$). Par rapport aux ouvertures standard de 0.22, une ouverture de 0.16 ($f/3.125$) garantit que la fibre optique soit complètement remplie par le système de collection de lumière. Dans la configuration actuelle, le cône de lumière remplissant les fibres a une ouverture de $\sim f/2.3$ sur l'axe optique et de $\sim f/2.5$ pour les fibres extérieures.

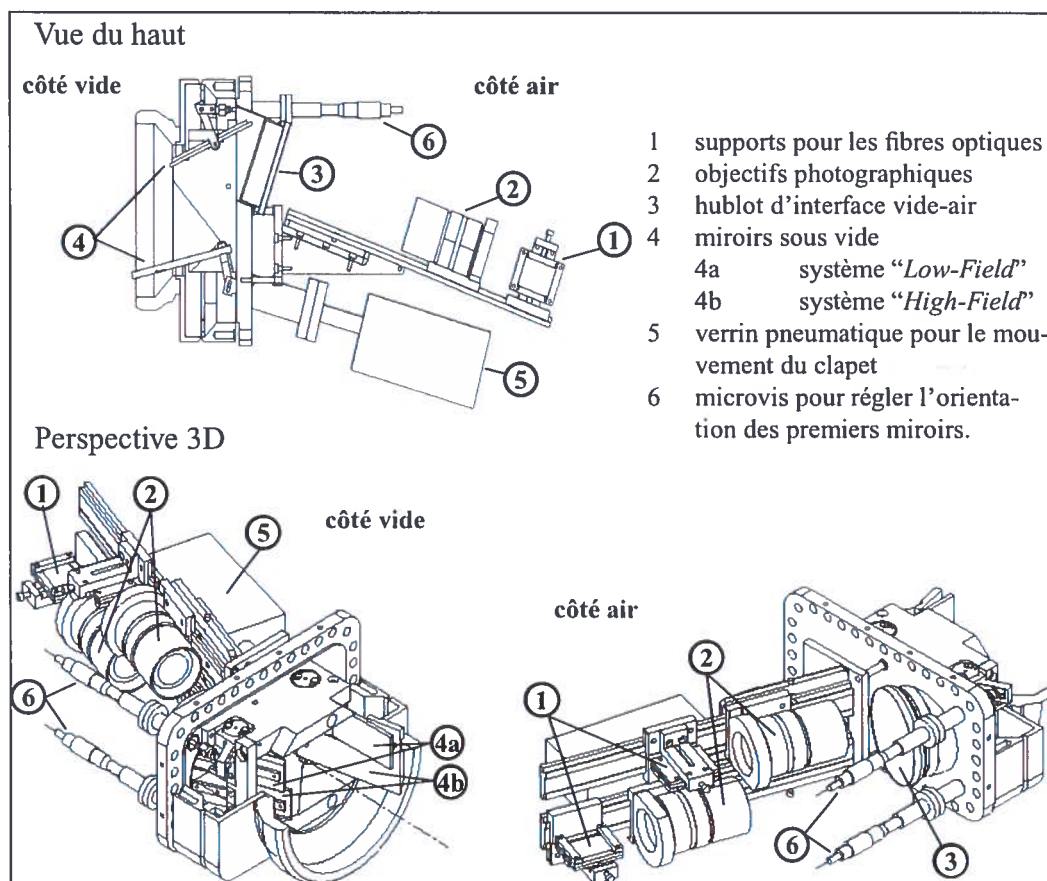


Figure 5: La fenêtre d'observation CXRS, sect. 12 plan équatorial (dessinée par M. G. Pochon)

Les deux systèmes optiques pour l'observation à haut et à bas champ ("*High-Field*" et "*Low-Field*") sont superposés à l'intérieur du quesot rectangulaire du secteur 12 - plan milieu (cf. fig. 5). Les deux miroirs à proximité du plasma sont en retrait de $\sim 5-10$ mm par rapport aux tuiles en carbone pour éviter le contact avec le plasma. Un système pneumatique permet de les pivoter pour protéger la fenêtre pendant les *glows* et les boronisations afin d'éviter tout dépôt sur les surfaces optiques. Les guides sur lesquels sont fixés les supports des objectifs et des fibres ont une inclinaison de quelques degrés par rapport au plan horizontal pour que les lignes de visée traversent le faisceau en $z=0$.

L'interface vide-air est assurée par un hublot en quartz (Suprasil-1⁽¹⁾) recouvert par une couche anti-reflet optimisée autour de 3500\AA (Taux de réflexion: 1% à 3500\AA et 3% à 5000\AA).

Alignement des lignes de visée

(1) Copyright de Cabum-MDC S.A.R.L., France

Dans la fig. 6 on voit une image de la cible qui a été utilisée lors de la dernière ouverture de TCV pour aligner les lignes de visée du diagnostic CXRS. Pendant l'alignement les fibres ont été illuminées du côté des spectromètres et leur image a été focalisée sur la cible placée dans le tore, le long du parcours horizontal du faisceau entre la paroi externe et la colonne centrale. Les taches dessinées sur la cible représentent les points d'observation. Ils ont des diamètres de 6-7mm et sont séparés par une distance minimale de ~ 1 cm. L'alignement a été effectué pour tous les emplacements des supports des fibres.

La résolution spatiale du diagnostic CXRS est déterminée par l'intersection des lignes de visée avec les surfaces de flux au travers du faisceau. Elle est de ~ 1.3 cm à $r=0.89$ m, où les lignes de visée sont parallèles aux surfaces de flux à l'endroit de leur intersection avec le faisceau, et empire jusqu'à 3cm au bord du plasma. Les études des profils de température au bord du plasma seront donc très limités du point de vue de la résolution spatiale à moins d'installer un nouveau système d'observation polioïdale.

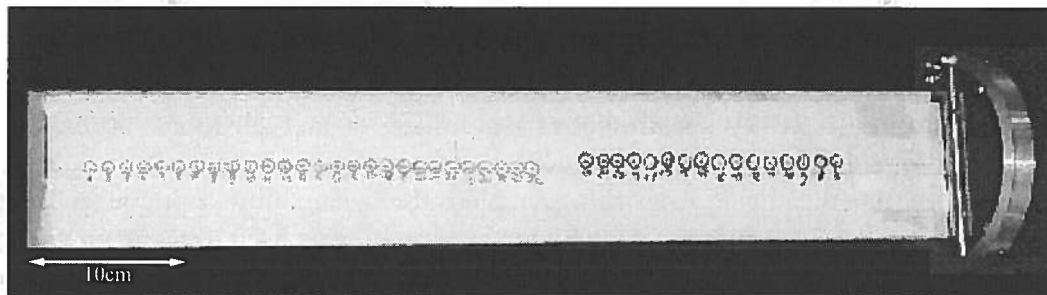


Figure 6: Cible utilisée pour l'alignement des lignes de visée du diagnostic CXRS. À gauche les points d'observation du côté haut champ et à droite ceux du côté bas champ.

II.3 Le spectromètre

L'étude de la température et de la vitesse de rotation des impuretés du plasma nécessite un instrument de haute résolution. Pour des paramètres ioniques typiques pour les plasmas de TCV ($T_i \cong 0.3$ keV, $v_\phi \cong 50$ km/s), les élargissements de Doppler des transitions de carbone C VI($n=8 \rightarrow 7$) à 5291Å et C VI($n=7 \rightarrow 6$) à 3433Å sont de l'ordre de 1-2 Å, alors que les *shifts* de Doppler sont inférieurs à 1 Å (cf. table 2 et table 3). Une dispersion de ~ 0.1 Å/pixel (~ 4 Å/mm pour des pixels de typiquement 25 μ m de largeur) est suffisante pour une mesure de $\Delta\lambda$ de cet ordre.

Les spectromètres du système CXRS, deux SPEX de 0.75m de focale, sont de type Czerny-Turner. Ils sont équipés de réseaux à haute dispersion (2400 lignes par mm) biaisés à 5000Å. Leur dispersion spectrale à cette longueur d'onde est de 4.8 Å/mm, c'est à dire 0.1 Å/pix pour des pixels de 22.5 μ m (cf. table 1).

| λ | $d\lambda/dx$ [Å/mm] | $d\lambda/dx$ [Å/pix] | f/# |
|--|-------------------------|--------------------------|------|
| 3000 [Å] | 5.390 | 0.121 | 8.9 |
| 3433 [Å] | 5.303 | 0.119 | 9.0 |
| 4000 [Å] | 5.159 | 0.116 | 9.2 |
| 5000 [Å] | 4.806 | 0.108 | 9.8 |
| 5290 [Å] | 4.675 | 0.105 | 10.0 |
| 6000 [Å] | 4.289 | 0.096 | 10.8 |
| F=0.75m, 2400l/mm, pix: 22.5 μ m, \varnothing miroir=9cm | | | |

Table 1: Calcul de la dispersion des spectromètres SPEX750

Pour le diagnostic CXRS, les spectromètres sont utilisés en tant que monochromateurs. Dans ce mode d'opération, ils observent en général une seule ligne sur un intervalle spectral relativement petit (une dizaine de Ångström). En plaçant plusieurs fibres optiques le long de la fente d'entrée, l'évolution temporelle de la ligne peut être observée simultanément pour plusieurs points de mesure. La lumière provenant des différentes fibres est imagée sur la fente de sortie en une série de spectres alignés verticalement, qui peuvent être lus distinctement par un détecteur bidimensionnel (p.ex. une caméra CCD). Pour que les signaux provenant de fibres adjacentes ne se polluent réciproquement, l'astigmatisme des spectromètres a été corrigé avec des miroirs asphériques.

