

Production et transport des états excités du projectile en interaction ion-solide

Emily Lamour

▶ **To cite this version:**

Emily Lamour. Production et transport des états excités du projectile en interaction ion-solide. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Caen, 1997. Français. NNT : . tel-00002357

HAL Id: tel-00002357
https://theses.hal.science/tel-00002357

Submitted on 4 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.

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

à l'UFR de SCIENCES

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : Sciences de la Matière et Génie des Procédés

par

Emily LAMOUR

Production et transport des états excités du projectile en interaction ion-solide

thèse soutenue le 3 novembre 1997

C.COHEN, Directeur de Recherche, PARIS
P.ECHENIQUE, Professeur, SAN SEBASTIAN-DONOSTIA
B.GERVAIS, Ingénieur CEA, CAEN
J.P.GRANDIN, Directeur de Recherche, CAEN
J.REMILLIEUX, Professeur, LYON
B.TAMAIN, Professeur, CAEN
D.VERNHET, Chargée de Recherche, PARIS

Remerciements

Pendant les trois ans qui viennent de s'écouler, j ai partagé mon temps entre l'équipe PIIM du GPS à Paris et le CIRIL à Caen. La ligne Caen-Paris je connais !. J espère avoir été un pont efficace entre ces deux labos.

Je remercie le directeur du CIRIL, Jean Pierre Grandin, et le directeur du GPS (en octobre 1994), Camille Cohen de m'avoir accueillie au sein de leur labo respectif.

Pour qu'une thèse se déroule dans des conditions optimales, la bonne humeur doit régner. Je remercie toutes les personnes (techniciens, chercheurs et apprentis chercheurs) qui ont contribué à l'ambiance détendue (voir hilarante quelque fois) dans laquelle j ai évolué.

Ce travail ne serait pas ce qu'il est (c'est-à-dire chouette !) sans Dominique Vernhet, Jean Pierre Rozet et Benoît Gervais qui m'ont éclairée de leur savoir tout au long de ces 3 années.

Je remercie, Joseph Remillieux et Camille Cohen d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse. Mes remerciements vont aussi à Bernard Tamain qui a accepté d'être Présidant du jury et à Pedro Echenique venu du Pays Basque Espagnol.

Je remercie le CEA et la région de Basse Normandie d'avoir financer ce travail.

SOMMAIRE

INTRODUCTION _____ *5*

I CONTEXTE EXPERIMENTAL ET THEORIQUE DE CETTE ETUDE _____ *7*

I - 1 INTERACTION ION-ATOME _____ **9**

I - 1 - 1 les processus élémentaires et régime de vitesse _____ 9

I - 1 - 2 Le processus de capture : l'approximation Continuum Distorted Wave (CDW) __ 11

I - 1 - 3 Les processus d'ionisation et d'excitation : Plane Wave Born Approximation (PWBA) _____ 14

I - 2 INTERACTION ION-SOLIDE _____ **15**

I - 2 - 1 Les états internes de l'ion projectile _____ 16

I - 2 - 2 Les états externes de l'ion projectile _____ 22

I - 3 OBJECTIF EXPERIMENTAL ET DEVELOPPEMENT DES MODELES _____ **26**

II CHOIX DU SYSTEME DE COLLISION ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES _ *29*

II - 1 CHOIX DU SYSTEME ETUDIE: Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C _____ **31**

II - 1 - 1 Examen des libres parcours moyens des processus mis en jeu lors de la collision 32

II - 1 - 2 Caractéristiques de la méthode expérimentale et schéma de désexcitation de l'ion hydrogénoï de Ar^{17+}. _____ 36

II - 1 - 3 Caractéristiques des cibles : mesure des épaisseurs et des taux d'impuretés ____ 41

II - 2 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL _____ **44**

II - 2 - 1 Obtention du faisceau projectile _____ 44

1) Description générale du GANIL _____ *44*

2) La ligne SME _____ *46*

3) Etats de charge du faisceau projectile _____ *48*

II - 2 - 2 Description du montage expérimental _____ 52

II - 3 LA DETECTION _____ **54**

II - 3 - 1 Analyse des transitions X émises par le projectile _____ 54

1) Les transitions de type Lyman np ®1s _____ *54*

2) Rayonnement X du projectile et de la cible émis au niveau de la cible _____ *55*

3) Influence de la polarisation des X émis ____ *57*

II - 3 - 2 Principe de fonctionnement et caractéristiques des détecteurs ____ 59

1) La géométrie ____ *60*

2) L'efficacité ____ *61*

3) La réponse des détecteurs à basse énergie ____ *64*

4) L'étalonnage en énergie ____ *67*

5) La résolution ____ *70*

6) Les angles solides et transmission globale ____ *71*

II - 3 - 3 Chaîne d'acquisition et électronique associée ____ 75

III EXTRACTION DES RESULTATS ____ ***79***

III - 1 INTRODUCTION : FORMULES GENERALES ____ **81**

III - 2 METHODE DE DECOMPOSITION ____ **84**

III - 2 - 1 Présentation des spectres bruts ____ 85

III - 2 - 2 Analyse des diverses sources de bruit de fond : calcul de leur contribution et soustraction ____ 88

1) Le bruit de fond propre FP ____ *89*

2) Le bruit de fond trou FT ____ *89*

3) Bruit de fond dû au bremsstrahlung FB ____ *91*

III - 2 - 3 Forme des raies ____ 96

1) Largeur des raies ____ *96*

2) Forme de la raie due au processus de 2E1 ____ *98*

3) Forme des raies Lyman ____ *99*

III - 2 - 4 Décomposition des spectres ____ 102

III - 3 EXTRACTION DES INTENSITES ET INCERTITUDES ____ **106**

III - 3 - 1 Evolution des intensités et des rapports d'intensités des raies Lyman en fonction de la distance d parcourue derrière la cible ____ 107

1) Détermination du zéro des deux jonctions Si(Li) ____ *107*

2) Calculs des incertitudes ____ *109*

3) Présentation des résultats ____ *112*

III - 3 - 2 Evolution des intensités relatives des raies Lyman normalisées à leur valeur en gaz en fonction de l'épaisseur de cible traversée ____ 120

1) Calcul des barres d'erreur ____ *121*

2) Présentation des résultats ____ *121*

III - 3 - 3 Evolution de la section efficace totale d'émission Lyman en fonction de l'épaisseur de cible 123

1) Calcul des incertitudes 123

2) Présentation des résultats 125

IV DESCRIPTION ET DISCUSSION DES MODELES 127

IV - 1 LE MODELE D'EQUATIONS D'EVOLUTION (ESPACE DES PHASES QUANTIQUE) 130

IV - 1 - 1 Principe général 130

IV - 1 - 2 Système d'équations différentielles 132

IV - 1 - 3 Calcul des sections efficaces atomiques 134

1) Les conditions initiales : sections efficaces de capture 134

2) Phase de transport : sections efficaces d'ionisation et d'excitation 136

3) Traitement global des sections efficaces des processus atomiques pour n>10 144

IV - 1 - 4 Limites et conclusions 145

IV - 2 LE MODELE DU "TRANSPORT" CLASSIQUE (ESPACE DES PHASES CLASSIQUE) 146

IV - 2 - 1 Principe général 146

IV - 2 - 2 L'équation du mouvement et force de Langevin 149

IV - 2 - 3 Calcul des sections efficaces 150

1) Les conditions initiales : la capture 150

2) Phase de transport : sections efficaces des chocs élastiques et inélastiques 152

IV - 2 - 4 Limites et conclusions 158

IV - 3 COMPARAISON DES DEUX MODELES 159

IV - 3 - 1 Les sections efficaces 160

IV - 3 - 2 Les populations obtenues en sortie de cible 164

V COMPARAISON DES MODELES AVEC L'EXPERIENCE ET DISCUSSION DES RESULTATS 171

V - 1 TRAITEMENT DES DONNEES ISSUES DES MODELES 173

V - 1 - 1 Les cascades 173

1) Contribution des cascades en fonction du temps de vol 174

2) Contribution des cascades pour les transitions Lyman promptes 176

V - 1 - 2 Traitement des effets géométriques _____ 176

1) Cas où le support de cible est en dehors de la zone interceptée par les collimateurs _____ 176

2) Cas où le support de cible est dans la zone d'observation _____ 178

V - 1 - 3 Effets supplémentaires dus à la non-planéité des cibles et à l'autoabsorption __ 183

V - 2 CAS DES RAIES LYMAN RETARDEES : LES ETATS EXTERNES _____ 185

V - 2 - 1 Comparaison avec d'autres systèmes de collision _____ 185

V - 2 - 2 Comparaison avec les modèles développés _____ 189

1) Cas du modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ) _____ 189

2) Cas du modèle du "transport" classique (modèle EPC) _____ 199

3) Bilan _____ 207

V - 3 CAS DES RAIES LYMAN PROMPTES : LES ETATS INTERNES _____ 207

V - 3 - 1 Le système de collision : $Kr^{36+}(v_p=35\ ua) \rightarrow C$ _____ 208

1) Comparaison des modèles avec les intensités relatives des transitions Lyman _____ 208

2) Comparaison du modèle EPQ avec les sections efficaces totales d'émission Lyman _____ 211

V - 3 - 2 L'expérience étudiée : $Ar^{18+}(v_p=23\ ua) \rightarrow C$ _____ 213

1) Comparaison des modèles avec les intensités relatives des transitions Lyman et l'intensité de la transition 2E1 _____ 213

2) Comparaison du modèle EPQ avec les sections efficaces totales d'émission Lyman _____ 219

CONCLUSION _____ ***221***

ANNEXES _____ ***227***

Annexe I _____ **229**

Annexe II _____ **249**

Annexe III _____ **251**

Références _____ ***255***

LISTE DES FIGURES _____ ***261***

LISTE DES TABLEAUX _____ ***271***

INTRODUCTION

Le développement des accélérateurs d'ions lourds rapides a permis d'explorer, entre autres, la physique de l'interaction ion-matière. Cette activité de recherche couvre un large domaine qui va des collisions atomiques (étude des mécanismes élémentaires) à l'endommagement des matériaux inertes ou vivants sous irradiation (étude des défauts induits dans les matériaux, aberrations chromosomiques,...). La physique de l'interaction ion-matière peut être abordée selon deux approches complémentaires : soit en étudiant la cible, soit en étudiant le devenir de l'ion projectile. Le travail de cette thèse fait référence à ce dernier cas.

Les mécanismes élémentaires (excitation, ionisation, échange de charge) sont pour l'essentiel maintenant bien connus : les états excités de l'ion projectile produits après collision sont décrits de façon satisfaisante par un grand nombre de théories. Pour ce type de collision, nous savons, notamment, que les états de nombre quantique principal n et de moment angulaire ℓ petit sont très fortement peuplés. Cette distribution en ℓ d'états excités diffère totalement de celle que l'on peut observer pour des collisions ion-solide. En effet, pour ce type de collision, les états de ℓ grand sont préférentiellement peuplés. Ces états ont pu être mis en évidence via :

- l'observation, en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible, de composantes de durée de vie très longue dans le déclin radiatif d'états de durée de vie courte. Cet effet est simplement dû aux cascades radiatives provenant d'états de grands n et ℓ.

- l'observation, en fonction du temps de transit de l'ion dans la cible, d'un accroissement de la population des états de haut ℓ au détriment des états de bas ℓ.

Expérimentalement, nous avons, pour la première fois, étudié ces deux types d'évolution pour un système de collision donné et pour diverses épaisseurs de cible. La large gamme d'épaisseur utilisée nous a permis de couvrir le domaine allant de la collision ion-atome en milieu condensé aux collisions multiples.

Ces différences entre les distributions de moments angulaires observées en collision ion-atome et ion-solide peuvent s'interpréter en termes de transport des états excités de l'ion dans les solides. Pour simuler ce transport, nous avons choisi une approche collisionnelle de l'interaction ion-solide (l'ion projectile subit une succession de collisions dans le solide). Cette approche permet d'expliquer déjà un bon nombre d'observables physiques comme notamment la perte d'énergie des ions dans la matière condensée, l'état de charge de l'ion en

fonction de l'épaisseur de cible, ou encore la production d'états de Rydberg (états de n et ℓ élevés) à l'équilibre des populations.

L'étude présentée ici s'articule de la façon suivante :

CHAPITRE I: Après un rappel concernant les processus élémentaires (capture, excitation, ionisation) mis en jeu lors de l'interaction ion-atome, un bref bilan des mesures obtenues lors de l'interaction ion-solide est fait. Pour ce bilan, nous avons distingué d'un côté les mesures sensibles aux populations des états internes de l'ion projectile et de l'autre celles sensibles aux populations des états externes. Nous finissons en présentant l'objectif de ce travail tant sur le plan expérimental que théorique.

CHAPITRE II : Toutes les motivations, qui ont permis de déterminer le choix du système de collision, sont exposées au début de ce chapitre. Le dispositif expérimental ainsi que les techniques utilisées sont décrits en détail. Les caractéristiques complètes des systèmes de détection sont ensuite données.

CHAPITRE III : Nous commençons cette partie par la présentation des différents spectres enregistrés. Nous expliquons, ensuite, comment à partir des intensités observées des transitions Lyman ($np \rightarrow 1s$) et de la transition $2s \rightarrow 1s$, nous avons extrait les résultats ainsi que leurs barres d'erreur. Les valeurs obtenues pour les intensités des **transitions Lyman retardées**, les rapports d'intensité des **transitions Lyman promptes** ainsi que la **section efficace totale d'émission de Lyman** sont présentées pour chaque épaisseur de cible utilisée.