L'astigmatisme est une des aberrations naturelles des spectromètres Czerny-Turner, provenant de l'utilisation hors axe de miroirs sphériques et qui a comme conséquence d'allonger verticalement l'image sur la fente de sortie d'une source monochromatique ponctuelle. L'astigmatisme du SPEX a été estimé en mesurant sur le détecteur la taille de l'image d'une fibre de 8 μ m de diamètre illuminée par un laser He-Ne ($\lambda = 6328\text{Å}$). Dans sa configuration actuelle, où la surface libre des miroirs asphériques a été limitée à $\sim 65\text{cm}^2$ (70% de la surface totale) pour une ouverture résultante de f/9.8 à 5000Å (cf. table 1), il est d'environ 57 μ m (2.5 pixels de la caméra CCD) sur l'axe et de 68 μ m (3 pixels) au bord du détecteur (3 mm). En limitant la surface des miroirs à $\sim 25\%$ (16 cm^2) l'astigmatisme diminue jusqu'à $\sim 40\mu\text{m}$. Diminuer à ce point la taille des miroirs n'est évidemment pas souhaitable du point de vue de l'étendue du système et d'autre part un astigmatisme de 2-3 pixels est suffisant pour détecter 16 traces de 600 μ m de hauteur. Il est envisageable d'améliorer la luminosité du système en utilisant la surface totale des miroirs (90 cm^2). Dans ces conditions l'ouverture du monochromateur est de f/7.9 à 5000Å et son astigmatisme est de l'ordre de 3.5 à 4 pixels. Cette valeur est suffisante pour l'acquisition de 16 tracks de 30 pixels séparés par 8 pixels aveugles (cf. paragraphe suivant).

| T_i | $\lambda_1 = 3433\text{\AA}$ | | $\lambda_2 = 5290.63\text{\AA}$ | |
|-----------|----------------------------------|-----------------------|----------------------------------|-----------------------|
| | $\Delta\lambda$ [\AA] | $\Delta\lambda$ [pix] | $\Delta\lambda$ [\AA] | $\Delta\lambda$ [pix] |
| 50 [eV] | 0.541 | 4.530 | 0.833 | 7.921 |
| 100 [eV] | 0.765 | 6.408 | 1.178 | 11.202 |
| 200 [eV] | 1.081 | 9.062 | 1.666 | 15.842 |
| 300 [eV] | 1.324 | 11.098 | 2.041 | 19.402 |
| 500 [eV] | 1.709 | 14.328 | 2.635 | 25.049 |
| 1000 [eV] | 2.417 | 20.262 | 3.726 | 35.425 |

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \lambda \sqrt{\frac{T_i}{1.68e8A}}, \text{ où } A \text{ est la masse atomique } (A_C=12).$$

Table 2: Elargissement de Doppler calculés pour les lignes de carbone CVI(n=8 \rightarrow 7) et CVI(n=7 \rightarrow 6) .

| v_{tor} | $\lambda_1 = 3433\text{\AA}$ | | $\lambda_2 = 5290.63\text{\AA}$ | |
|------------------|----------------------------------|-----------------------|----------------------------------|-----------------------|
| | $\Delta\lambda$ [\AA] | $\Delta\lambda$ [pix] | $\Delta\lambda$ [\AA] | $\Delta\lambda$ [pix] |
| 50 [km/s] | 0.573 | 4.798 | 0.882 | 8.389 |
| 100 [km/s] | 1.145 | 9.596 | 1.765 | 16.777 |
| 150 [km/s] | 1.718 | 14.394 | 2.647 | 25.166 |
| 200 [km/s] | 2.290 | 19.193 | 3.529 | 33.555 |

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \cdot \cos \alpha, \text{ où } \alpha = \angle(\vec{v}, \text{ligne de visée}) \text{ (ici } \alpha=0^\circ).$$

Table 3: Shifts de Doppler calculés pour les lignes de carbone CVI(n=8 \rightarrow 7) et CVI(n=7 \rightarrow 6) .

II.4 Le système de détection

Les systèmes de détection prévus pour les spectromètres SPEX750 sont des caméras CCD bidimensionnelles. Pour l'instant un seul spectromètre est équipé de détecteur. Il s'agit d'une caméra CCD *front-illuminated* de Wright Instruments de 340x1152 pixels de 22.5 μm de largeur ($\sim 0.1\text{\AA}$ à la sortie du monochromateur). Son efficacité quantique est inférieure à 5% autour de 4000 \AA et est d'environ 25% à 5300 \AA (cf. fig. 7). C'est une caméra de type "frame-transfer" dont la moitié supérieure (298x576 pixels) est utilisée pour l'exposition. Le mode de lecture habituel pour le diagnostic CXRS consiste en l'acquisition de 16 tracks horizontaux,

d'une trentaine de lignes chacun, séparés par 6 à 8 lignes "aveugles" (non acquises). Les lignes de chaque track sont combinées de manière que les charges des pixels d'une colonne sont acquis simultanément comme une seule charge. Dans ce mode de lecture la vitesse d'acquisition a pu être réduite jusqu'à 10ms pour des tracks de 70 pixels de largeur.

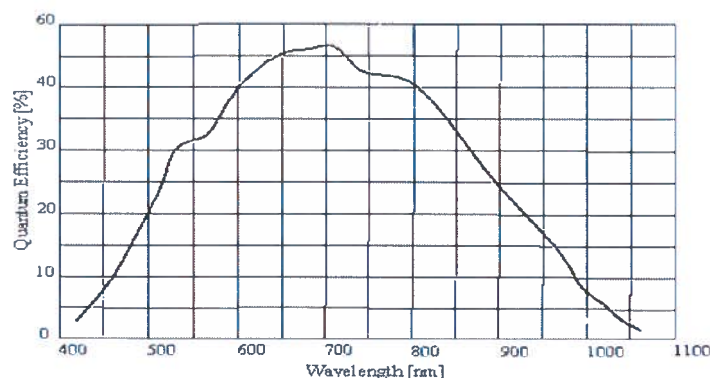


Figure 7: Efficacité quantique de la caméra CCD de Wright Instruments.

Les logiciels de contrôle de la caméra de Wright Instruments tournent sous DOS sur un PC local. Dans sa configuration actuelle, elle peut être commandée via une interface graphique (écrite en Matlab) qui permet de modifier les principaux paramètres d'acquisition. Ce logiciel peut aussi établir un lien avec la base de donnée VISTA de TCV, permettant ainsi la commande à distance du système via des fenêtres Vdraw.

Calibrage absolu

La caméra CCD a été calibrée absolument à l'aide d'une lampe calibrée et d'un filtre d'interférence (bande passante: $\sim 5350\text{-}5390\text{\AA}$). Un count sur un pixel de la CCD correspond à environ 15 photons. Considérant que l'efficacité quantique du détecteur autour de 5300\AA est de $\sim 25\%$, un count correspond à environ 4 pixels effectivement détectés.

Analyse du bruit

Les études faites sur le bruit donnent les résultats suivants. En absence de lumière, le bruit thermique se manifeste principalement par une augmentation linéaire de l'offset du signal de l'ordre de ~ 60 counts par track en 50ms (ie. 0.04 counts par pixel). Le bruit autour du niveau d'offset varie faiblement en fonction du temps d'intégration: de 7 counts pour 50ms à 10 counts pour 200ms. On en déduit qu'il faut au moins 100 photons qui atterrissent sur la CCD pour qu'un signal soit distinct du bruit.

Dans des conditions d'illumination comparables aux conditions expérimentales, le bruit est dominé par le bruit statistique ($\propto \sqrt{N_{\text{photons}}}$).

II.5 Conclusion

Dans le courant de cette année le DNBI ainsi que le système "High-Field" du diagnostic CXRS ont été complètement installés. L'alignement et les dimensions du faisceau ont été vérifiées et les mesures effectuées sur les émissions CXR actives (cf. chapitres suivants) montrent que le faisceau fournit apparemment le flux de neutres attendu. La fenêtre d'observation CXRS a été installée sur TCV et les 32 lignes de visée du diagnostic ont été alignées dans la machine.

Tous les composants de la chaîne optique du diagnostic ont été choisis afin d'optimiser la détection autour de 5000\AA . Il est néanmoins souhaitable d'augmenter la sensibilité du diagnostic suite aux arguments présentés dans les chapitres suivants. Du point de vue du bruit, la caméra CCD ne présente pas d'inconvénients majeurs. Dans son état actuel le diagnostic peut être opéré localement ainsi qu'à distance via le système informatique de TCV. Toutes les routines nécessaires au stockage automatique dans les arbres MDS des données CXRS sont prêtes pour être introduites dans les séquences des diagnostics de TCV.

CH.III TAUX DE COMPTAGE

Le calcul du nombre de photons produits par les réactions d'échange de charge actives et puis du taux de comptage des instruments de mesure nécessite l'estimation de:

- l'atténuation de l'intensité du faisceau suite aux collisions avec le plasma,
- les taux de réaction d'échange de charge qui dépendent de l'énergie des neutres incidents et des paramètres du plasma,
- les pertes de signal dues aux éléments optiques du système d'observation et du spectromètre.

Dans ce chapitre on décrit la méthode de calcul du taux de comptage et on donne un exemple d'estimation du taux de comptage pour un plasma de TCV.

III.1 L'atténuation du faisceau de neutres

Le calcul du profil du faisceau le long des lignes de visée du diagnostic CXRS se fait par les étapes suivantes:

- Calcul du profil du faisceau dans le vide. La largeur maximale du faisceau est estimée en évaluant la «visibilité» de la source de diamètre a au-delà du quesot d'entrée du faisceau dans la chambre à vide de TCV.
- Estimation des sections efficaces de freinage. Il s'agit d'une interpolation par rapport aux paramètres des plasmas de TCV des sections efficaces effectives σ_{eff} de la base de données ADAS. Ce calcul nécessite l'estimation des paramètres du plasma (n_e , T_e , Z_{eff}) le long du faisceau. Les sections efficaces de freinage tiennent compte des réactions de collision avec les électrons ainsi qu'avec les ions de deutérium et des impuretés du plasma (généralement on ne considère que le carbone).
- Calcul du freinage du faisceau par la formule exponentielle

$$j_b(s) = j_b(0) \cdot e^{-\int_0^s (\alpha(l) \cdot dl)} \quad (\text{Eq. 5})$$

où $\alpha = n_e \cdot \sigma_{\text{eff}}$ est le coefficient d'atténuation et s correspond au parcours du faisceau dès son entrée dans le plasma ($s=0$).

III.2 Calcul de l'émissivité active

L'intensité des émissions d'échange de charge entre les impuretés du plasmas et les neutres du faisceau à un endroit \vec{r} le long du faisceau est donnée par

$$E(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^3 n_Z(\vec{r}) \cdot n_{b,i}(\vec{r}) \cdot \langle \sigma v \rangle_{\lambda,i}(T_e, n_e) \text{ [photons/(m}^3 \cdot \text{s} \cdot \text{sr)]}, \quad (\text{Eq. 6})$$

où $n_Z(\vec{r})$ est la densité de ions de charge Z (dans notre cas le carbone, $Z=6$), $n_{b,i}(\vec{r})$ la densité de particules neutres du faisceau d'énergie E_0/i ($i=1,2,3$), où E_0 (en eV/amu) est l'énergie d'accélération du faisceau, $\langle \sigma v \rangle_{\lambda,i}(T_e, n_e)$ le taux d'excitation pour la transition à la longueur

d'onde λ . La sommation est faite sur les trois composants du faisceau aux énergies E_0 , $E_0/2$, $E_0/3$.

La densité de ions de carbone se calcule à partir des mesures de Z_{eff} en supposant que le carbone soit la seule impureté présente dans le plasma. Sous cette hypothèse on peut écrire:

$$\frac{n_C}{n_e} = \frac{Z_{\text{eff}} - 1}{30}. \quad (\text{Eq. 7})$$

Généralement $Z_{\text{eff}} \sim 3$. Ici on le considère constant sur le profil du plasma.

La densité de neutres d'hydrogène est calculée à partir de la densité de courant du faisceau donnée par l'eq. 5:

$$n_{b,i} = \frac{J_{b,i}}{e \cdot v_{b,i}}, \text{ où } v_{b,i} = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot E_0}{i \cdot m_p}} \quad (\text{Eq. 8})$$

($e=1.6022 \cdot 10^{-19} \text{C}$, $m_p=1.6726 \cdot 10^{-27} \text{kg}$. On néglige la masse de l'électron par rapport à m_p).

Le taux d'excitation dépend des paramètres du plasma, en particulier de sa densité, de l'énergie des particules neutres incidentes et de la transition considérée. Dans la fig. 8 on montre quelques valeurs de $\langle \sigma v \rangle_{\lambda, i=1,2,3}$ pour les deux transitions du carbone CVI($n=7 \rightarrow 6$) à $\lambda_1=3433\text{\AA}$ et CVI($n=8 \rightarrow 7$) à $\lambda_2=5292\text{\AA}$. Ces valeurs sont le résultat d'interpolations des sections efficaces effectives (corrigées pour tenir compte des cascades) de la base de données ADAS. A souligner que la base de donnée dont nous disposons actuellement est limitée à des températures supérieures à 1000eV pour λ_1 et à 200 eV pour λ_2 .

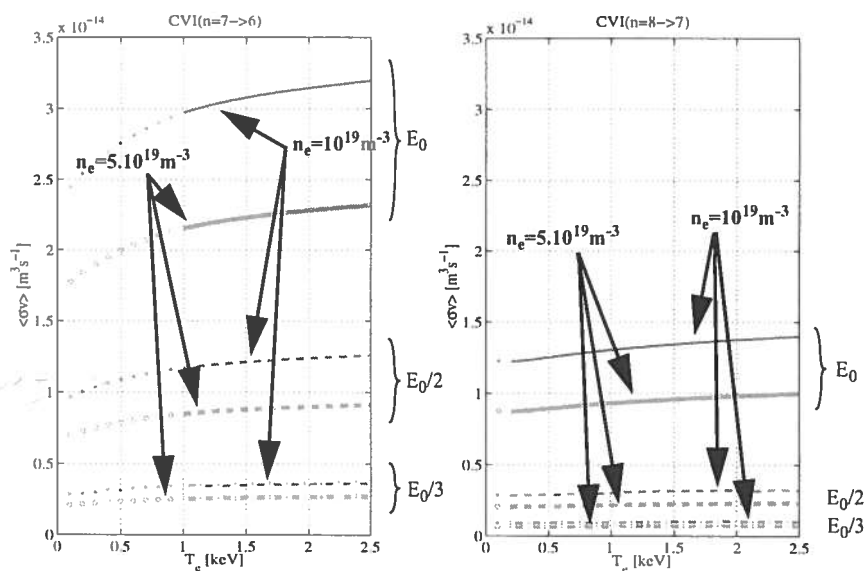


Figure 8: Taux d'excitation pour les transitions CVI($n=8 \rightarrow 7$) et CVI($n=7 \rightarrow 6$), calculées à partir des données ADAS, pour $E_0=50\text{keV}$ (-), $E_0/2$ (- -) et $E_0/3$ (-.). Les valeurs à basse température (traits pointillés) sont calculées par extrapolation.

III.3 Estimation du taux de comptage

Dans ce paragraphe on présente un exemple de calcul du taux de comptage du signal actif pour le tir #18759 (cf. “Mesures CXRS”, page 23). Il s’agit d’un plasma centré en $z=0$, de densité moyenne 3.10^{19}m^{-3} et température centrale de 1.2keV ($Z_{\text{eff}}=2$, C: seule impureté). Le faisceau de neutres a été injecté avec une énergie d’accélération de 50keV/amu avec un courant nominal de $\sim 1.5\text{A}$.

Le système CXRS utilisé dans ce tir est le système “*Low-Field*”, observant le bord extérieur du plasma. La densité électronique dans la région considérée est de $\sim 2.10^{19} \text{m}^{-3}$. La fig. 9 montre le signal d’échange de charge actif mesuré avec un temps d’intégration de 50ms. La contribution active est donnée par la soustraction du signal mesuré en absence du faisceau (@0.8s) au signal mesuré en présence du faisceau (@0.6s). Le taux de comptage actif est de $\sim 1300 \text{counts}$.

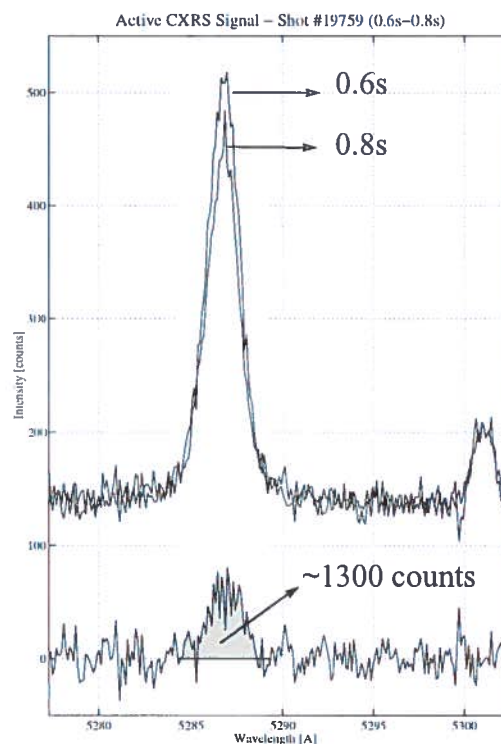


Figure 9: Mesure de l’émission CXRS active pour le shot #19759 ($\tau=50\text{ms}$).

Emissivité active

- Atténuation du faisceau de neutres

La fig. 10 montre le résultat du calcul d’atténuation. Le courant de particules total (des trois populations énergétiques) est dans ce cas de 0.77éq-A (I_1 dans la figure) à l’entrée du plasma et de 0.65éq-A (I_2) au centre. À l’endroit de la mesure considérée le taux d’atténuation est de $\sim 10\%$. La section efficace de freinage donnée par ADAS est de l’ordre de $2.5 \cdot 3.10^{-14} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$.

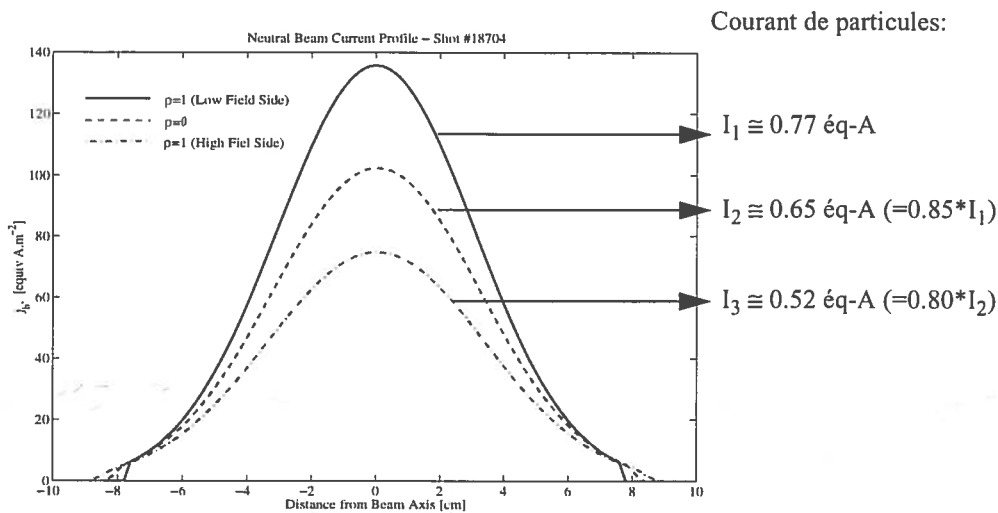


Figure 10: Calcul de l'atténuation du faisceau de neutres pour le tir #18704 (par J. Mlynar).