CHAPITRE IV : Le modèle d'équation d'évolution (dans l'espace des phases quantique) et le modèle de « transport dassique » (dans l'espace des phases classique) sont utilisés pour simuler le transport des états excités de l'ion dans la cible. Après une description détaillée de ces deux approches, toutes deux de type collisionnel, les populations des états excités $n\ell$ obtenues en sortie de cible sont comparées pour la première fois.

CHAPITRE V: Dans ce dernier chapitre est présentée une discussion de nos résultats en les confrontant tout d'abord à ceux obtenus pour d'autres systèmes de collision et en les comparant ensuite avec les prédictions des modèles théoriques développés.

I

CONTEXTE EXPERIMENTAL ET THEORIQUE DE CETTE ETUDE

I- 1 INTERACTION ION-ATOME

I- 1- 1 les processus élémentaires et régime de vitesse

L'interaction ion-atome peut être considérée comme une première étape dans la compréhension de l'interaction ion - matière. Les processus monoélectroniques, tels que l'ionisation, l'excitation et la capture d'un électron intervenant lors d'une collision ion-atome, (figure I-1) sont décrits de façon satisfaisante par un grand nombre de théories.

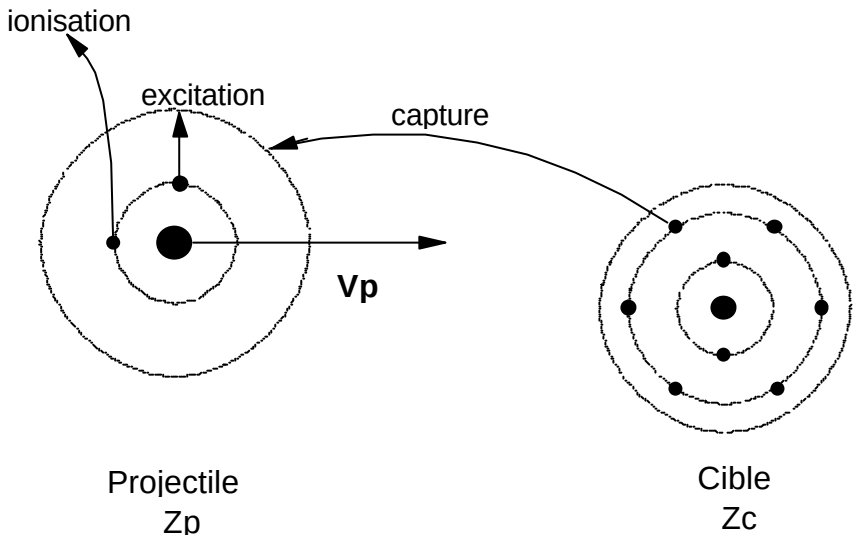


Figure I-1 : Les processus atomiques monoélectroniques élémentaires.

Ces divers processus sont caractérisés par des sections efficaces qui, pour un ion projectile et une cible donnés, dépendent de l'énergie de la collision comme le montre la figure I-2 pour le cas d'un système proton sur hydrogène. Trois régimes différents peuvent être distingués selon la valeur du paramètre K définit par la formule I(1) si on s'intéresse aux états électroniques du projectile :

$$K = \frac{Zc}{Zp} \times \frac{v_e}{v_p} \qquad I(1)$$

où v_e est la vitesse initiale de l'électron actif mis en jeu dans un processus atomique considéré.

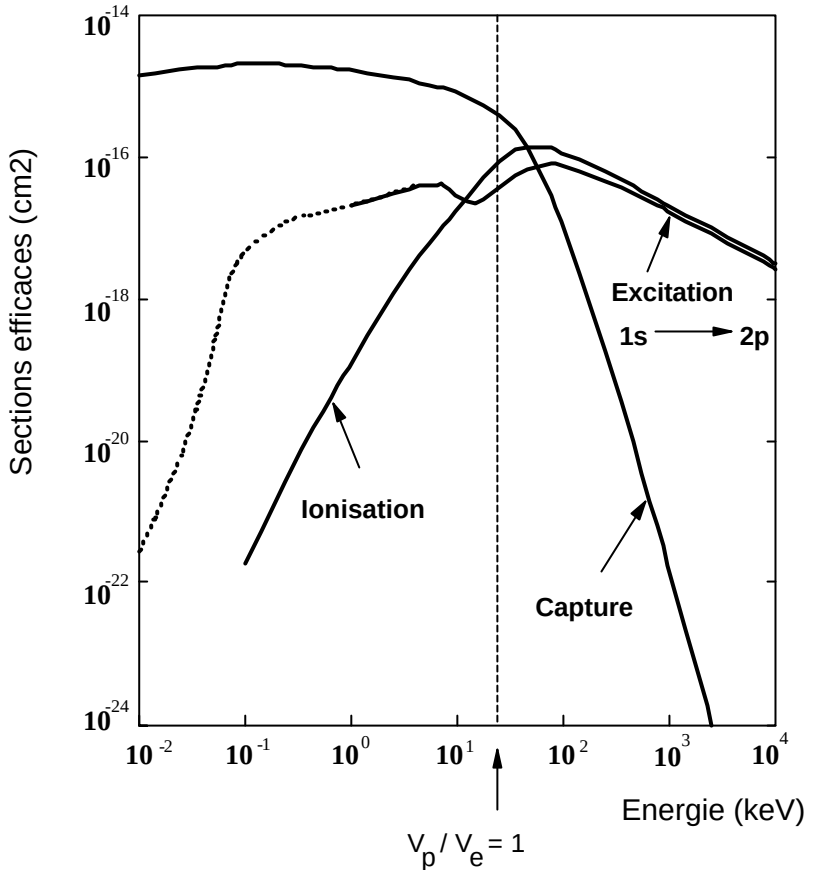


Figure I-2 : Sections efficaces des différents processus collisionnels en fonction de l'énergie dans le cas de la collision p + H.

- **Le régime dit des basses vitesses** ou régime de forte interaction (K>>1) est atteint pour des vitesses de collision (v_p) très inférieures à celle de l'électron actif (v_e) entre partenaires de numéros atomiques comparables ou pour une grande asymétrie de collision Zc>>Zp. La théorie, adaptée à ce régime, est basée sur l'hypothèse de la formation d'une quasi-molécule transitoire au cours de la collision.

- **Le régime dit des hautes vitesses** ou régime perturbatif (K<<1) est atteint pour des grandes vitesses de collision ou pour des grandes asymétries de collision du type Zp>>Zc. Dans les paragraphes I-1-2 et I-1-3, nous verrons quel type de théories peut s'appliquer à ce régime.

- **Le régime dit des vitesses intermédiaires** (K≈1) pour lequel les sections efficaces des différents processus atomiques sont proches de leur valeur maximum et sont toutes du même ordre de grandeur. Les processus multiples faisant intervenir plusieurs de ces processus simples simultanément (Capture-Ionisation, Excitation-Ionisation, Double Excitation,...) ont alors des probabilités non négligeables.

L'expérience que nous allons décrire dans la suite se situe dans le régime dit des hautes vitesses. Nous allons donc détailler plus particulièrement les théories que nous avons utilisées pour décrire les trois processus atomiques de la figure I-1.

I- 1- 2 Le processus de capture : l'approximation Continuum Distorted Wave (CDW)

Le processus de simple capture étudié ici est le passage d'un électron d'une orbitale de l'atome cible vers une orbitale du projectile sans émission simultanée de lumière. Il apparaît qu'un mécanisme en une étape du type Born I, qui permet à un électron de la cible avec une vitesse initiale v_i faible d'acquérir en fin de collision une vitesse finale v_f grande dans le référentiel du laboratoire, est très peu probable. Par contre, un mécanisme en deux étapes est beaucoup plus probable. Au cours d'une première diffusion, l'électron est éjecté par le projectile. Si la vitesse de cet électron est proche en module de celle du projectile et s'il subit ensuite une deuxième diffusion sur le noyau de l'atome cible qui oriente son vecteur vitesse dans une direction proche de celle du projectile, l'électron initialement sur la cible pourra être capturé par le projectile. La théorie Continuum Distroded Wave (CDW) (*Belkic et al, 1979*) est appropriée au système de collision étudié dans cette thèse. Le formalisme des ondes distordues est utilisé pour ramener à un traitement perturbatif une collision qui n'en relève pas directement.

Soit $H = H^E + V_p + V_c$ l'hamiltonien total associé au problème avec H^E l'opérateur énergie cinétique, V_p le potentiel d'interaction électron - noyau projectile et V_c le potentiel d'interaction électron - noyau cible. Si on sait résoudre exactement le problème de la diffusion avec un potentiel U_c voisin de V_c, on pourra alors traiter $W_c = V_c - U_c$ comme une perturbation. En fait, le choix de l'onde distordue de départ définit le potentiel perturbateur correspondant. Pour un paramètre d'impact b donné, l'amplitude de transition a_{fi} d'un état φ_i à un état φ_f peut s'écrire alors sous la forme :

$$a_{fi}(b) = -i\int_{-\infty}^{+\infty} < \chi^-(t) \left| V_p - W_c \right| \varphi_i(t) > dt - i\int_{-\infty}^{+\infty} < \chi^-(t) \left| W_c \right| \Psi_i^+(t) > dt \qquad \text{I(2)}$$

où $\chi^-(t)$ représente la solution exacte du problème de collision associé à l'hamiltonien H' + V_p + U_c et $\psi_i^+(t)$ la solution exacte associé à l'hamiltonien total H.
Un choix judicieux de W_c peut rendre le premier terme de l'équation I(2) petit devant le second. a_{fi} peut alors se mettre sous une forme quasi symétrique si $\chi^-(t)$ et $\psi_i^+(t)$ sont déterminées par l'approximation CDW (*Cheshire, 1964*) qui veut que :

- l'onde distordue χ^- soit mise sous la forme du produit de la fonction d'onde finale φ_f par la fonction d'onde de Coulomb de l'électron libre dans le champ de la cible $L^-(\vec{r}_c, t)$.

- la fonction d'onde $\psi_i^+(t)$ soit approximée par l'onde distordue χ^+ ayant une forme symétrique de celle de χ^- soit $\chi^+(\vec{r}_c, \vec{r}_p, t) = \varphi_i(\vec{r}_c, t) L^+(\vec{r}_p, t)$.

L'amplitude de probabilité se met alors sous la forme :

$$a_{fi}^{CDW}(b) = -i\int_{-\infty}^{+\infty} < \chi^-(t)\left|W_c\right|\chi^+(t) > dt \qquad \text{I(3)}$$

où l'action de $W_c(t)$ est définie par :

$$W_c(t)\left|\chi^+(t)\right\rangle = \frac{\vec{r}_c}{r_c}\vec{\nabla}_{\vec{r}_p} L^+(\vec{r}_p, t)\left|\varphi_i(t)\right\rangle \qquad \text{I(4)}$$

Cette approximation est valable y compris pour des collisions asymétriques pourvu que le critère dit de "haute vitesse" soit satisfait. Pour que cette théorie soit applicable, il faut que l'énergie du projectile E_p^{Lab} dans le référentiel du laboratoire suive l'inégalité I(5) :

$$E_p^{Lab}(keV/A) \geq 80 \sup\left\{\left|\varepsilon_i\right|, \left|\varepsilon_f\right|\right\} \qquad \text{I(5)}$$

où $\varepsilon_i(ua) = \frac{Zc^2}{2n_i^2}$ et $\varepsilon_f(ua) = \frac{Zp^2}{2n_f^2}$ sont les énergies de liaison de l'électron respectivement dans l'état initial n_i de la cible et dans l'état final n_f du projectile sachant qu'avant la collision, la cible est un ion hydrogénoï de et le projectile un ion nu. La figure I-3 illustre cette condition et montre que cette théorie s'applique à la simple capture d'électrons d'un atome cible de

carbone par des ions Ar^{18+} d'énergie 13,6 MeV/A quelle que soit la couche initiale de l'électron.

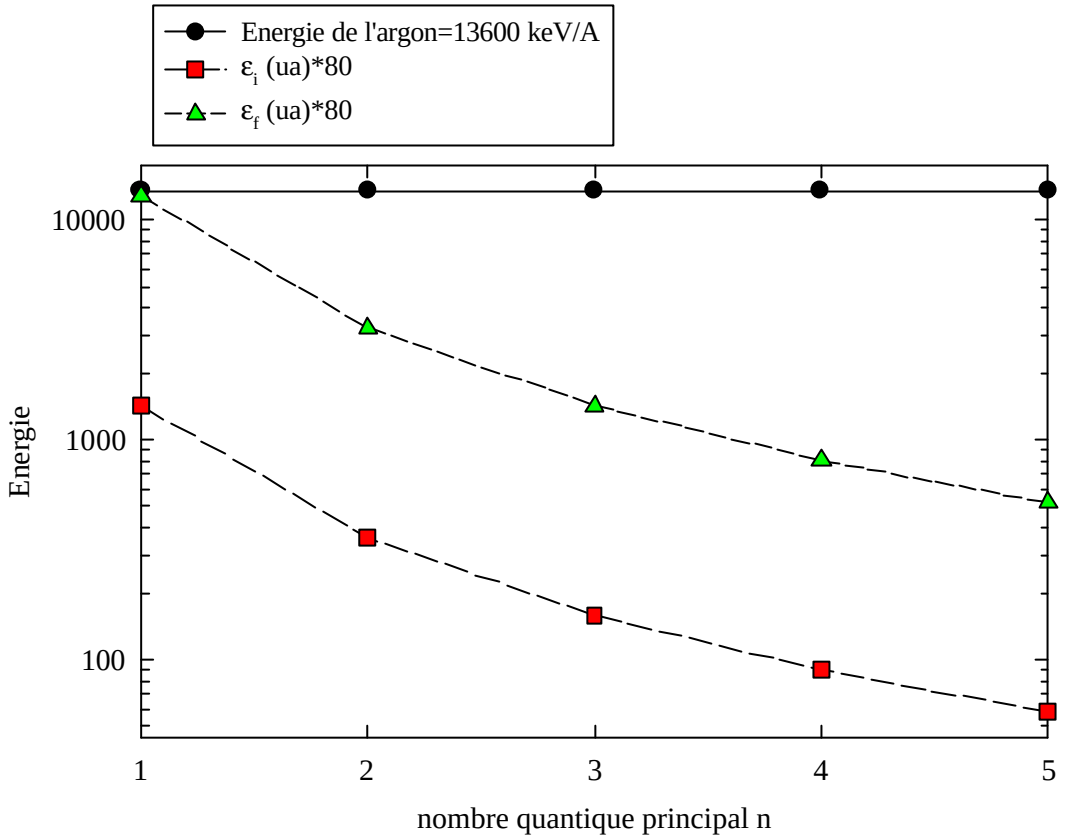


Figure I-3 : Validité de l'approximation CDW pour la capture à partir d'états n_i du carbone vers les états n_f de l'argon à une énergie de 13,6 MeV/u.

De nombreux tests expérimentaux ont permis de vérifier cette théorie comme, par exemple, l'étude des sections efficaces np pour les systèmes Ar^{18+} (250 MeV) sur N_2 , Fe^{26+} et Fe^{25+} (400 MeV) sur N_2 (*Piquemal 1984*). Les résultats valident l'approximation CDW pour décrire la capture dans les états np du projectile jusqu'à n=7 dans le cas de l'argon et n=10 dans celui du fer. Cependant, dans ce dernier cas l'expérience montre que la capture, dans les états np, avec n compris entre 11 et l'infini, est sous-estimée (de ≈30%) par la théorie CDW.

I- 1- 3 Les processus d'ionisation et d'excitation : Plane Wave Born Approximation (PWBA)

Dans le cas de l'ionisation ou de l'excitation d'un projectile hydrogénoï de de charge Zp par une cible de charge Zc, nous utiliserons le formalisme de la quantité de mouvement transférée et non pas celui du paramètre d'impact. Pour calculer les sections efficaces, nous nous sommes basés sur la première approximation de Born qui consiste à se limiter à une interaction et une seule pour rendre compte de la transition. Cette approximation est valable si le potentiel perturbateur V est petit devant H' ou si le temps de collision est petit devant le temps de révolution de l'électron sur son orbite initiale ou finale. La vitesse de collision étant suffisamment grande, la distorsion des fonctions d'onde peut être négligée dans le calcul des amplitudes de transition. L'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = H' + \frac{Zp\,Zc}{\left|\vec{R}\right|} - \frac{Zc}{\left|\vec{R} - \vec{r}\right|} = H' + V \qquad \text{I(6)}$$

avec H' l'hamiltonien associé à l'ion projectile hydrogénoï de, $\vec{R}$ la distance entre les deux noyaux, $\vec{r}$ le vecteur position de l'électron lié au projectile et V le potentiel d'interaction entre ce projectile et une cible considérée ici comme nue.

Nous pouvons alors exprimer l'amplitude de probabilité $T_{fi}(q)$ qu'a l'électron de se trouver à $t = +\infty$ dans l'état final Ψ_f (état du continuum ou état lié du projectile selon qu'on considère le processus d'ionisation ou d'excitation) alors qu'il se trouvait à $t = -\infty$ dans l'état initial Ψ_i centré sur le projectile (*McDowell et Coleman 1970*) :

$$T_{fi}^{BornI}(q) = \left\langle \Psi_f^* \middle| V \middle| \Psi_i \right\rangle \qquad \text{I(7)}$$

On choisit $\Psi_i = e^{i\vec{q}_i.\vec{R}}\varphi_i(\vec{r})$ et $\Psi_f = e^{i\vec{q}_f.\vec{R}}\varphi_f(\vec{r})$

avec :

- $\vec{q}_i$ et $\vec{q}_f$, les quantités de mouvement associées au mouvement relatif cible-projectile respectivement initiale et finale.
- $\varphi_i(\vec{r})$ et $\varphi_f(\vec{r})$, les fonctions d'onde planes hydrogénoï des associées respectivement à l'état initial et à l'état final de l'électron pour le processus d'excitation. Dans le cas de l'ionisation, l'électron se trouve après la collision dans un état du continuum de l'ion projectile.

L'amplitude de probabilité de transition est alors proportionnelle à :

$$T_{fi}^{PWBA}(\vec{q}) \propto \int \varphi_f^*(\vec{r})\, e^{i\vec{q}.\vec{r}}\, \varphi_i(\vec{r})\, d\vec{r} \qquad \text{I(8)}$$

avec $\vec{q}$, la quantité de mouvement transférée au cours de la collision.

La section efficace s'écrit alors en unité de $(a_0)^2$ (a_0 étant le rayon de Bohr) :

$$\sigma_{fi} = 8\frac{Z_c^2}{v_p^2}\int_q \frac{|T_{fi}(q)|^2}{q^3}dq \propto \int F(q)\,dq \qquad \text{I(9)}$$

où F(q) est appelé facteur de forme atomique.

Nous avons besoin en fait de connaître les sections efficaces d'ionisation et d'excitation d'un ion hydrogénoï de non pas par une cible nue mais par un atome neutre. Les électrons de l'atome cible induisent deux effets qu'il faut prendre en compte. On peut distinguer le rôle passif des électrons correspondant à l'écrantage du potentiel perturbateur **(effet d'écrantage)** et le rôle actif correspondant à la contribution des électrons cibles au processus d'ionisation ou d'excitation **(effet d'antiécrantage)**. Ces deux effets sont discutés dans le chapitre IV (§IV-1-3-2).

I- 2 INTERACTION ION-SOLIDE

Si la compréhension de ce type d'interaction passe par une étude détaillée de l'interaction ion-atome, nous verrons dans la suite qu'un certain nombre de phénomènes sont spécifiques à l'interaction ion-solide. Dans ce paragraphe, nous ferons un bref bilan des mesures effectuées avec des cibles solides et des interprétations qui ont pu en découler.

I- 2- 1 Les états internes de l'ion projectile

De nombreuses mesures sont sensibles à la population des états de cœur de l'ion projectile.

La maîtrise de la production d'ions lourds très chargés après passage au travers de feuilles solides de diverses natures est d'un grand intérêt en particulier pour l'optimisation du fonctionnement des accélérateurs. Des mesures de distributions d'états de charge ont été menées, dans le domaine allant des vitesses intermédiaires aux hautes vitesses et pour des ions incidents de numéro atomique Zp varié en fonction de l'épaisseur et de la nature de la cible traversée. Un programme appelé code ETACHA (*Rozet et al 1989 et 1996*) a été développé avec succès par l'équipe PIIM du Groupe de Physique des Solides. Ce programme, basé sur l'hypothèse que l'ion projectile subit une succession de collisions binaires avec les atomes cibles du milieu, régit la perte et le gain d'électrons pour un niveau donné par l'intermédiaire d'un système d'équations différentielles dans lequel les sections efficaces collisionnelles ion-atome et les différentes voies de désexcitation (radiative ou Auger) sont introduites. Ce modèle discuté plus précisément dans le paragraphe II-2-1-3 est utilisé auprès des accélérateurs (GANIL, Texas A & M....). Il permet de prédire avec une grande fiabilité l'ensemble de la distribution des états de charge en fonction de l'épaisseur de cible, et notamment les fractions d'état de charge en faible proportion tout comme l'évolution de la distribution d'états de charge pour les cibles les plus fines (c'est-à-dire hors équilibre).

Cette description de l'interaction ion-solide en terme de collisions binaires, évoquée pour la première fois par Bethe (*1930*), permet de reproduire le pouvoir d'arrêt des ions lourds dans la matière. Notons que dans le cadre des expériences réalisées au GANIL, la perte d'énergie de l'ion est principalement due aux interactions ion - électrons cibles (interactions inélastiques). Dans ce cas, c'est-à-dire pour le régime des hautes vitesses, le pouvoir d'arrêt est dit pouvoir d'arrêt électronique. Depuis, des améliorations ont été apportées à la formule de Bethe en prenant en compte notamment la distorsion des fonctions d'onde associées aux états de la cible due au fait que le potentiel de Coulomb est un potentiel à longue portée (*Olivera et al 1994, Schiwietz et al 1996 ; pour ne citer que les plus récentes*).

Si maintenant on s'intéresse à des grandeurs physiques plus "fines" que le pouvoir d'arrêt ou les distributions des états de charge en fonction de l'épaisseur de cible, un certain nombre de remarques, portant sur les spécificités de l'interaction ion-solide, peuvent être faites. En effet, de nombreuses expériences ont pu mettre en évidence des différences entre une interaction ion-solide et une interaction ion-atome.

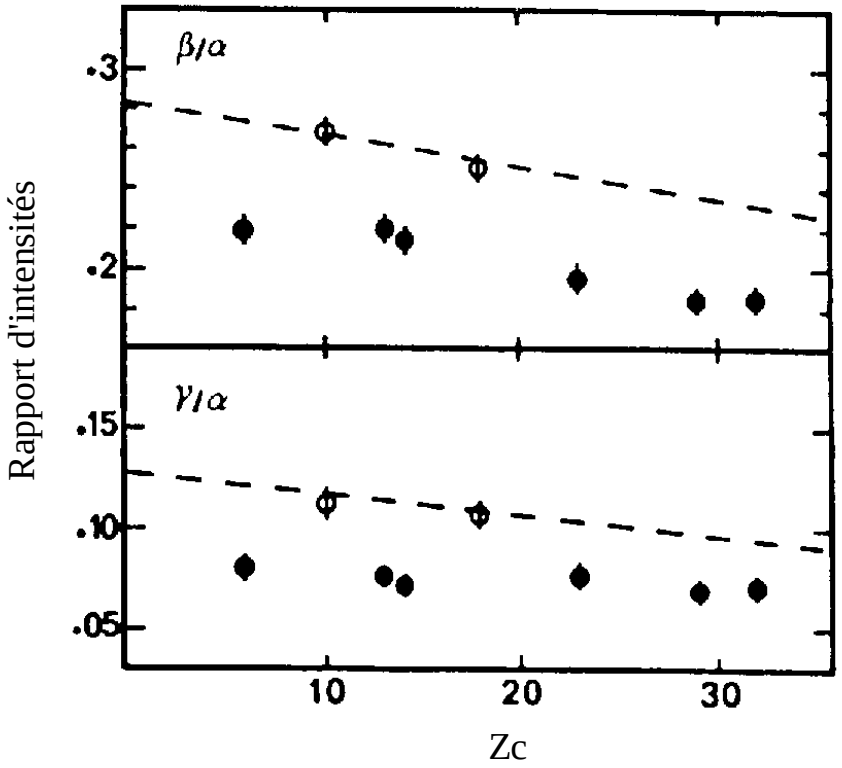


*Figure I-4 : Rapports d'intensités Ly**b**/Ly**a** et Ly**g**/Ly**a** en fonction du numéro atomique Zc de la cible. Les cercles pleins et vides représentent respectivement les valeurs expérimentales en solide et en gaz, et la courbe en tirets les valeurs CDW cascades incluses pour le Kr^{36+} à 33.2 MeV/u.*

Bouisset (*1986*) et Rozet et al (*1987*) ont regardé l'évolution des rapports d'intensités Lyman β (3p → 1s)/Lyman α (2p → 1s) et Lyman γ (4p → 1s)/Lyman α (2p → 1s) émises par le projectile en fonction du numéro atomique Zc des cibles solides ou gazeuses pour un ion incident Kr^{36+} (v_p=35 ua) (figure I-4) ; dans ce cas, les états excités du projectile sont initialement peuplés par le processus de simple capture. Cette étude est sensible aux populations des états $n\ell$ de l'ion projectile comme nous le verrons par la suite. Une comparaison avec la théorie CDW montre une différence entre cibles gazeuses et cibles solides. Cette différence est due à une distribution différente des moments angulaires ℓ des états excités produits en cible solide alors que les sections efficaces totales restent identiques quel que soit le milieu cible (condensé ou gazeux). Une mesure de la variation avec Zc ($6 \leq Zc \leq 40$) des sections efficaces d'émission Lyman du projectile Kr^{35+} par spectroscopie des X émis en vol par ce dernier permettant d'avoir accès à la section efficace totale de capture en $n \geq 2$ (§III-1) est présentée figure I-5. La théorie CDW multipliée dans ce cas par un facteur

global égal à 0,85 décrit aussi bien les résultats expérimentaux obtenus avec des cibles gazeuses que ceux obtenus avec des cibles solides. Le processus de capture totale ne semble donc pas modifié en milieu condensé.