Calcul de la densité de neutres:

| | E_0 | $E_0/2$ | $E_0/3$ |
|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Proportion relative des 3 espèces (en courant de particules) η_i [%] | 54.5 | 29.8 | 15.7 |
| Courants associés aux 3 espèces : $I_{b,i} = \eta_i \cdot (1-0.1) \cdot I_1$ [éq-A], où $I_1 = 0.77 \text{ \acute{e}q-A}$. | 0.357 | 0.195 | 0.103 |
| Vitesses : $v_{b,i} = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot E_0}{i \cdot m_p}}$ [m.s ⁻¹], où $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ | $3.094 \cdot 10^6$ | $2.188 \cdot 10^6$ | $1.786 \cdot 10^6$ |
| Densité de neutres : $n_{b,i} = \frac{I_{b,i}}{e \cdot S_b \cdot v_{b,i}}$ [m ⁻³], où $S_b \cong 4.42 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ est la section du faisceau. | $1.628 \cdot 10^{14}$ | $1.259 \cdot 10^{14}$ | $8.127 \cdot 10^{13}$ |

- Densité d'impuretés de C :

$$\frac{n_C}{n_e} = \frac{Z_{\text{eff}} - 1}{30} = 3.33 \cdot 10^{-2}, \quad n_C = 6.66 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} \quad (n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}, Z_{\text{eff}} = 2)$$

- **Emissivité de la ligne $\lambda=3433\text{\AA}$**

| | | | |
|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Taux d'excitation $\langle\sigma v\rangle(\lambda, n_e, T_e, E_0/i)$, $i=1,2,3$ [m^3s^{-1}] | $2.35 \cdot 10^{-14}$ | $9.25 \cdot 10^{-15}$ | $2.67 \cdot 10^{-15}$ |
| Emissivité $E = \sum_{i=1}^3 n_C \cdot n_{b,i} \cdot \langle\sigma v\rangle_{\lambda=3433\text{\AA}, i} = 5.476 \cdot 10^{18} [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] = 3.16 [\text{Wm}^{-3}]$ (Energie des photons à 3433\AA : $E_\lambda = 5.78 \cdot 10^{-19} [\text{J}] = 0.96 [\text{eV}]$) | | | |

- **Emissivité de la ligne $\lambda=5290.6\text{\AA}$**

| | | | |
|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Taux d'excitation $\langle\sigma v\rangle(\lambda, n_e, T_e, E_0/i)$, $i=1,2,3$ [m^3s^{-1}] | $1.15 \cdot 10^{-14}$ | $2.64 \cdot 10^{-15}$ | $8.27 \cdot 10^{-16}$ |
| Emissivité $E = \sum_{i=1}^3 n_C \cdot n_{b,i} \cdot \langle\sigma v\rangle_{\lambda=5290.6\text{\AA}, i} = 1.51 \cdot 10^{18} [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] = 0.57 [\text{Wm}^{-3}]$ (Energie des photons à 5290.6\AA : $E_\lambda = 3.75 \cdot 10^{-19} [\text{J}] = 0.623 [\text{eV}]$) | | | |

- Taux de comptage de la ligne à 5290.6\AA

$$T = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{E \cdot l \cdot G}{\kappa} \quad [\text{counts} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (\text{Eq. 9})$$

où E [$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$] est l'émissivité, l [m] la longueur de l'intersection entre la ligne de visée et le faisceau, G l'étendue du système de collection de lumière [m^2sr]⁽¹⁾, κ le facteur de conversion entre le nombre de photons entrés dans le système optique et le nombre de counts du détecteur, estimé lors de l'étalonnage absolu du système CXRS. Dans notre cas:

- $l \cong 7.5 \cdot 10^{-2} [\text{m}]$
- $G = 1.28 \cdot 10^{-8} [\text{m}^2\text{sr}]$
- $\kappa(\lambda=5290.6\text{\AA}) \cong 3280 [\text{photons/count}]$

D'où :

$$T(\lambda=5290.6\text{\AA}) \cong 1.15 \cdot 10^8 \text{ photons/sec} \cong 3.53 \cdot 10^4 \text{ counts/sec.}$$

Pour un temps d'intégration de 50ms cela donne un comptage de l'ordre de

1750counts en 50ms,

c'est-à-dire une moyenne de **50counts par pixel** ($\Delta\lambda(T_i \cong 1.0\text{keV}) = 35$ pixels).

Compte tenu des incertitudes liées à ce calcul, cette valeur est en très bonne correspondance avec le taux de comptage mesuré.

(1) L'étendue du diagnostic correspond à celle du spectromètre ($6.93 \cdot 10^{-10} [\text{m}^2\text{sr}]$), la plus petite le long de la chaîne optique. Dans ce calcul du taux de comptage on considère l'étendue du système d'observation car le facteur κ de conversion photons \leftrightarrow counts, déduit lors du calibrage absolu du diagnostic (cf. Annexe I), n'est valable que si l'on considère le nombre de photons entrés dans l'optique de collection et non pas le nombre de photons qui ont effectivement atteint la surface du détecteur.

Emissivité passive

Les processus à l'origine de l'émission CXR passive sont les suivants:

- excitations par collision électronique d'un ion C^{5+} ;
- réactions d'échange de charge entre les ions C^{6+} et les D^0 du plasma;
- recombinaisons entre les ions C^{6+} et un électron libre du plasma.

Dans les conditions des plasmas de TCV, les réactions de recombinaison peuvent être négligées par rapport aux deux premières. D'autre part les transitions fortement excitées par les réactions CXR ne sont que très faiblement concernées par les collisions électroniques.

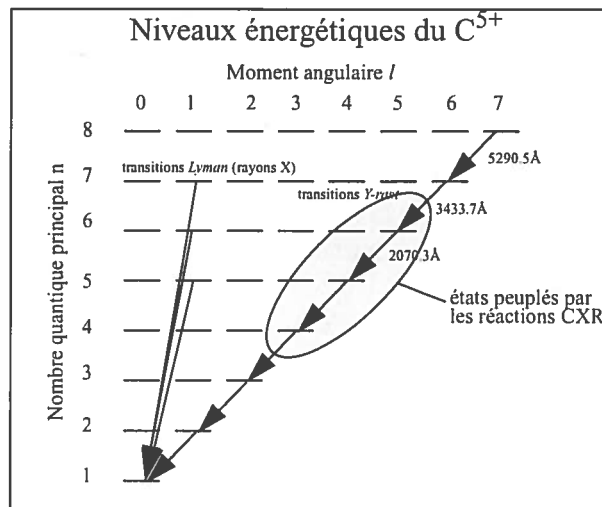


Figure 11: Représentation schématique de la population d'états (n,l) par les réactions d'échange de charge pour les ions C⁵⁺.

En effet, les réactions CXR sont des processus de type "résonnant" qui tendent à occuper des états énergétiques (n,l) où $n \sim Z^{3/4}$, Z étant le numéro atomique de l'impureté considérée, et $l \sim n-1$ (cf. fig. 11). Selon les règles de sélection des transitions des dipôles électriques les états où $l=n-1$ ne peuvent se relaxer que vers le plus proche niveau énergétique $n'=n-1$. C'est ainsi que les transitions CXR sont plutôt du type $\Delta n=n-n'=1$ (transitions de type Y-rast). Inversement les collisions électroniques peuplent presque exclusivement des états avec un faible moment angulaire l. Dans ce cas les relaxations se font directement vers l'état fondamental (transitions Lyman) car la probabilité de la transition $n > n'$, proportionnelle au carré de la différence d'énergie entre les états n et n', est maximale pour $n'=0$. En première analyse on peut donc considérer que les émissions passives des transitions CVI(n=8 → 7) à $\lambda=5292\text{Å}$ ou CVI(n=7 → 6) à $\lambda=3433\text{Å}$ ne sont due qu'aux réactions CXR entre les ions de carbone et les neutres thermiques du plasma.

Les particules neutres issues du recyclage du deutérium des parois de la chambre à vide, réussissent à pénétrer à l'intérieur du plasma malgré que sa température soit largement suffisante pour les ioniser, grâce à une série de transferts de charge avec les protons thermiques du plasma. La densité de neutres près des parois est typiquement de l'ordre de $\sim 10^{16}-10^{15}\text{m}^{-3}$ et

décroît rapidement dans le plasma jusqu'à des valeurs telles que $\frac{n_{H^0}}{n_e} \approx 10^{-6} - 10^{-5}$. Cette fai-

ble concentration de neutres thermiques est suffisante pour que les réactions d'échange de

charge, grâce à leur sections efficaces particulièrement élevées, dominant sur les autres processus de recombinaison.

Etant donné qu'on ne dispose pas de diagnostics de mesure du profil de densité des neutres du plasma, l'émissivité passive n'a pas été calculée, mais plutôt mesurée avec le système CXRS pour en déduire par la suite la concentration de neutres thermiques (cf. chap. , "Le profil d'émission passive Influence de la géométrie d'observation sur le rapport A/P", page 25).

III.4 Conclusion

Les estimations numériques du taux de comptage pour le signal CXR actif sont en bon accord avec les mesures effectuées (cf. chapitre suivant), montrant que le DNBI ainsi que le diagnostic CXRS fonctionnent correctement par rapport aux performances requises. Néanmoins le taux de comptage actif est actuellement trop faible pour permettre la mesure de T_i sur TCV. Les deux causes principales à ce problème sont la trop faible densité de neutres du faisceau, dont la conséquence est que l'émissivité active est faible, voir négligeable selon les paramètres du plasma, par rapport à l'émissivité passive, et la sensibilité limitée du diagnostic CXRS qui a comme conséquence que la contribution active est dominée par le bruit. Ces aspects seront discutés dans les chapitres suivants.

CH.IV ETUDE EXPERIMENTALE

IV.1 Mesures CXRS

Pendant la presque totalité de la dernière période d'opération, il n'a pas été possible de mesurer les émissions d'échange de charge actives avec le diagnostic CXRS. L'intensité des lignes spectrales mesurées suivait en effet l'évolution de la densité du plasma plutôt que les pulsations du DNBI, montrant ainsi que les émissions mesurées étaient passives. Plusieurs lignes spectrales ont été observées, dont notamment la transition de carbone C VI($n=8 \rightarrow 7$) et la ligne H_{α} qui avait été sélectionnée pour repérer plus facilement l'émission du faisceau. La fig. 12 montre l'évolution du signal H_{α} dans le tir #17941: les variations temporelles du signal intégré (figure A) ne sont visiblement pas en rapport avec les modulations du faisceau, mais suivent l'évolution de la densité du plasma.

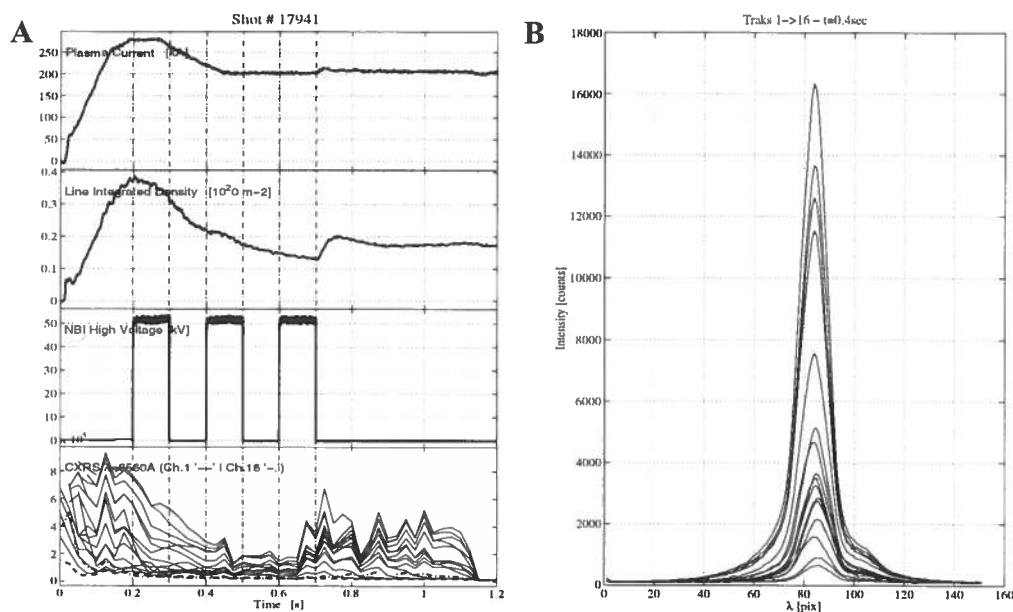


Figure 12: Signal CXRS pour le tir #17941 ($\lambda=6560\text{\AA}$. Temps d'intégration: 25ms).

A: évolutions temporelles de I_p , n_e , du signal CXRS intégré et de la haute tension du faisceau de neutres.

B: spectres de la ligne H_{α} pour les 16 canaux à $t=0.4\text{sec}$.

Suite à ces premières mesures les tests suivants ont été effectués pour mettre en évidence les causes possibles de ce manque de signal:

- vérification de l'alignement des lignes de visée dans la machine: test effectué de l'extérieur en se repérant grâce aux tuiles de la colonne centrale. La direction verticale des lignes de vue peut être vérifiée de cette manière avec une précision de $\sim 0.5\text{cm}$. La position des lignes de visée le long du faisceau ne peut actuellement pas être vérifiée.
- vérification de l'alignement du faisceau de neutres. Ce test a été effectué en balayant verticalement le faisceau (en déplaçant la source) en enregistrant les mesure des thermocouples placés sur la colonne centrale en face de l'injecteur. Un deuxième test a été en observant le faisceau à l'aide d'une caméra vidéo placée devant la fenêtre CXRS avec le même alignement des lignes de visée (cf. "Alignement du faisceau dans la machine", page 6). Ce dernier test a confirmé définitivement le bon alignement du faisceau et du système d'observation du diagnostic CXRS.

Par la suite, les faits suivants ont été mis en évidence. Premièrement l'émissivité passive s'est révélée être plus importante que prévu et l'intensité du faisceau actuel limite le rapport signal actif/signal passif à environ 10% seulement pour $n_e \approx 3.10^{19} \text{ m}^{-3}$ (cf. "Mesures OMA (Optical Multichannel Analyser)"). Deuxièmement les prévisions numériques du taux de comptage sousestimaient les pertes de signal le long de la chaîne optique du diagnostic. L'éta-lonnage absolu qui a pu être effectué après cette première campagne de mesures a mis en évidence que le système était trop peu sensible pour détecter les émissions actives dans des plasmas à densité moyenne.

Les premières mesures des émissions CXR actives ont été effectuées avant l'ouverture de la machine, dans des plasmas à faible densité et en observant le côté bas-champ, où le faisceau est plus intense.

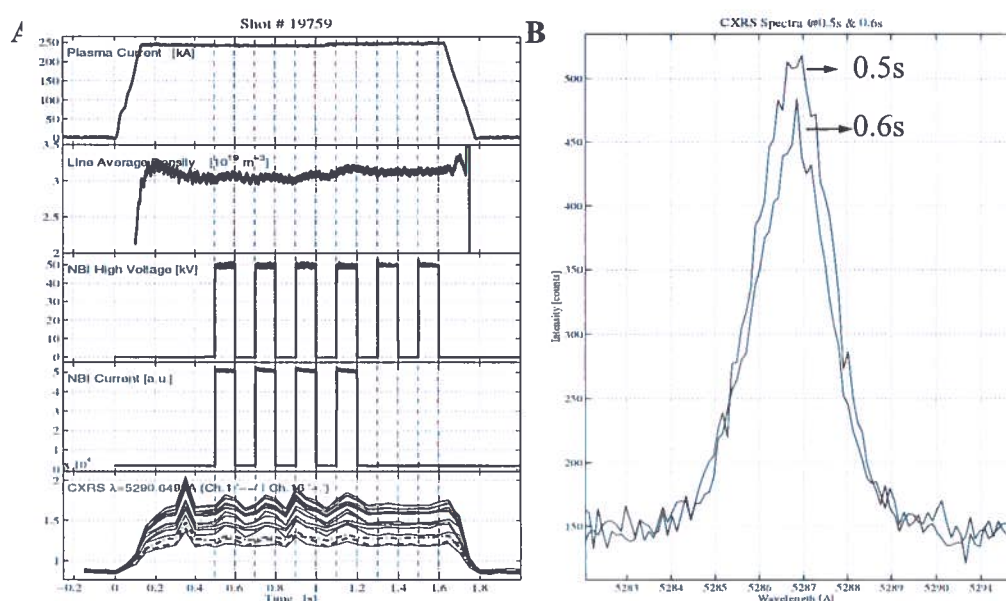


Figure 13: Shot #19759 - Mesure des émissions CVI(n=8->7).

A: Évolution temporelle de l'intensité du signal CXRS.

B: Spectres à 0.5s (avec DNBI) et à 0.6s (sans).

La fig. 13 montre les spectres de la ligne CVI à 5290.6Å pour le tir #19759 (DNBI: 50kV, 60msON/60ms OFF). La fig. 13-A montre l'évolution temporelle de I_p , n_e (moyenné), de la haute tension et du courant produits par le DNBI et des spectres CXRS intégrés autour de 5287Å. Le signal intégré présente des oscillations synchrones avec les 4 pulses du DNBI⁽¹⁾. L'augmentation du niveau du signal est due à une augmentation de l'émissivité de la ligne CVI pendant les injections du faisceau. C'est ce que montre la fig. 13-B, où sont représentés deux spectres CXRS à 0.5s et à 0.6s, pendant les phases ON et OFF du faisceau respectivement. La différence entre ces deux spectres représente la contribution CXR active due au faisceau. Le taux de comptage actif mesuré est en accord avec les prévisions théoriques (cf. calcul effectué pour le shot #19759, "Estimation du taux de comptage", page 18). Cette mesure confirme

(1) Les deux derniers pulses du DNBI n'ont pas eu lieu. Il s'agit d'un problème de la source RF (radio-fréquence) qui doit être résolu dans les semaines à venir. Les pics à 0.3s et à 0.85s du signal CXRS intégré sont très probablement artificiels, causés par un problème de trig de la caméra CCD. Ce défaut est en train d'être corrigé.

donc la validité des estimations de l'émissivité locale et en particulier de la densité de neutres du faisceau présentées précédemment. On en conclut que l'intensité du faisceau fourni par le DNBI semble être de l'ordre de grandeur prévue, et donc aussi que le taux de comptage du système CXRS, du moins dans son état actuel, ne peut être meilleur que les estimations du chapitre précédent.

Le rapport S/N des spectres CXRS est de l'ordre de 10, mais il descend à ~ 2 lorsqu'on considère la contribution active (cf. fig. 9), rendant impossible une estimation de la température ionique.

D'autres lignes spectrales comme BV à 4946Å ou HeII à 4685.2Å n'ont pas montré une contribution active plus intense.

Le profil d'émission passive

Influence de la géométrie d'observation sur le rapport A/P

Le profil d'émission passive a été estimé sur la base de mesures des émissions à $\lambda=5290.6\text{\AA}$ effectuées en observant le plasma dans un plan poloïdal avec 6 lignes de visée verticales. Le profil de l'émissivité passive en fonction de la coordonnée radiale ρ a été estimé en intégrant le long des 6 lignes de visée une fonction test dont la forme a été optimisée pour atteindre un bon accord avec les mesures intégrées. Dans la fig. 14 on montre deux profils calculés pour les tir #19479 (tir standard) et #19419 (tir "Counter Current Drive"). Dans les deux cas l'émissivité est concentrée au bord, ce qui est cohérent avec l'hypothèse que l'émissivité ne soit due qu'aux réactions CXR avec les neutres du plasma. Dans le cas du tir standard, l'émissivité au bord ($1.1 \cdot 10^{17}$ [photons.m⁻³.s⁻¹]) est ~ 10 fois plus élevée qu'au centre. Dans l'autre exemple, ($2.6 \cdot 10^{17}$ [photons.m⁻³.s⁻¹]) elle est ~ 40 fois plus élevée qu'au centre. La différence entre ces deux profils est due notamment à la température au centre du plasma, de 0.6keV pour le tir standard et de 2.5keV dans le tir avec injection de micro-ondes.