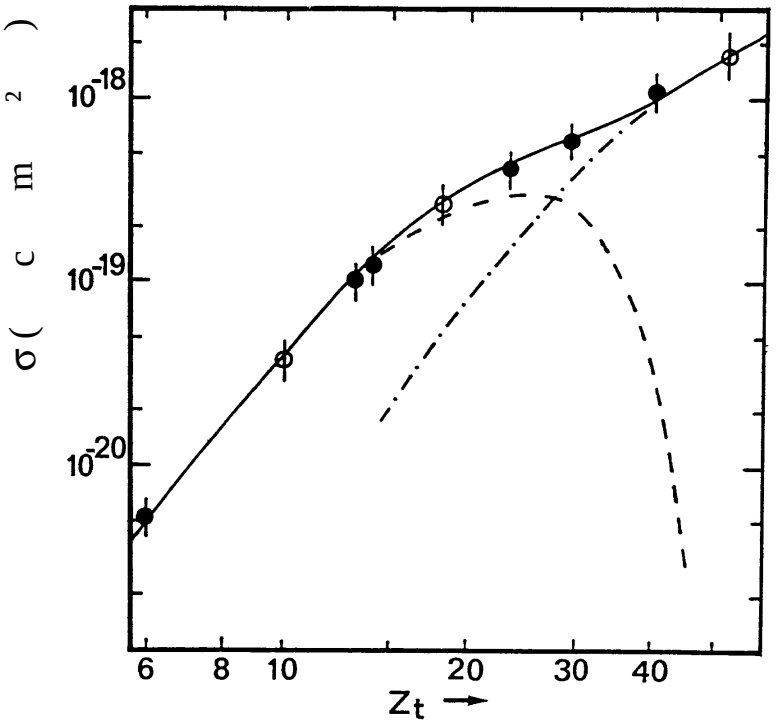


Figure I-5 : Sections efficaces totales d'émission Lyman pour le Kr^{35+} à 33.2 MeV/u. Les cercles pleins et vides représentent respectivement les valeurs expérimentales en solide et en gaz. Les courbes correspondent au calcul CDW cascades incluses : – – – – capture à partir de la couche K de la cible et – • – • – capture à partir de la couche L de la cible.

Des études de l'évolution de l'intensité relative de chaque transition Lyman émise en vol par l'ion projectile ont alors été menées non plus en fonction de Zc mais en fonction du temps de transit de l'ion dans la cible solide (c'est-à-dire en fonction de l'épaisseur de la cible). Afin de comparer à la valeur obtenue en gaz, l'intensité de chaque transition relative à l'intensité totale de la série des transitions Lyman est normalisée à la valeur en gaz (§III-3-2). Sur la figure I-6 sont présentés les résultats obtenus avec des ions incidents Kr^{36+} interagissant avec des cibles de carbone (*Nicolaï 1990*). L'expérience montre l'existence d'une distribution différente de la population des états excités du Kr^{35+} émergeant de cibles solides par rapport aux cibles gazeuses. On observe que l'écart par rapport à la valeur à épaisseur nulle croît avec l'épaisseur et qu'une augmentation de l'intensité de la raie Lyα se produit au détriment des autres transitions Lyman. En admettant que le processus primaire de capture n'est pas modifié en cible solide, cette différence gaz - solide s'explique par un fort mélange des moments

angulaires ℓ dû à des processus perturbateurs de l'état excité du projectile agissant pendant le transport de l'ion dans la cible. Des résultats similaires ont été trouvés dans le cas de la collision $Kr^{36+} \rightarrow$ Cu (v_p=35 ua) (*Despiney 1994*)

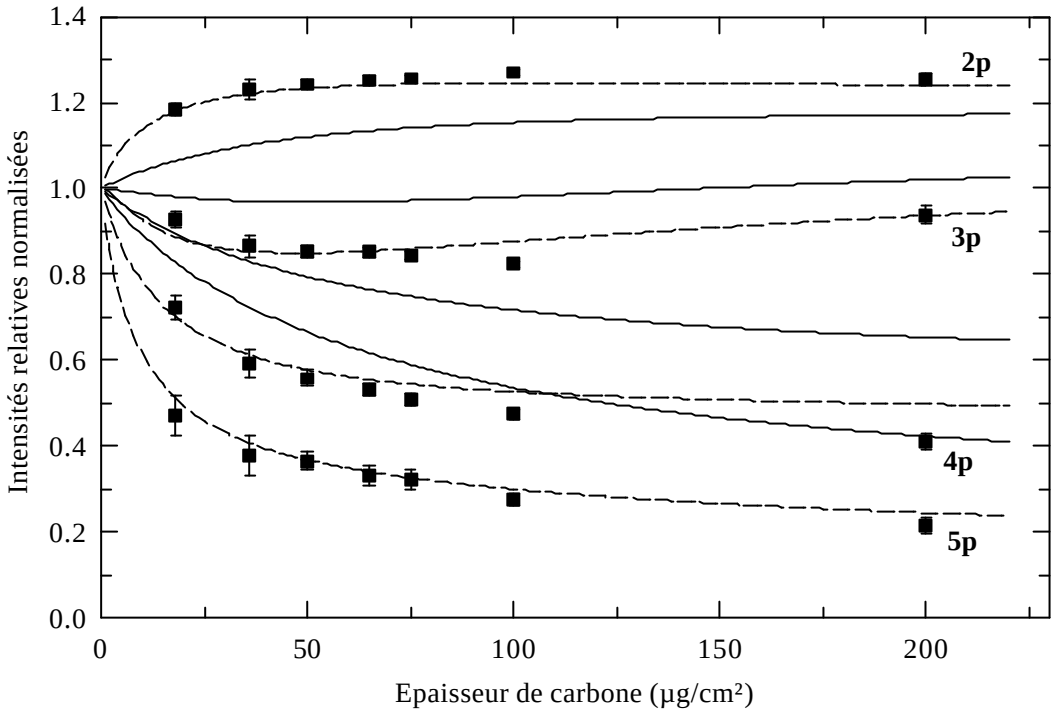


Figure I-6 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman np®1s émises en vol par des ions Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée. Les courbes correspondent au modèle d'équation d'évolution : (———) avec sections efficaces d'ionisation et d'excitation intracouche dipolaires ; (– – – –) avec sections efficaces d'ionisation et sections efficaces d'excitation intracouche dipolaires augmentées (voir texte).

Parallèlement à ces expériences, un modèle d'équations d'évolution (§IV-1-1) dit **modèle dans l'espace des phases quantique (modèle EPQ)** a été élaboré pour simuler le transport dans la matière d'ions hydrogénoï des. Ce modèle est du même type que celui élaboré pour ETACHA dans la mesure où on considère l'interaction ion-solide comme une succession de collisions binaires. Pour reproduire les résultats expérimentaux de la figure I-6, il a été admis que les sections efficaces $n\ell$ du processus de capture (processus primaire de peuplement des états excités) étaient identiques à leurs valeurs en gaz et que cette population initiale d'états excités était perturbée durant le transport dans la cible solide par les autres processus collisionnels. En ce qui concerne ces processus, ce modèle ne tenait compte jusqu'alors que des sections efficaces atomiques monoélectroniques des processus

d'ionisation et d'excitation intracouche de type dipolaire (changement de ℓ à l'intérieur d'un niveau de même n soit $n\ell \rightarrow n\ell'$ avec $\ell' = \ell \pm 1$) pouvant affecter la population d'un état $n\ell$ jusqu'à n=10. Le processus d'excitation intracouche de type non dipolaire ainsi que le processus d'excitation intercouche dans son ensemble $n\ell \rightarrow n'\ell'$ avaient été supposés négligeables. Dans ces conditions, un tel modèle est capable de refléter l'évolution des intensités Lyman relatives normalisées pourvu que les sections efficaces d'excitation intracouche considérées soient augmentées. Les sections efficaces $n\ell \rightarrow n\ell+1$ étaient alors, dans le cas de la figure I-6, multipliées par un facteur qui varie de 3 pour n=2 jusqu'à 20 environ pour n=10. Il était légitime d'augmenter ces sections efficaces puisque la façon de traiter en particulier l'antiécrantage dans le calcul théorique de ces sections efficaces n'est qu'approximatif (§IV-1-3-2). Néanmoins, des calculs préliminaires des sections efficaces d'excitation intercouche (*Despiney 1994*) ont montré que ce type de processus est loin d'être négligeable et qu'il va au même titre que le processus d'excitation intracouche contribuer au mélange des moments angulaires ℓ. Par ailleurs il faut aussi évaluer la contribution des processus d'excitation intracouche de type non dipolaire.

Il est donc nécessaire, avant d'augmenter les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire, de calculer et d'introduire dans le modèle EPQ les sections efficaces des processus affectant la population $n\ell$ des états excités du projectile jusqu'alors négligées. Les calculs de ces sections efficaces et leur contribution seront discutés au paragraphe IV-1-3.

Pour tenter d'expliquer ce fort mélange ℓ-ℓ' en milieu condensé, une autre hypothèse à envisager est la réponse collective des électrons cibles au passage de l'ion projectile. L'ion induit une polarisation du milieu (champ de sillage) correspondant à la réponse dynamique des électrons. La 1ère représentation explicite du potentiel du champ de sillage a été donnée par Neufeld et Ritchie (1955)(*). Cette polarisation se traduit par l'établissement instantané (le temps d'établissement est inférieur au temps de collision et au temps de désexcitation des états peuplés) d'un fort champ électrique qui agit en retour sur l'ion et le ralentit. En utilisant cette approche de l'interaction ion-solide, Ashley et al (*1972*) en ont déduit le pouvoir d'arrêt des ions lourds rapides dans la matière. Dans ce cadre et pour calculer le pouvoir d'arrêt, les théoriciens ont longtemps considéré seulement la réponse des électrons libres (*Echenique et al*

(*) Bohr (*1948*) a utilisé le terme de champ de sillage pour discuter du ralentissement d'une particule chargée dans la matière. Fermi (*1940*) a été apparemment le 1er à donner une description diélectrique de l'interaction d'une particule chargée avec le milieu.

1990). Des expériences récentes (*Vernhet et al 1997(1)*) ont montré que, pour certaines cibles, les électrons liés devaient aussi participer au pouvoir d'arrêt des ions. Ces expériences sont en accord avec les récents calculs de Fuhr et al (*1997*) qui prennent en compte l'inhomogénéité du gaz d'électrons de la cible.

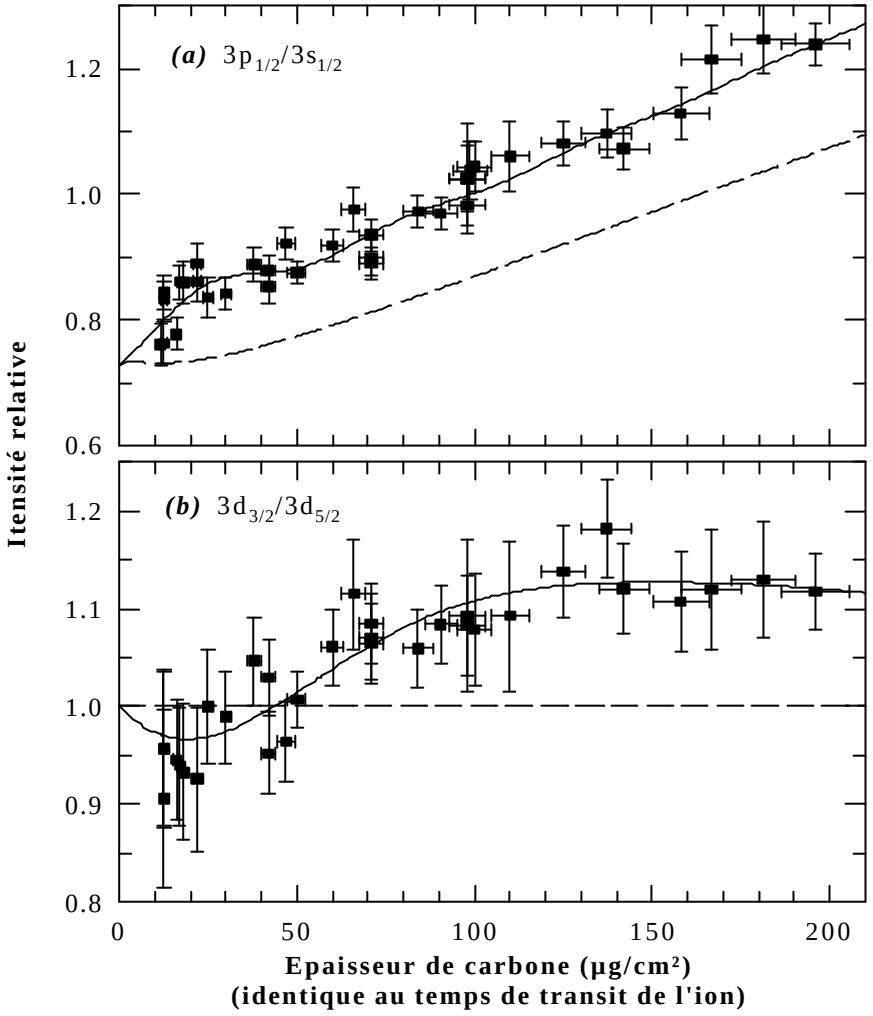


Figure I-7 : Comparaison des modèles avec l'évolution expérimentale des rapports des intensités caractéristiques de ***(a)*** *$3p_{1/2}$ ®$2s_{1/2}$/$3s_{1/2}$ ®$2p_{1/2}$ et* ***(b)*** *$3d_{3/2}$ ®$2p_{3/2}$/$3d_{5/2}$ ®$2p_{3/2}$ du Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de C. Les modèles sont :* (– – – –) *modèle collisionnel dans l'espace des phases quantique reflétant l'évolution expérimentale des transitions Lyman (nℓ ® nℓ' augmentées, voir texte) et* (———) *modèle de réponse collective.*

Une étude, par spectroscopie X de haute résolution et grande transmission (*Despiney et al 1993, Despiney 1994 et Vernhet et al 1997(1)*), a permis de déterminer l'évolution de l'intensité relative des composantes de structure fine de la transition Balmer α (n=3→n=2) émise par des ions Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone ou de cuivre traversée. Elle a mis en évidence un mélange Stark (dont les conditions sont données par

Cassimi et al 1993) des niveaux $3\ell j$ du Kr^{35+} induit par le champ de sillage. La figure I-7 présente l'évolution des rapports d'intensité caractéristiques de $3p_{1/2}\rightarrow 2s_{1/2}/3s_{1/2}\rightarrow 2s_{1/2}$ et $3d_{3/2}\rightarrow 2p_{3/2}/3d_{5/2}\rightarrow 2p_{3/2}$ en fonction de l'épaisseur de carbone. Des battements quantiques, qui fournissent des informations sur la valeur du champ électrique, ont été observés. Ces battements peuvent s'expliquer par l'effet Stark provoquant le mélange et la levée de dégénérescence des niveaux de l'ion incident. Un modèle, basé sur le traitement de l'évolution de la matrice densité ne tenant compte que du mélange Stark, dit modèle de réponse collective du milieu, donne des résultats en accord avec l'expérience alors que le modèle collisionnel EPQ ne peut en aucun cas, c'est-à-dire même en augmentant les sections efficaces d'excitation intracouche $n\ell\rightarrow n\ell'$, reproduire les résultats expérimentaux (figure I-7).