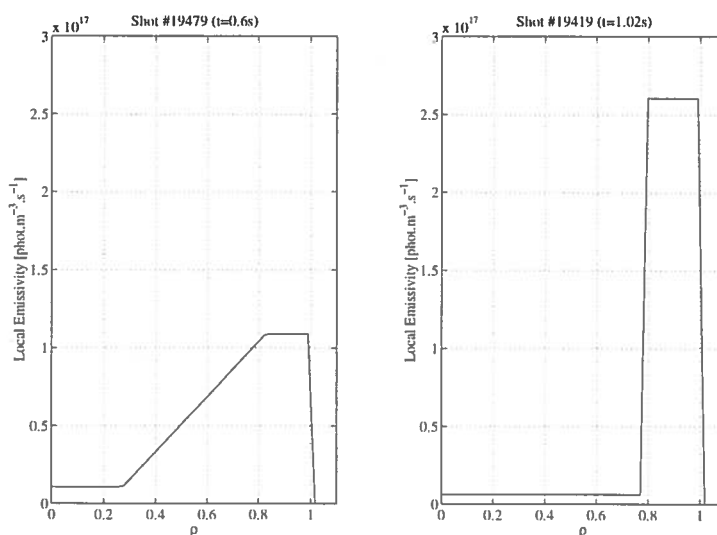


Figure 14: Exemples de calcul de profils d'émissivité passive: pour un tir standard (#19479) et pour un tir "Counter Current Drive" (#19419)

Sur la base de ces profils les estimations suivantes ont été faites:

- Densité de neutres du plasma
Elle est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6} \cdot n_e$ au centre et de $\sim 10^{-4} \cdot n_e$ au bord pour le premier profil, et de

$4 \cdot 10^{-5} \cdot n_e$ au centre et de $\sim 10^{-3} \cdot n_e$ au bord pour le deuxième. Ce sont à peu près les ordres de grandeurs auxquels nous nous attendions.

- Estimation du taux de comptage passif pour différentes géométries d'observation. Les mesures effectuées avec le OMA (cf. "Signal Actif/Signal Passif (A/P)", page 28) montrent clairement que dans les tirs avec injection de neutres, le rapport signal actif/signal passif (A/P) est limité à 25%. Une des méthodes par laquelle on aurait espéré améliorer ce rapport, consiste à modifier la géométrie d'observation du système CXRS de toroïdale en poloïdale. Dans cette configuration, en effet, la longueur des lignes de visée au travers du plasma (0.7-1m) est plus petite que dans la configuration actuelle où elle approche les deux mètres. En réduisant la longueur des lignes de visée le signal intégré devrait diminuer proportionnellement. En utilisant les profils d'émissivité passive ci-dessus, on a calculé la différence entre les signaux intégrés le long de lignes de visée poloïdales et toroïdales regardant le centre ou le bord extérieur du plasma. Du fait que le profil d'émissivité passive est plutôt piqué au bord, la différence entre les signaux intégrés est négligeable pour les lignes observant le centre du plasma. Par contre l'observation poloïdale du bord extérieur du plasma permettrait une réduction du signal intégré d'un facteur 2 par rapport à l'observation dans un plan horizontal. La modification de la géométrie d'observation serait donc particulièrement utile dans cette région où le rapport A/P pourrait atteindre les 50%. Rappelons de plus que la résolution spatiale au bord du plasma, actuellement trop mauvaise pour des études sur les profils au bord du plasma, ne pourrait être améliorée que par une géométrie d'observation poloïdale.

IV.2 Mesures OMA (Optical Multichannel Analyser)

Le détecteur OMA est monté sur un monochromateur ACTON de 1m de longueur focale équipé d'un réseau de diffraction de 2400 lignes par mm. Contrairement à la caméra CCD du diagnostic CXRS, ce détecteur est équipé d'un intensificateur de lumière qui le rend 4 à 5 fois plus sensible autour des 5000\AA , mais qui permet surtout l'observation des émissions dans l'ultraviolet proche, région spectrale dans laquelle il est particulièrement sensible (cf. Annexe I, "Etalonnage absolu des systèmes CXRS et OMA", page 33). Ce système présente néanmoins les deux inconvénients principaux suivants. Premièrement, un détecteur avec intensificateur a une efficacité quantique très faible (<20%). Dans des conditions de faible flux photonique le bruit statistique rend ce détecteur inutilisable malgré que l'intensité du signal puisse être multipliée d'un facteur de l'ordre de 1000. Deuxièmement il ne permet que l'acquisition d'une seule ligne de visée.

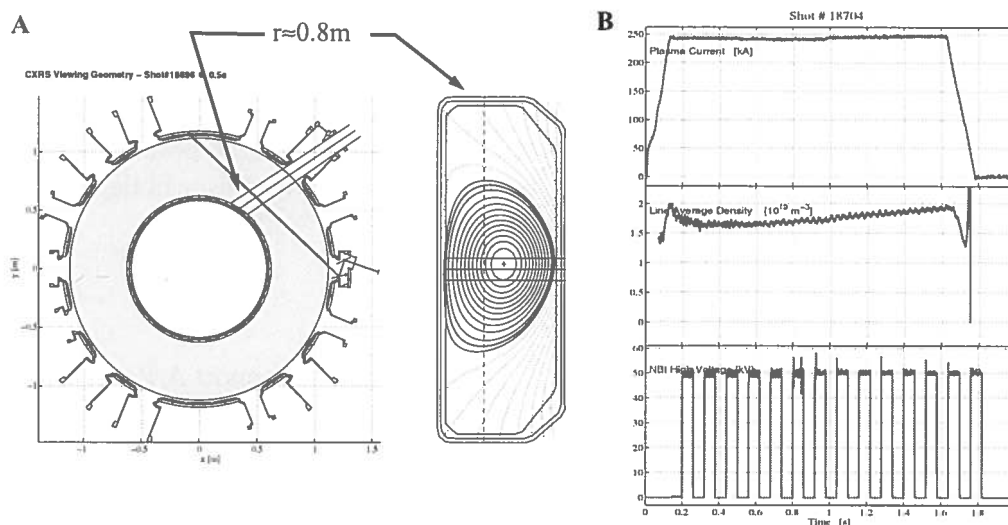


Figure 15: A: Géométrie d'observation (plan toroïdal et plan poloïdal) pour les mesures OMA. B: Shot #18704 et modulation du faisceau de neutres (HV=50kV, 60ms ON/60ms OFF).

Pour l'observation des émissions CX cet instrument avait été équipé d'une fibre du même type que les fibres du diagnostic CXRS et d'un objectif en quartz ($F=40\text{mm}$) doté d'une couche antireflet pour les UV. L'objectif et la fibre avaient été placés devant la fenêtre CXRS. La ligne de visée de ce système traversait le faisceau en $r \approx 0.8\text{m}$ (cf. fig. 15-A) et son diamètre était de l'ordre de 1.5cm.

La fig. 16 montre un exemple des signaux acquis avec le OMA. Malgré la faible intensité du signal actif, la modulation du signal synchrone avec le faisceau est bien visible même pour un temps d'intégration de 20ms.

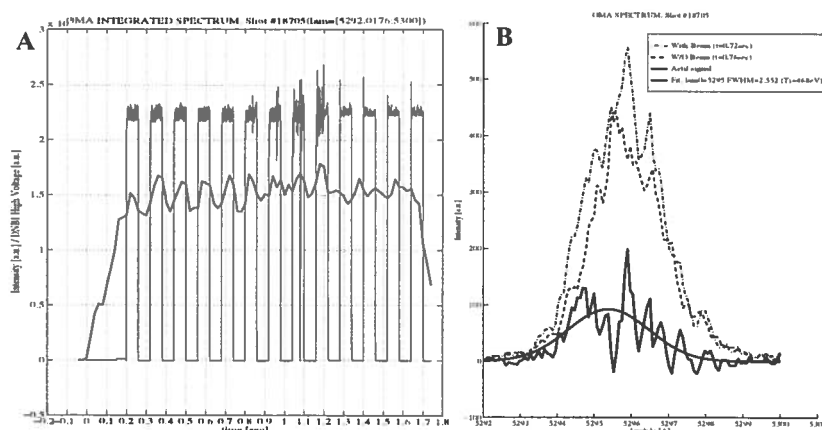


Figure 16: A: Shot #18705. Signal OMA intégré ($\lambda=5290\text{\AA}$) et modulation du faisceau. B: Spectres à 0.72s (avec DNBI) et à 0.76s (sans). Contribution active (3238counts)

Emissivité active de la transition CVI($n=8 \rightarrow 7$) mesurée par le OMA.

La fig. 16-B montre le signal actif pour la transition CVI($n=8 \rightarrow 7$) mesuré avec le OMA lors du tir #18705 (temps d'intégration de 20ms, DNBI: 50kV, 60ms ON/ 60ms OFF). Le taux de comptage d'environ 3200 counts pour 20ms (signal intégré), correspond à une émissivité de

$7.876 \cdot 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{s}^{-1}\text{]}$. Cette valeur est en bonne correspondance avec les estimation numériques ($E = 2.12 \cdot 10^{18} \text{ [m}^{-3}\text{s}^{-1}\text{]}$): tenant compte des incertitudes dues au bruit de la mesure, à Z_{eff} (2-3) et à l'endroit de la mesure le long du faisceau (l'alignement de l'optique pour les mesures OMA a été effectué de l'extérieur de la machine: la direction verticale de la ligne de visée a une précision suffisante, $\sim 1\text{-}1.5\text{cm}$, mais la position le long du faisceau pourrait avoir une erreur jusqu'à $\sim 3\text{cm}$, d'où une variation de la densité de neutres du faisceau de $\sim 5\%$), l'écart entre la mesure et l'estimation de l'émissivité est d'environ 30%-40%.

Signal Actif/Signal Passif (A/P)

L'une des limites principales du diagnostic CXRS est le faible rapport A/P. Avec le OMA on a étudié sa dépendance en la densité électronique (cf. fig. 17) de manière à définir une plage de densité optimale pour les mesures CXRS.

Pour ce faire on a analysé les émissions CX de plasmas tels que celui présenté dans la fig. 15-B ($I_p=250\text{kA}$, $\kappa=1.5$, $\delta=0.2$, $z=0.02\text{m}$, $n_e=1.6 \cdot 10^{19} \rightarrow 6.10^{19} \text{ m}^{-3}$). L'injecteur de neutres était opéré à des énergies de 50keV/amu et des courant de $\sim 1.7\text{A}$, suivant des modulations $60\text{ms ON}/60\text{ms OFF}$.

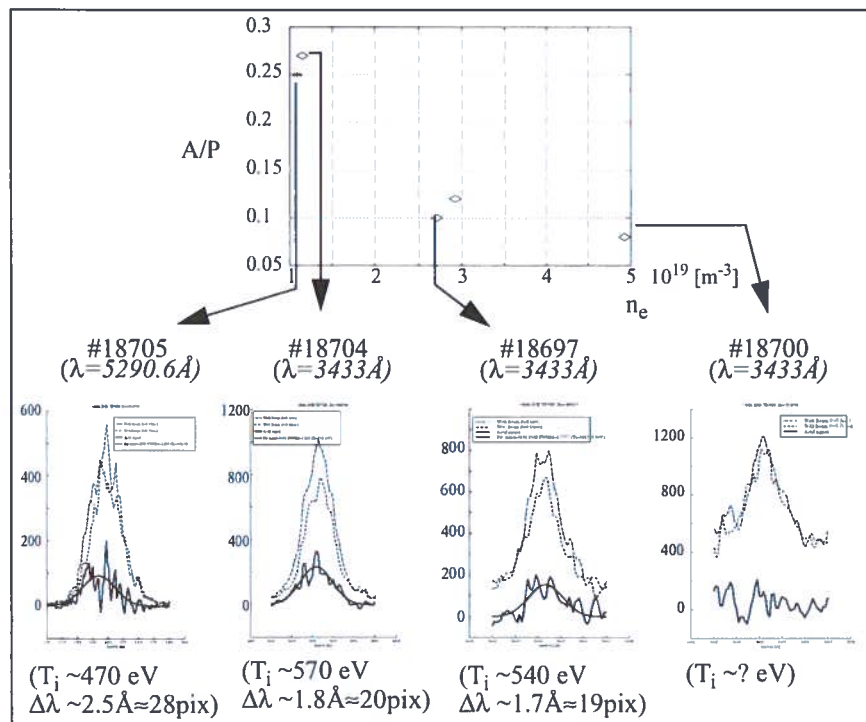


Figure 17: Le rapport signal actif/signal passif comme fonction de la densité du plasma. Exemples de spectres OMA à 3433\AA et à 5290.6\AA (temps d'intégration: 20msec).

Les conclusions de ces mesures sont les suivantes:

- le rapport A/P est toujours inférieur à 25%. L'observation polioïdale du bord du plasma pourrait l'augmenter jusqu'à 50%.

- Dans les conditions actuelles, les mesures CXRS nécessitent d'opérer à basse densité ($n_e = 1-2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), où A/P s'améliore grâce à la diminution du freinage du faisceau (cf. fig. 18) et à l'augmentation des sections efficaces des réactions d'échange de charge (cf. fig. 8).

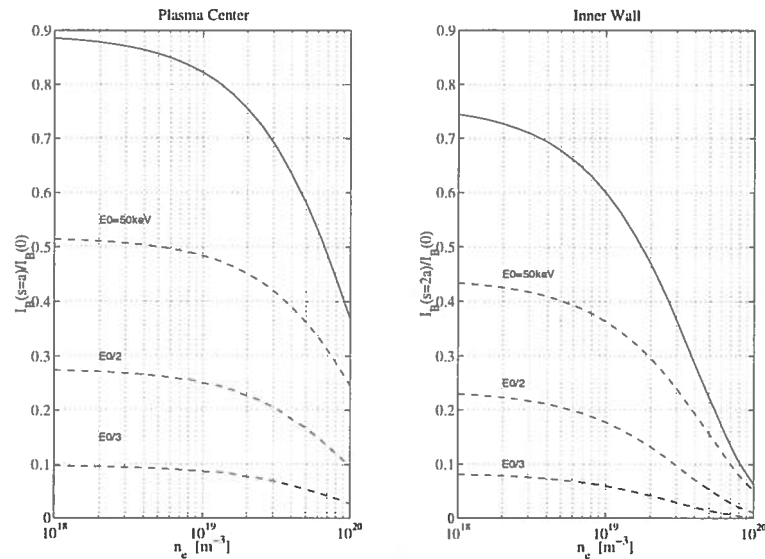


Figure 18: Calcul du freinage du faisceau de neutres, au centre du plasma et au bord intérieur de la chambre à vide, en fonction de la densité électronique

Par ailleurs, ces mesures montrent que même avec le OMA le signal acquis en 20msec est trop faible pour une estimation correcte de la température ionique. D'autre part, A/P ne semble pas varier pour la transition à 5290.6\AA , mais l'intensité du signal actif à cette longueur d'onde est approximativement la moitié que celle pour 3433\AA .

CH.V CONCLUSIONS

Dans son état actuel le diagnostic CXRS n'est pas assez sensible pour assurer une mesure de la température ionique sur TCV. Les problèmes à résoudre sont à séparer en deux catégories bien distinctes: intensité du signal et rapport signal actif/signal passif. La sensibilité du diagnostic peut être améliorée en modifiant certains éléments de la chaîne optique et du système de détection. Le rapport signal actif/signal passif ne peut être amélioré qu'en augmentant l'intensité de la source, c'est-à-dire le courant du faisceau de neutres, ou en trouvant une géométrie d'observation qui permettrait de diminuer l'intensité du signal passif intégré le long des lignes de visée. Dans les deux paragraphes suivants l'on essaie de parcourir toutes les modifications qui pourraient avoir un effet bénéfique sur les performances du diagnostic.

V.1 Augmentation du niveau du signal

Voici une liste des mesures envisagées afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des mesures CXRS:

- Utiliser deux (ou plusieurs) fibres pour un point d'observation, comme se fait sur DIII-D. En superposant verticalement deux lignes de visée il serait possible de gagner un facteur 2 sur l'intensité du signal sans perte de résolution spatiale. Evidemment ceci aurait comme conséquence la diminution de points d'observation le long du faisceau. Leur nombre resterait toutefois suffisant pour une estimation du profil de la température ionique.
- Changer l'optique. Les objectifs photographiques actuels ont une qualité optique supérieure aux besoins du diagnostic. Il serait utile d'en trouver ayant surtout une meilleure transmission (moins de lentilles, couches anti-reflets optimisées) dans le visible et même dans les UV (voir plus bas).
- Maximiser l'ouverture du spectromètre. Comme expliqué dans le chap. II.3, la taille des miroirs sphériques a été diminuée pour minimiser l'astigmatisme du système, mais il est possible d'opérer en utilisant leur surface totale. De cette manière l'étendue du système augmenterait de ~20%.
- Augmenter la dispersion du monochromateur en augmentant la densité de rainures de la grille de diffraction (actuellement 2400 l/mm. Disponible: 3600 l/mm). De cette manière l'image de la ligne spectrale sur le détecteur serait plus large et l'ouverture de la fente d'entrée pourrait être augmentée sans fausser sa largeur, d'où une sensible augmentation de l'étendue. Il est aussi possible de trouver des réseaux de diffraction avec une plus grande efficacité au premier ordre.
- Augmenter le temps d'intégration (>60msec, limite actuelle dans le mode d'opération avec trig externe).
- Changer le détecteur de la caméra CCD pour un de type *back-illuminated*. L'efficacité quantique du détecteur à 5000Å augmenterait de 20% à 80%. L'option d'un intensificateur de signal avant la caméra CCD n'est probablement pas une bonne solution, car le bruit des mesures semble être plutôt dominé par le bruit statistique que par le bruit électronique engendré par la caméra lors de la lecture. Etant donnée la faible efficacité quantique des intensificateurs (généralement de l'ordre de 10%) un tel système de détection ne pourrait pas améliorer le rapport signal sur bruit. La qualité du signal ne peut être améliorée qu'on augmentant le flux de photons atteignant le détecteur.
- Rapprocher les spectromètres de TCV pour raccourcir la longueur des fibres.
- On a vu précédemment que les émissions à 3433Å sont plus intenses qu'à 5290.6Å (les sections efficaces effectives de ADAS sont 2-3 fois supérieures à parité de densité et de

température, cf. fig. 8). On pourrait envisager de détecter ces émissions avec le diagnostic CXRS, mais cela nécessiterait le remplacement de quelques éléments:

- Il faudrait remplacer les objectifs photographiques par des objectifs sensibles aux UV proches.
- Les fibres actuelles ont déjà une bonne transmission dans les UV. Les pertes sur 20m de longueur seraient d'environ 40%. A long terme il faudrait déplacer les spectromètres dans la zone de TCV pour pouvoir raccourcir les fibres.
- Changer la grille de diffraction avec une grille biaisée autour de 3500Å (gain de 20%).
- L'efficacité quantique de la caméra CCD pour des longueurs d'onde inférieures à 4000Å est actuellement de seulement quelques pourcents. Le détecteur devrait être soit équipé d'un intensificateur de signal sensible aux UV, sur le modèle de l'OMA (cf. suite) soit changé contre un modèle *back-illuminated* sensible à ces longueurs d'onde.
- Les monochromateurs pourraient être remplis d'azote sec pour éviter l'absorption des UV dans l'air à leur intérieur.