On notera que d'autres résultats expérimentaux ne peuvent pas s'expliquer si on ne tient pas compte d'une réponse collective du milieu comme par exemple les effets d'alignement des fragments d'ions moléculaires à la traversée de cibles solides (*Gemmell et al 1975*), ou l'évolution de la transmission d'ions moléculaires H^{2+} avec le temps de transit dans des cibles de carbone (*Jakas et Capuj 1995*) ou encore l'expérience d'excitation résonnante $n=1\rightarrow n=2$ d'ions N^{6+} canalisés dans un cristal d'Au (*Datz et al, 1978*).

I- 2- 2 Les états externes de l'ion projectile

Les populations des états externes d'un ion projectile émergeant d'une cible solide différent totalement des populations émergeant d'une cible gazeuse. Lors de l'interaction ion-solide, les états du projectile de nombre quantique n et ℓ élevés sont beaucoup plus peuplés que dans le cas d'une collision ion-atome. Sous des conditions similaires de vitesse et d'état de charge, une collision ion-atome favorise fortement les états de bas moment angulaire ℓ (ℓ=0 ou 1). Cette différence est reconnue comme un des phénomènes les plus caractéristiques des collisions ion-solide.

Des composantes de durée de vie $\tau_{n\ell}$ longue (pour un ion hydrogénoï de donné, $\tau_{n\ell}\propto n^3\ell^2$ (*Bethe et Salpeter 1977*)) ont pu être mises en évidence lors de l'étude par spectroscopie faisceau-lame du déclin radiatif d'états de durée de vie courte (2p, 3p). L'étude de l'intensité photonique I(t) de ces états np décroît avec le temps de vol (t) de l'ion projectile (ou la distance parcourue par l'ion derrière la cible solide) suivant une loi de puissance $I(t)\propto t^{-a}$ et non une loi exponentielle (*Richard 1973, Braithwaite et al 1975*). L'explication de cette loi

est simple : les niveaux de durée de vie courte (2p ou 3p) sont nourris par les cascades des états de durée de vie supérieure (§II-1-2). Cette loi de puissance signe donc la décroissance de ces états très excités. L'observation des intensités des transitions np→1s avec le temps de vol de l'ion donne alors une information sur la population en sortie de cible des états hautement excités. Cette population signe la mémoire de l'évolution dynamique des états électroniques autour de l'ion rapide à l'intérieur du solide. La figure I-8 donne le schéma de principe de l'étude des intensités des transitions Lyman dites «retardées » (c'est-à-dire en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible) appliqué ici au cas de la collision étudiée : Ar^{18+} (v_p=23 ua) → C.

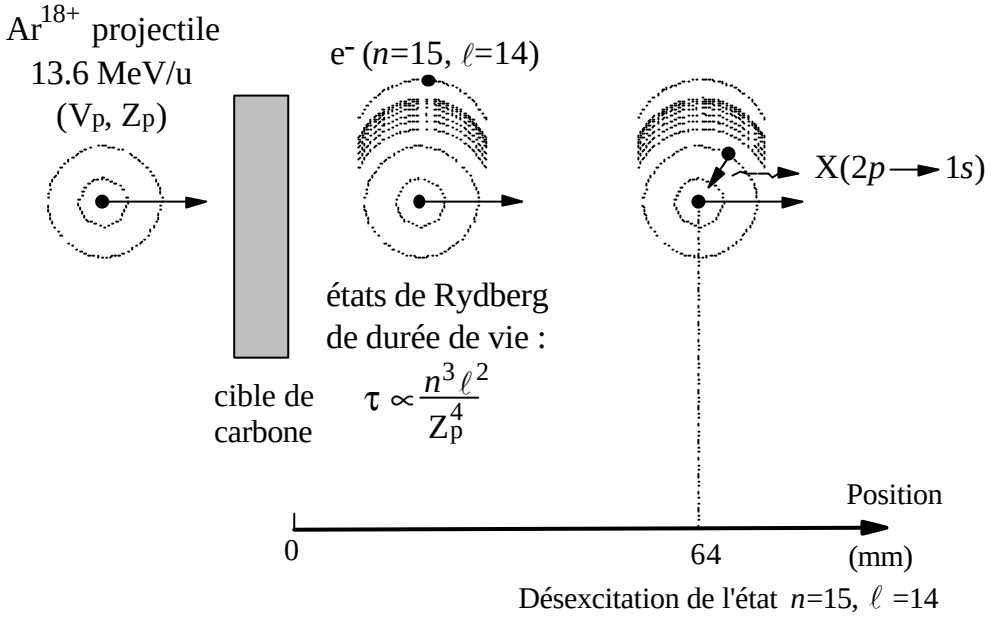


Figure I-8 : Schéma de principe de l'étude des intensités des transitions Lyman retardées en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible.

Les expériences, réalisées jusqu'à maintenant par spectroscopie faisceau-lame, se sont contentées pour la plupart d'évaluer la valeur du paramètre *a* de la loi en t^{-a} pour les transitions 2p→1s et 3p→1s émises en vol par des ions hydrogénoï des. Can et al *(1987)* ont effectué des mesures de l'intensité des transitions Lyman np→1s (n=2 et 3) pour le système O^{2+} (2 MeV/u) sur une feuille de carbone de 20 µg/cm² d'épaisseur ; l'interaction ion-solide étudiée ici est réalisée dans un régime pour lequel les populations des états électroniques de l'ion projectile n'évoluent plus avec le nombre de collisions, on dit que l'équilibre des populations est atteint. Rothermel et al *(1982)* ont étudié le système S^{16+} (4 MeV/u) → C,

avec une feuille de carbone de 5 µg/cm², c'est-à-dire hors équilibre des populations. Malgré un régime des populations différent, ces deux expériences donnent des valeurs du paramètre *a* comparables (§V-2-1).

Les dimensions orbitales des états de Rydberg (proportionnelles à n^2) sont si grandes que de telles espèces ne peuvent, en principe, survivre dans un solide puisque ces dimensions excédent largement la distance entre deux atomes cibles voisins. Il a donc été supposé que ces états ne peuvent être peuplés par capture que dans les dernières couches atomiques de la cible. Des mesures ont, cependant, prouvé qu'une telle supposition ne peut expliquer la forte population des états de haut moment angulaire ℓ (*Betz et al 1983*) même si l'hypothèse de la capture des électrons de convoi est faite (*Kanter et al 1983*). Il est clair que la distribution des états peuplés en sortie de feuille est le résultat de l'évolution dynamique complexe du nuage électronique associé à l'ion rapide dans le solide.

Pour tenter de simuler le transport d'ions dans la matière et d'expliquer la formation d'états de Rydberg de grand n, un modèle a été élaboré (*Burgdörfer et Bottcher 1988, Burgdörfer 1989*), dans le cadre d'une théorie classique donc valable dans un régime où les effets quantiques sont négligeables (n grand). Ce modèle décrit dans le chapitre IV (§IV-2) est basé sur l'équation décrivant le mouvement de l'électron dans un potentiel électron-projectile perturbé par une force stochastique de Langevin qui représente les collisions que l'ion subit dans le milieu. A la sortie de la cible, il permet d'obtenir des distributions en n et ℓ continues qu'il suffit de projeter dans l'espace des phases quantique pour obtenir des distributions discrètes. Après un traitement des cascades, il est alors possible d'obtenir la population des états np de l'ion projectile derrière la cible. A l'équilibre des populations, ce modèle de type collisionnel dit **modèle dans l'espace des phases classique (modèle EPC)** reproduit correctement (*Kemmler et al 1991 et 1992*) les résultats expérimentaux de Can et *al* (*1987*) ; une comparaison est présentée figure I-9. Au delà de $t=2\ 10^{-10}$ s, les intensités des deux transitions $2p\rightarrow1s$ et $3p\rightarrow1s$ suivent une loi de puissance dont les valeurs des paramètres *a* dépendent de la transition considérée et de la population des états de haut n et ℓ. Sur cette figure Kemmler et *al* ont montré la différence entre une distribution obtenue pour une collision ion-atome et une distribution issue du modèle EPC. Dans le cas de la transition Lyα, une distribution obtenue avec une collision ion-atome peuplant des états de bas n et ℓ ne peut en aucun cas reproduire l'évolution de l'intensité expérimentale. Pour des temps de vol très petits, l'écart avec les points expérimentaux et le modèle diminue puisque l'intensité est alors sensible essentiellement à la population des états de bas n et ℓ. La pente, caractéristique de

l'évolution de l'intensité de la raie Lyβ en fonction du temps de vol pour une collision ion-solide, est similaire à celle obtenue pour une collision ion-atome. La raison de ces comportements est que la décroissance radiative des états de haut ℓ fortement peuplés dans une collision ion-solide, va nourrir essentiellement l'état 2p.

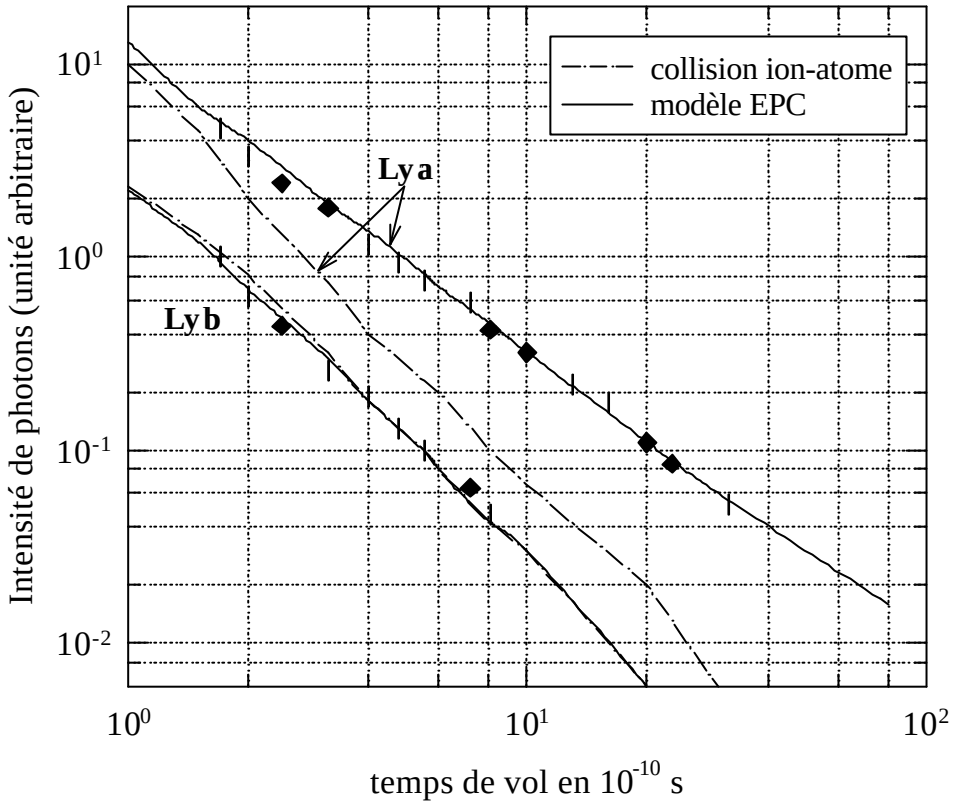


Figure I-9 : Comparaison expérience - modèle d'émission de raies Lyman retardées émises par des ions O^{7+} après traversée des ions O^{2+} (2 MeV/u) dans une cible de carbone de 20 µg/cm². (Kemmler et al 1991 et 1992)

Le rapport des intensités Lyα sur Lyβ retardées est donc une mesure très sensible de la population en ℓ des états de n élevé. Kemmler (*1991 et 1992*) a également montré que les résultats de ce modèle sont peu affectés par la forme du potentiel d'interaction électron-projectile du moins à l'équilibre des populations ce qui tend à prouver l'importance des collisions stochastiques à l'intérieur du solide ; ces collisions gomment complètement les différences entre l'évolution d'un électron dans un potentiel coulombien nu ou écranté. Il est intéressant de tester ce modèle dans le régime hors équilibre des populations. L'expérience de

Rothermel et al (*1983*) réalisée dans ce régime n'est comparée à aucun modèle. La valeur du paramètre *a*, pour la seule transition Lyα retardée, ne permet pas de remonter à la population n et ℓ en sortie de cible (*Kemmler et al 1992, Dybdal et al 1986*). Il est, en fait, nécessaire de mesurer au moins l'intensité des transitions Lyα et Lyβ. On notera, par ailleurs, que jusqu'à maintenant aucune mesure en valeur absolue a été réalisée.

I- 3 OBJECTIF EXPERIMENTAL ET DEVELOPPEMENT DES MODELES

Le travail présenté ici est basé sur une expérience qui nous a permis à la fois de mesurer en valeur absolue l'évolution des intensités des transitions Lyman retardées **(sensibles aux états externes de l'ion)** en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible ainsi que l'évolution des intensités relatives des transitions Lyman promptes **(sensibles aux états internes)** en fonction de l'épaisseur de cible traversée.

En ce qui concerne les raies Lyman retardées, aucune étude n'avait été envisagée jusqu'ici en fonction du nombre de collisions que l'ion subit dans le milieu solide, cette étude permettant (si les épaisseurs sont judicieusement choisies) de couvrir le domaine allant du régime proche de la collision unique à l'équilibre des populations. Beaucoup d'expériences ont été réalisées à l'équilibre des populations (*Can et al 1987, Braithwaite et al 1975, Palinkas et al 1985*). Ayant opté pour la méthode de spectroscopie faisceau-lame, l'utilisation d'ions argon rapides nous a permis d'étudier en détail l'évolution des composantes de durée de vie longue dans ce domaine dit du pré-équilibre des collisions ion-solide c'est-à-dire pour une large gamme d'épaisseurs de cible de carbone comprise entre 3 et 200 µg/cm². L'évolution des intensités I(t) des transitions np$\rightarrow$1s n'avait jamais été observée au delà de n=3. Nous avons alors suivi l'évolution des intensités des transitions 2p$\rightarrow$1s, 3p$\rightarrow$1s, 4p$\rightarrow$1s, $\sum$(np$\rightarrow$1s, n$\triangleright$4) et 2s$\rightarrow$1s émises par l'ion Ar^{17+}, dont la sensibilité à la population des états externes est très différente pour chacune d'entre elles, en fonction de la distance parcourue par l'ion projectile derrière la cible ; l'augmentation de la distance d'observation par rapport à la cible permettant la détection indirecte d'états de plus en plus excités. Par exemple, dans le cas d'un ion Ar^{17+} d'énergie 13,6 MeV/u, les durées de vie des états n=20, ℓ=3 et n=20, ℓ=10 sont respectivement égales à 0,14 et 1,52 ns ce qui correspond à des distances d'observation comprises entre 0,7 et 8 cm.

Nous voulions être capable de déterminer correctement l'état initial du système ion-électron résultant d'une collision binaire ion-atome cible c'est-à-dire **le processus primaire de peuplement** des états excités de l'ion projectile (*1^{ére} phase*). La population initiale ainsi obtenue évolue ensuite dans le milieu durant la phase de **transport** (*2ème phase*). Dans cette phase, l'électron subit des collisions multiples qui vont changer la distribution en n et ℓ des états de l'ion excité. Notons, que pour de nombreuses expériences, il est difficile d'identifier la 1ère phase. Nous verrons que le choix du système de collision Ar^{18+} (13,6 MeV/u) $\rightarrow$ C répond à toutes les exigences permettant de séparer ces deux phases (§II-1-1).

Les développements théoriques présentés dans ce travail sont basés sur deux modèles collisionnels : le modèle d'équations d'évolution dit modèle dans l'espace des phases quantique **(modèle EPQ)** et le modèle du transport classique dit modèle dans l'espace des phases classique **(modèle EPC)**. Nous avons apporté des améliorations au modèle EPQ en calculant et en introduisant les sections efficaces du processus d'excitation intracouche non dipolaires ainsi que les sections efficaces du processus d'excitation intercouche ; processus qui est loin d'être négligeable. Par ailleurs, nous avons adapté le modèle EPC au système de collision étudié ici, en réécrivant le programme de calcul. Ces deux modèles sont décrits et, pour la première fois, comparés au chapitre IV ; l'un (modèle EPQ) n'ayant jusqu'alors été appliqué qu'à l'étude de l'évolution des populations des états internes du projectile en interaction ion-solide et l'autre (modèle EPC) au contraire n'ayant été appliqué que pour les états externes. Rappelons que le modèle EPC n'a jamais été testé dans le domaine dit du pré-équilibre.

II

CHOIX DU SYSTEME DE COLLISION ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Dans ce chapitre, après la présentation des conditions qui ont motivé le choix du système de collision étudié, seront décrits l'obtention et les caractéristiques du faisceau d'ions lourds et le dispositif expérimental dans son ensemble. La mesure, en fonction du temps de vol derrière la cible, des intensités des transitions Lyman émises par des ions Ar^{17+} à 13,6 MeV/u, et ceci pour différentes épaisseurs, requiert une optimisation et une bonne connaissance des appareils de mesure. Nous décrirons donc l'ensemble des caractéristiques du système de détection permettant d'observer des X dans une gamme d'énergie de 1 à 4 keV avec une résolution en temps de $6\ 10^{-12}$ s et une résolution en énergie de ≈10% suffisantes pour extraire des résultats significatifs pour les transitions Lyman $np \rightarrow 1s$.

II- 1 CHOIX DU SYSTEME ETUDIE: Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C

Le choix du système de collision - l'ion projectile, la vitesse de collision et la nature de la cible - dépend directement de ce qu'on veut étudier :

> **L'évolution des intensités des transitions Lyman hydrogénoïdes**
>
> a) **en fonction du temps de vol de l'ion projectile derrière la cible.**
>
> b) **en fonction de l'épaisseur de la cible c'est-à-dire de la condition de collision unique aux collisions multiples.**

Pour ces études, ce choix a été guidé par deux critères:

i) l'identification, sans aucune ambiguï té, du**processus primaire de peuplement** des états excités, appelé *phase n°1*.

ii) la possibilité de faire varier, sur une aussi large gamme que possible, le nombre de collisions affectant la population des états excités du projectile lors de la *phase n°2* dite de **transport**.

Par ailleurs, le choix de l'ion projectile dépend aussi de la technique expérimentale utilisée (§II-1-2) pour caractériser la population des états excités du projectile. Pour identifier expérimentalement le processus primaire de peuplement des états excités, il est nécessaire de ne pouvoir produire ces états que par un processus collisionnel unique et d'être en condition de collision unique vis-à-vis de ce processus quelle que soit l'épaisseur de cible utilisée. L'étude du transport en fonction du nombre de collisions, des états excités du projectile ainsi peuplés n'est possible que si les libres parcours moyens associés aux processus perturbant la population des états initiaux sont *i)* comparables voir plus grands que l'épaisseur de cible la

plus fine et *ii)* très petits devant l'épaisseur maximale utilisée. Ces points limitent alors le choix du matériau cible qui doit permettre de couvrir le domaine allant de la collision unique à l'équilibre des populations. En particulier, on notera que les libres parcours moyens diminuent quand on augmente le numéro atomique de la cible, ou lorsqu'on diminue la vitesse de collision et le numéro atomique du projectile.

Enfin, pour simplifier au maximum l'étude et permettre des comparaisons quantitatives avec des modèles décrivant l'interaction ion-solide, on a choisi d'étudier des ions à un électron. D'un point de vue théorique, le traitement du transport d'un ion à un électron facilite les calculs, car cela permet de limiter le nombre de "partenaires" à considérer pour calculer, par exemple, les sections efficaces de chaque processus collisionnel (chapitre IV). De plus, les rapports de branchement et les durées de vie des états d'un ion hydrogénoï de sont connus avec une excellente précision (*Bethe et Salpeter, 1977*). D'un point de vue expérimental, l'observation de spectres purement hydrogénoï des permet d'obtenir des résultats précis et d'utiliser des détecteurs de résolution en énergie assez moyenne (10%), qui présentent, par ailleurs, l'avantage d'atteindre des transmissions globales compatibles avec des taux de comptage suffisants pour avoir une statistique correcte sur les raies les moins intenses.

Pour toutes ces raisons, le choix s'est porté sur l'étude d'ions Ar^{17+} produits et transportés dans des cibles de carbone d'épaisseur variant de 3,5 à 200 µg/cm² ; ce système de collision représente le meilleur compromis.

II- 1- 1 Examen des libres parcours moyens des processus mis en jeu lors de la collision

A ce stade, nous pouvons penser étudier le transport d'états excités d'ions Ar^{17+} peuplés initialement, soit par le processus de *simple excitation* (1s→np) à partir d'ions incidents Ar^{17+} dans leur état fondamental, soit par le processus de *simple capture* d'un électron cible par des ions Ar^{18+}. Ces deux états de charge du projectile incident sont effectivement envisageables puisque pour une vitesse v_p=23 ua et une collision avec des cibles de carbone, les sections efficaces de capture en 2p d'un électron cible pour un ion Ar^{18+} et d'excitation de l'électron de l'ion Ar^{17+} de l'état 1s vers 2p sont proches. Néanmoins, l'utilisation d'ions Ar^{17+} a été exclue. En effet, Les sections efficaces des deux processus cités ci-dessus étant comparables, une proportion non négligeable d'ions Ar^{16+} (1s nℓ) sera produite (≈20%) par rapport aux ions Ar^{17+} (nℓ). Les transitions observées de type héliumoï de et hydrogénoï de seraient très

difficiles à séparer ; en particulier la transition héliumoï de $1s2p \rightarrow 1s^2$ de la transition hydrogénoï de $2s \rightarrow 1s$ via l'émission de deux photons (2E1 voir §II-1-2). De plus on notera que dans le domaine d'énergie envisagée, le processus *parasite* de capture-ionisation (capture d'un électron de la cible et ionisation simultanée de l'électron du projectile) peuple les mêmes états que le processus de simple excitation ; l'identification du processus primaire de peuplement des états excités de l'ion projectile est alors plus complexe. Pour notre système de collision, la section efficace de ce processus *parasite* a été évaluée à un maximum de 8% de celle de la simple excitation (*Adoui 1995, Vernhet et al 1997(2)*).

En utilisant des ions Ar^{18+} incidents, l'observation de la désexcitation d'états d'ions Ar^{17+} ne peut provenir que d'états peuplés **par capture**, états qui seront par la suite perturbés dans la phase de transport. Le processus primaire est donc, dans ce cas, bien identifié. L'observation de raies héliumoï des ne peut être due qu'à deux captures successives dans le matériau. Or ce processus est de faible probabilité y compris pour la cible la plus épaisse (≈3%, §II-2-1-3). Notons que, pour une cible de numéro atomique $Zc>6$, la condition de collision unique par rapport au processus de capture ne sera plus respectée pour une aussi large gamme d'épaisseur de cible ; la section efficace de ce processus variant en $\approx Zc^4$.

A cette vitesse v_p=23 ua et pour une telle asymétrie de collision (Zc/Zp=0,33), nous sommes dans le régime dit des hautes vitesses, régime où les méthodes perturbatives sont applicables aux calculs des processus de collisions atomiques que sont la capture, l'ionisation, l'excitation intercouche $n\ell \rightarrow n'\ell'$ et l'excitation intracouche $n\ell \rightarrow n\ell'$. Pour chacun de ces processus collisionnels, un libre parcours moyen peut être défini par $\lambda(\mu g/cm^2)=10^6 \times A/(N_A \sigma)$ où σ est la section efficace en cm^2 associée à un processus déterminé, A la masse atomique et N_A le nombre d'Avogadro. Au processus de désexcitation radiative d'un sous niveau $n\ell$, on associe aussi un libre parcours moyen radiatif calculé, lui, par $\lambda_{rad}(\mu g/cm^2)=\rho\ v_p\ \tau_{n\ell}$ où ρ (=2 ou 1,65 $\mu g/cm^3$) est la densité des feuilles de carbone, v_p la vitesse du projectile en cm/s et $\tau_{n\ell}$ la durée de vie radiative d'un état $n\ell$ en s. Les valeurs de tous ces libres parcours moyens affectant les états n=2, n=3 et n=4, qu'il faut comparer aux épaisseurs de cibles, sont reportés dans le tableau II-1 en $\mu g/cm^2$. Compte tenu des valeurs des libres parcours moyens, nous avons pu faire varier l'épaisseur de cible sur une gamme suffisamment large pour être soit en régime de collision unique, soit à l'équilibre des populations en ce qui concerne la phase de transport, tout en restant en régime de collision unique vis-à-vis du processus de capture. Notons également que les libres parcours moyens de tous les processus perturbateurs sont

plus grands que l'épaisseur de la cible la plus fine soit 3,5 µg/cm² ce qui entraîne pour cette cible une *phase n°2* de transport pratiquement inexistante. Pour cette épaisseur de cible, une seule collision pratiquement aura donc lieu. Dans le cas de la cible de 200 µg/cm², épaisseur pour laquelle l'équilibre des populations est atteint (§II-2-1-3), la perturbation dans la phase de transport sera provoquée par les processus d'excitation intercouche, d'excitation intracouche et le processus d'ionisation. Remarquons que ce dernier ne correspond qu'à une perte d'électrons donc d'ions Ar^{17+}.