V.2 Amélioration du rapport Signal Actif / Signal Passif (A/P)

On a imaginé deux façons d'augmenter le rapport A/P. Une première consiste en changer la géométrie d'observation du diagnostic de manière à diminuer l'intensité du signal intégré le long des lignes de visée. Après avoir mesuré le profil d'émissivité passive, des simulations ont été faites pour prévoir de combien s'améliorerait A/P avec une géométrie d'observation poloïdale. Le résultat des simulations pour les tirs considérés montre que l'observation poloïdale du bord extérieur du plasma permettrait de multiplier le rapport A/P par un facteur 2, en l'augmentant ainsi jusqu'à ~50%. Par ailleurs il faut ajouter que l'observation poloïdale du bord du plasma permettrait aussi d'améliorer considérablement la résolution spatiale dans cette région (dans la configuration actuelle elle est en effet limitée à ~3cm). Par contre, comme l'émissivité passive du plasma est surtout concentrée au bord, cette nouvelle géométrie d'observation n'influencerait pas de manière significative le rapport A/P pour les lignes centrales. En conclusion il serait avantageux d'installer une nouvelle fenêtre pour l'observation poloïdale du bord du plasma en-dessus du faisceau (à la place d'un support de la bobine interne?).

La deuxième manière évidente d'améliorer A/P, est d'augmenter la densité du faisceau. L'estimation de combien devrait être augmenté le courant du faisceau (considérant qu'il ne soit pas possible d'augmenter sa focalisation) a été faite sur la base des mesures de A/P à 3433Å (cf. chap. IV.2, "Mesures OMA (Optical Multichannel Analyser)", page 26). Voici le résultat obtenu:

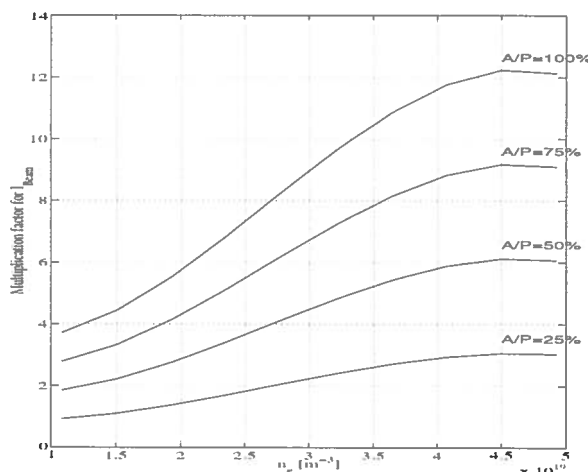


Figure 19: Facteur de multiplication pour I_{Beam} pour des rapports A/P entre 25% et 100%.

La mesure de la température ionique ne nécessite pas que le signal actif soit du même ordre que le signal passif. Une valeur de A/P de 25 à 50% suffit moyennant un meilleur rapport signal sur bruit. C'est d'ailleurs la situation du diagnostic CXRS avec faisceau de neutres de diagnostic de TEXTOR. En se basant sur l'estimation de la fig. 19, il faudrait néanmoins multiplier le courant du faisceau par un facteur 3 pour que A/P soit de au moins 25% sur la gamme de densité électronique considérée.

ANNEXE I ETALONNAGE ABSOLU DES SYSTÈMES CXRS ET OMA

Emissivité de la lampe spectrale

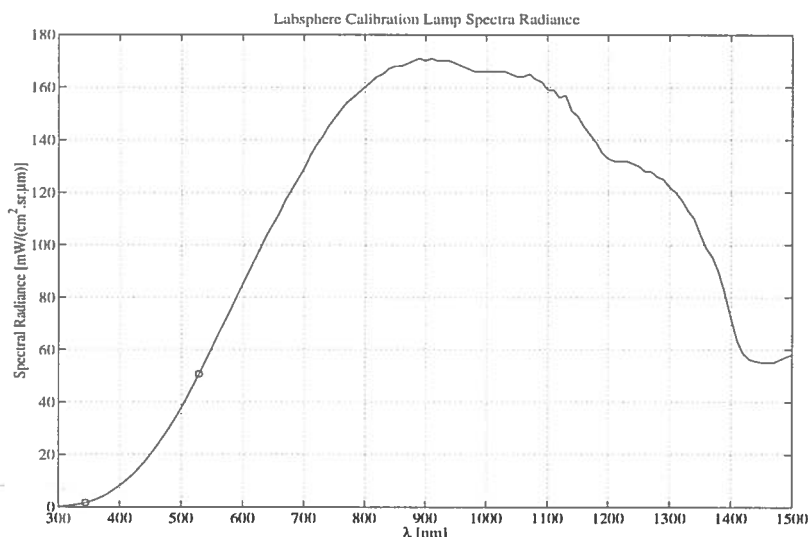


Figure 20: Emissivité de la lampe étalonnée de *Labsphere*.

La lampe spectrale utilisée pour l'étalonnage des systèmes CXRS et OMA est une sphère intégrante *Labsphere* dont l'émissivité est illustrée dans la fig. 20.

Pour les longueurs d'onde 3433Å et 5290Å son émissivité vaut $1.715 \cdot 10^{-7} [\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}]$ et $5.07 \cdot 10^{-6} [\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}]$ respectivement, ce qui correspond à $2.96 \cdot 10^{11} [\text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}]$ et $1.35 \cdot 10^{13} [\text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}]$ ($E_{\lambda=3433\text{Å}}=5.78 \cdot 10^{-19} [\text{J}]$, $E_{\lambda=5290\text{Å}}=3.75 \cdot 10^{-19} [\text{J}]$).

Système CXRS: Etalonnage à 5290Å (E.S.: 150μm)

- Réduction de l'émissivité de la lampe de moitié:
 $E = 2.535 \cdot 10^{-6} [\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}] = 6.74 \cdot 10^{12} [\text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$
- Etendue du système optique (avec objectif Leica f/2.8-135mm):

$$G = \frac{S_{\text{lentille}} \cdot S_{\text{image}}}{d^2} = 1.2812 \cdot 10^{-4} [\text{cm}^2 \cdot \text{sr}]$$

(S_{lentille} : surface de la lentille ($\varnothing=3.5\text{cm}$), S_{image} : section de la ligne de visée sur l'axe du faisceau ($\varnothing=0.7\text{mm}$), $d=150\text{cm}$: distance objectif-plan focal=distance système optique-faisceau).

- Intervalle d'intégration spectrale:
 $\Delta\lambda=14.83\text{Å}$ (140pixels)
- Temps d'intégration: $dt=50\text{msec}$
- Taux de comptage: $T \cong 1.9542 \cdot 10^5 \text{counts}$ en 50ms
- Facteur de conversion photons-counts:

$$\kappa = \frac{E \cdot G \cdot \Delta\lambda \cdot dt}{T} \cong 3280 \text{photons/count.}$$

Système OMA: Etalonnage à 5290Å (E.S.: 100µm)

- Réduction de l'émissivité de la lampe de moitié:
 $E = 2.535 \cdot 10^{-6} [\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}] = 6.74 \cdot 10^{12} [\text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$
- Etendue du système optique (avec objectif 40mm):

$$G = \frac{S_{\text{lentille}} \cdot S_{\text{image}}}{d^2} = 2.3613 \cdot 10^{-4} [\text{cm}^2 \cdot \text{sr}]$$

(S_{lentille} : surface de la lentille ($\varnothing=1.5\text{cm}$), S_{image} : surface de l'image dans le plan focal ($\varnothing=0.4\text{cm}$), $d=30.6\text{cm}$: distance objectif-plan focal).

- Intervalle d'intégration spectrale:
 $\Delta\lambda=44.79\text{Å}$ (600pixels, $d\lambda/dx \cong 0.075\text{Å}/\text{pix}$).
- Temps d'intégration: $dt=20\text{msec}$
- Taux de comptage: $T \cong 1.743 \cdot 10^6 \text{counts}$ en 20ms
- Facteur de conversion photons-counts:

$$\kappa = \frac{E \cdot G \cdot \Delta\lambda \cdot dt}{T} \cong 827.5 \text{ photons/count.}$$

Système OMA: Etalonnage à 3433Å (E.S.: 50µm)

- Réduction de l'émissivité de la lampe de moitié:
 $E = 8.63 \cdot 10^{-8} [\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}] = 1.49 \cdot 10^{11} [\text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$
- Etendue du système optique (avec objectif 40mm):

$$G = \frac{S_{\text{lentille}} \cdot S_{\text{image}}}{d^2} = 2.3613 \cdot 10^{-4} [\text{cm}^2 \cdot \text{sr}]$$

(S_{lentille} : surface de la lentille ($\varnothing=1.5\text{cm}$), S_{image} : surface de l'image dans le plan focal ($\varnothing=0.4\text{cm}$), $d=30.6\text{cm}$: distance objectif-plan focal).

- Intervalle d'intégration spectrale:
 $\Delta\lambda=54.69\text{Å}$ (600pixels, $d\lambda/dx \cong 0.091\text{Å}/\text{pix}$).
- Temps d'intégration: $dt=20\text{msec}$
- Taux de comptage: $T \cong 6.32 \cdot 10^6 \text{counts}$ en 20ms
- Facteur de conversion photons-counts:

$$\kappa = \frac{E \cdot G \cdot \Delta\lambda \cdot dt}{T} \cong 6.1 \text{ photons/count. (?? A vérifier ??)}$$

Remarques:

- L'étalonnage du système CXRS a été refait pour le même objectif ($F=40\text{mm}$) utilisé sur le OMA. Dans cette configuration le facteur de conversion est $\kappa=5819 \text{ photons/count}$. Indépendamment du système optique on peut ainsi estimer que le détecteur OMA est de l'ordre de $5819/828 \cong 7$ fois plus sensible que la CCD à 5290Å.
- Le OMA est environ ~ 300 fois plus sensible à 3433Å qu'à 5290Å ($300 \cong 827.5/6.1/2$, car l'étalonnage à 3433Å a été fait avec une ouverture de la fente d'entrée de 50µm plutôt que 100µm).