L'ion argon Zp=18 est un bon candidat en ce qui concerne les grandeurs des libres parcours moyens de tous les processus mis en jeu lors de la collision mais aussi en ce qui concerne l'observation expérimentale des raies Lyman émises et ce pour deux raisons :

i) les énergies des transitions sont comprises entre 1 et 4 keV et donc aisément détectables.

ii) la durée de vie radiative des états dits de Rydberg de n et ℓ élevé est proportionnelle à $1/Zp^4$: un ion projectile de numéro atomique pas trop élevé s'impose. En effet, un ion de Zp grand entraînerait une désexcitation de ces états, derrière la cible, sur des distances trop courtes donc expérimentalement difficiles à explorer avec une résolution correcte.

	λ_{np}(capture)	λ_{np}(ionisation)	$\lambda(np \rightarrow n\sum\ell')$	$\lambda(ns \rightarrow np)$	$\lambda(np \rightarrow n'\sum\ell')$ avec n'=n+1	λrad (np) avec ρ=1,65	λrad (np) avec ρ=2
n=2	2115	41	55	18,3	32,4	127	154
n=3	4802	19	9	7,3	16,5	428	519
n=4	9824	12	5	5,3	11,4	1015	1231

Tableau II-1 : Libres parcours moyens des processus atomiques en µg/cm² affectant la population des états 2p, 3p et 4p à comparer aux épaisseurs variant entre 3,5 et 200 µg/cm². (avec r en g/cm^3) Collision $Ar^{18,17+}$ ® C (v_p= 23 ua) (les sections efficaces utilisées ont été calculées à partir de CDW pour la capture (§I-1-2) et PWBA pour l'excitation et l'ionisation (§I-1-3 et §IV-1-3-2).

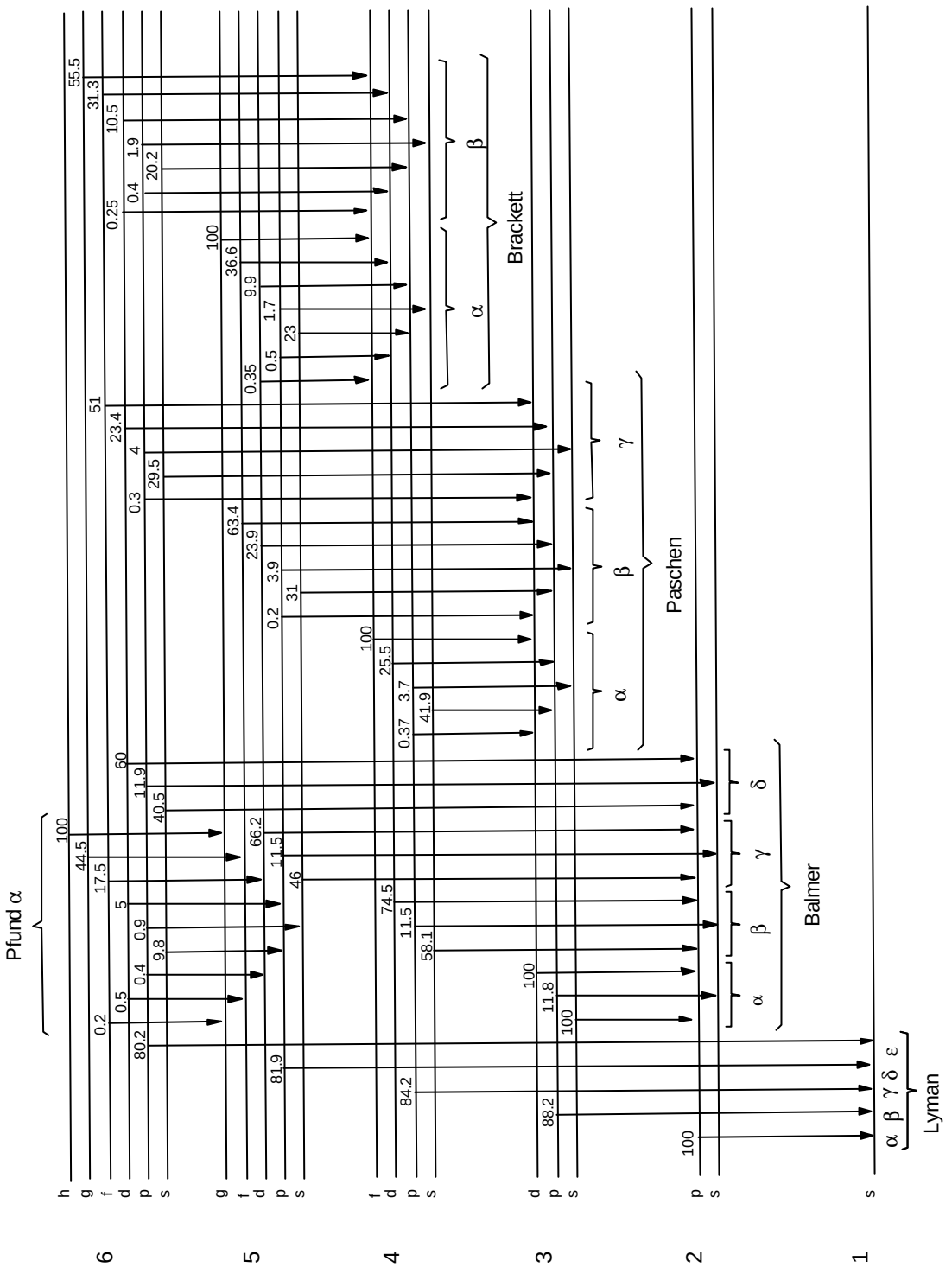


Figure II-1 : Schéma de désexcitation d'un atome hydrogénoï de

II- 1- 2 Caractéristiques de la méthode expérimentale et schéma de désexcitation de l'ion hydrogénoï de Ar^{17+}.

Nous allons donner ici les raisons qui ont motivé, plus spécifiquement, l'étude des intensités des transitions de type Lyman (np→1s).

Les différents états excités (internes et externes) d'un ion hydrogénoï de se désexcitent via des cascades en émettant un ou plusieurs photons vers l'état fondamental 1s. La figure II-1 donne le schéma de principe de désexcitation d'un atome hydrogénoï de jusqu'à n=6. Sur cette figure la séparation entre états de même n et de ℓ différents est purement artificielle, ces niveaux étant totalement dégénérés. Quel que soit l'état peuplé (*Vernhet 1990*), l'étape finale du processus de désexcitation est toujours l'émission d'une transition Lyman (np→1s). Seul l'état 2s métastable échappe à cette règle. L'intensité relative des raies Lyman émises au cours du processus de dépeuplement d'un état excité est très sensible au moment angulaire ℓ de cet état. Les cas extrêmes correspondent aux états de ℓ=1 (états p) qui se désexcitent essentiellement par émission d'une raie Lyman et aux états de ℓ=n-1 qui donnent dans 100% des cas l'émission d'une raie Lyman α (2p→1s). Par exemple, un état peuplé en 5g conduit à une transition Lyα par une série de cascades (série appelée cascade Yrast) :

$$5g \xrightarrow{100\%} 4f \xrightarrow{100\%} 3d \xrightarrow{100\%} 2p \xrightarrow{100\%} 1s.$$

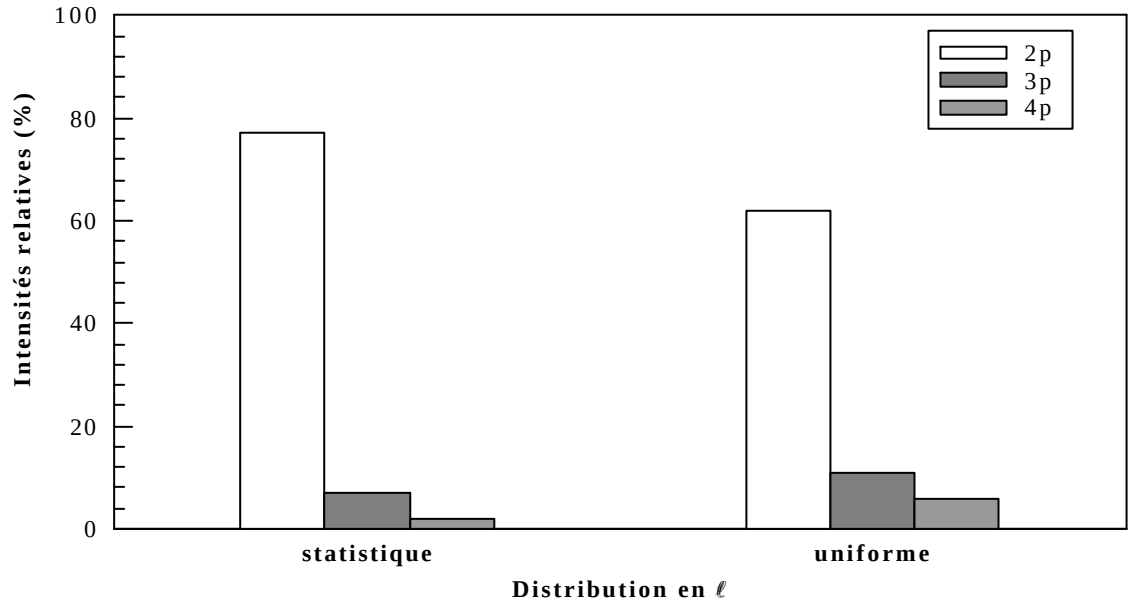


Figure II-2 : Intensités relatives des raies Lyman émises de n=5 pour diverses distributions de moments angulaires ℓ :statistique et uniforme.

Pour illustrer la sensibilité des intensités relatives des transitions Lyman à la distribution en ℓ d'un niveau donné, on a porté, figure II-2, les résultats obtenus pour deux types de distribution sur le niveau n=5 : une distribution statistique ($p(\ell) \propto 2\ell+1$) et l'autre uniforme ($p(\ell)$=constante). On visualise nettement un changement dans la distribution des intensités relatives des transitions Lyman issues des niveaux 2p, 3p et 4p. La figure II-3 présente pour n=10 la proportion d'état de moment angulaire ℓ se désexcitant vers 2p, 3p, 4p et fin de série (i.e. $\sum(np \rightarrow 1s,\ n>4)$), en ayant admis une distribution uniforme en ℓ. Elle montre très clairement que les états np de n>3 ne sont peuplés, par cascades, que par des états excités de ℓ petits (ℓ=0, 1, 2, 3 pour n=10). Notons que le peuplement de l'état 10p contribue aux transitions $\sum(np \rightarrow 1s,\ n>4)$ essentiellement par la transition directe $10p \rightarrow 1s$. Les états de grand moment angulaire se désexcitent exclusivement vers le niveau 2p (par exemple pour n=10, les états de ℓ=6, 7, 8, 9 cascadent essentiellement jusqu'à cet état 2p). **La mesure des intensités des transitions Lyman np permet d'accéder à des informations sur la distribution en ℓ de la population des états excités**.

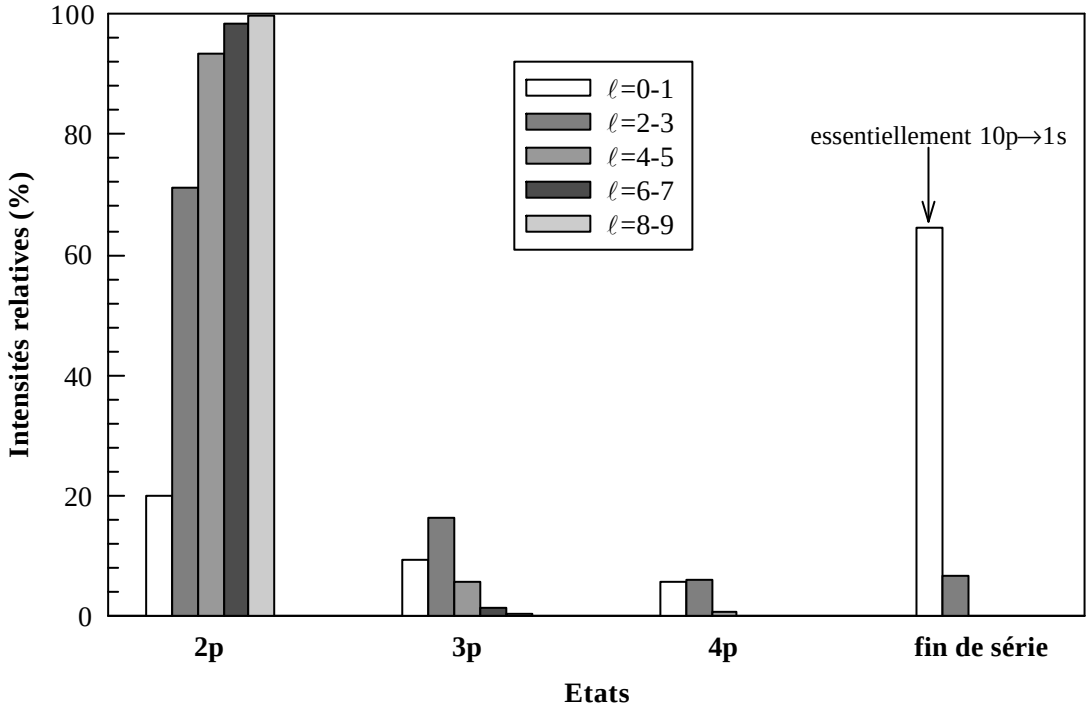


Figure II-3 : Proportion de désexcitation d'états peuplés en n=10 de façon uniforme en ℓ vers les états 2p, 3p, 4p et $\sum(np \rightarrow 1s,\ n>4)$ (c'est-à-dire fin de série).

Pour les états internes la figure II-4 donne le schéma de désexcitation des niveaux n=2 et n=3 de l'ion hydrogénoï de Ar^{17+}. Les niveaux 2p et 3p se désexcitent par une transition dipolaire électrique E1 vers l'état fondamental 1s. L'état 2s, quant à lui, se désexcite par deux voix différentes :

∗ **la voix M1** est une transition dipolaire magnétique qui correspond à un renversement de spin de l'électron lors de son changement d'état. L'énergie des photons émis est, au Lamb shift près (soit à 0,168 eV près) identique à celle de la transition $Ly(2p_{1/2}\rightarrow 1s)$. La probabilité de désexcitation de l'état $2s_{1/2}$ par cette voix est donné par (*Mossé 1982, Goldman et Drake 1981*):

$$A_{M1}(2s_{1/2})=2{,}496\ 10^{-6}\ Zp^{10}\ sec^{-1} \qquad \text{II(1)}$$

soit dans le cas de l'argon: $A_{M1}(2s_{1/2})=8{,}91\ 10^{6}\ sec^{-1}$.

∗ **la voix 2E1** est une transition à deux photons où ces derniers sont émis simultanément. Ces deux photons, de fréquence ν_1 et ν_2 satisfaisant la condition $h(\nu_1+\nu_2)=\Delta E$, se partagent alors l'énergie de la transition $\Delta E=E(2s\rightarrow 1s)=E(2p\rightarrow 1s)$. Cette voix de désexcitation est dominante pour des ions de $Zp<45$. Des calculs menés par Goldman et Drake (*1981*) permettent d'obtenir la distribution spectrale de ce processus en fonction de la fraction d'énergie emportée par un des deux photons. Cette distribution est continue, symétrique par rapport à la moitié de l'énergie de la transition Lyman α dans le référentiel du projectile ; la distribution en énergie est déformée par effet Doppler dans le référentiel d'observation (formule II(4), §II-3-1-1)). La probabilité de désexcitation associée à ce processus s'écrit, sans correction relativiste (*Karsfeld, 1969*):

$$A_{2E1}(2s_{1/2})=8{,}2294\ Zp^{6}\ sec^{-1} \qquad \text{II(2)}$$

Un calcul relativiste (*Goldman et Drake, 1981*) donne un résultat légèrement différent qui dans le cas de l'argon aboutit à $A_{2E1}(2s_{1/2})=2{,}77\ 10^{8}\ sec^{-1}$.

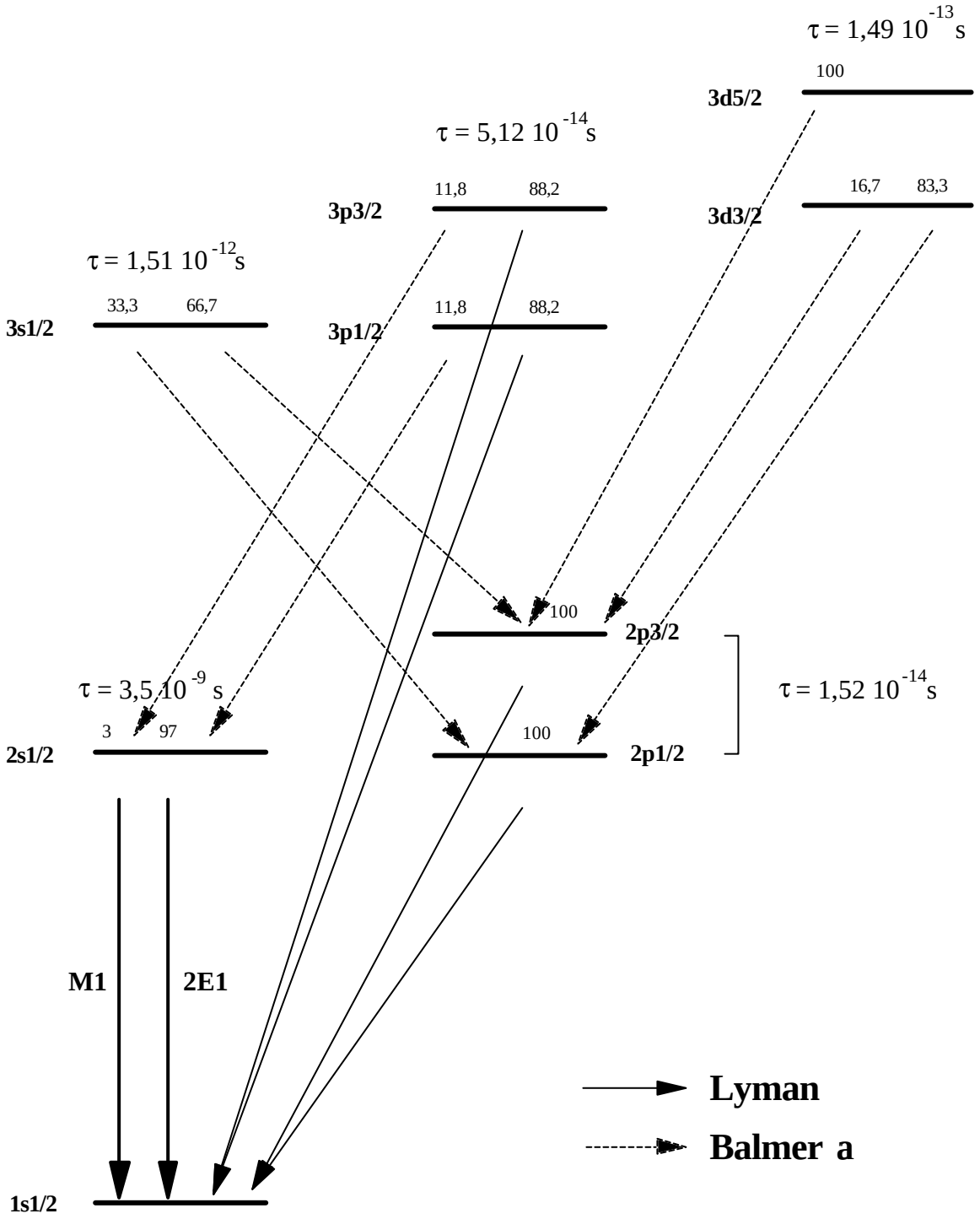


Figure II-4 : Schéma de désexcitation des niveaux n=2 et 3 de l'ion hydrogénoï de Ar^{17+}. Les transitions notées en trait plein correspondent aux raies observées. Les rapports de branchement en % et les durées de vie radiative ***t*** *(Omidvar (1983) pour les transitions dipolaires, Mossé (1982) pour le niveau 2s) sont indiqués au-dessus du niveau.*

On peut ainsi déduire de ces probabilités de désexcitation que la voix M1 représente, dans le cas de notre ion Ar^{17+}, 3% de la désexcitation totale du niveau $2s_{1/2}$ alors que la voix 2E1 représente 97%.

On ne pourra pas bien sûr séparer les transitions Lyα de type E1 désexcitant l'état 2p et M1 désexcitant 2s, mais connaissant l'intensité de la transition due au mode de désexcitation 2E1, il nous sera possible de déduire l'intensité de M1 via son rapport de branchement et donc d'obtenir à partir de la raie observée et notée, Lyα'=Lyα+M1, l'intensité vraie de la raie Lyα(2p→1s). Cette opération est importante puisque, pour des temps de vol grands de l'ion derrière la cible, la contribution de la raie M1 à la raie observée Lyα' sera loin d'être négligeable devant celle de la raie Lyα (§III-3-2).

L'énergie des transitions dipolaires désexcitant les états np de l'ion Ar^{17+} sont reportées dans le tableau II-2.

Transitions Lyman hydrogénoï des	Ep (eV)
$2p_{1/2}\rightarrow 1s_{1/2}$	3318,3
$2p_{3/2}\rightarrow 1s_{1/2}$	3323,1
2p® $1s_{1/2}$	**3321,5**
$3p_{1/2}\rightarrow 1s_{1/2}$	3934,8
$3p_{3/2}\rightarrow 1s_{1/2}$	3936,0
3p® $1s_{1/2}$	**3935,6**
$4p_{1/2}\rightarrow 1s_{1/2}$	4149,4
$4p_{3/2}\rightarrow 1s_{1/2}$	4150,8
4p® $1s_{1/2}$	**4150,3**
å (np® 1s, n>4)	**4362**

Tableau II-2 : Energies des raies Lyman de l'ion hydrogénoï de Ar^{17+}.
(Toutes les énergies des transitions proviennent des tables de Kelly (1982), sauf 2p ®1s : Desclaux dans Mossé (1982))

Nous avons calculé l'énergie moyenne d'une transition $np \rightarrow 1s$ (la résolution expérimentale ne permettant pas de distinguer les différentes composantes de structure fine) en appliquant un poids statistique en $2j+1$ à chaque état de même np pour les états de $n \leq 4$. L'énergie moyenne de $\sum(np \rightarrow 1s,\ n>4)$ a été estimée théoriquement en pondérant chaque énergie de transitions par une loi en $\frac{1}{n^3}$; cette énergie moyenne est confirmée par la position du centroï de trouvée après décomposition complète de chaque spectre (cf. §III-2-4).

II- 1- 3 Caractéristiques des cibles : mesure des épaisseurs et des taux d'impuretés

Le choix du carbone comme nature de cible permet aussi d'avoir accès à un matériau de fabrication aisée et maîtrisée. Les cibles utilisées sont de type amorphe et fabriquées grâce à une technique d'évaporation de carbone sur des lames de verre recouvertes, au préalable, d'un mouillant (NaCl). Le film de carbone, ainsi formé, est décollé de la lame (par immersion progressive dans de l'eau distillée qui va progressivement dissoudre le mouillant) et recueilli sur un support d'aluminium. Les supports, de forme trapézoï dale, sont percés, soit d'un trou ovale de hauteur 5 mm et de largeur 12 mm, soit d'un trou circulaire de diamètre 6, 16 ou 20 mm. Il est important d'avoir des trous de grande taille devant celle du faisceau afin de minimiser le bruit de fond dû à l'interaction de ce faisceau avec le support.

Nos études dépendent du temps de transit de l'ion dans la cible et donc directement de l'épaisseur de cette cible. De plus, les sections efficaces des mécanismes de collision dépendent fortement du numéro atomique de la cible Zc: le processus de capture varie grossièrement en Zc^4 et les processus d'ionisation et d'excitation en $C_E(Zc) \times Zc^2$ avec $C_E(Zc)$ coefficient dit de "saturation" pour les sections efficaces et dépendant du numéro atomique de la cible (*Adoui 1995, Vernhet et al 1997(2)*). Il est clair que si nos cibles sont polluées par un élément lourd, même en faible proportion, la contribution de cet élément au signal de capture sera importante. Par ailleurs dans la phase de transport la perturbation de l'état initial peut être régie par les impuretés des éléments lourds. Il est donc indispensable de connaître avec précision l'épaisseur de nos cibles de carbone ainsi que le taux et la nature des impuretés.

Des mesures ont été réalisées, avec l'accélérateur Van de Graaff du Groupe de Physique des Solides (GPS, Université Paris VII et VI), par une technique de rétrodiffusion de

particules α. Le principe de l'expérience est simple. Un faisceau de particules α d'énergie E_0=2 MeV vient frapper perpendiculairement une cible à tester. Un détecteur à barrière de surface placé dans notre cas à 165° par rapport à la direction du faisceau incident permet d'enregistrer les spectres en énergie des particules α rétrodiffusées. L'étalonnage en énergie du détecteur est effectué grâce à une cible référence comportant un nombre connu d'atomes par cm² de bismuth implanté dans une matrice de silicium. L'énergie des particules α rétrodiffusées et donc la position des pics sur les spectres dépendent du numéro atomique de l'atome cible. L'intégrale d'un pic S_E correspondant à la détection d'un élément E est reliée au nombre d'atomes/cm², n_E, par la formule suivante:

$$n_E = \frac{S_E}{S_{Bi}} \frac{\sigma_{Bi}}{\sigma_E} n_{Bi} \frac{D_{Bi}}{D_E} \left(1 - \frac{\Delta E}{2E_0}\right)^2 \qquad \text{II(3)}$$

avec:
- S_{Bi} surface du pic de Bi.
- σ_{Bi}/σ_E rapport des sections efficaces de rétrodiffusion Bi sur l'élément E.
- n_{Bi} épaisseur de la cible de référence de Bi (ici 5.75 10^{15} atomes par cm²).
- D_{Bi}/D_E rapport des nombres d'α incidents entre la mesure sur la cible de référence Bi et celle de la cible testée.
- ΔE perte d'énergie dans la cible (*tables de Biersack et Ziegler 1980*).

Un programme de dépouillement adapté (RUMP) nous a permis d'effectuer l'analyse complète des spectres enregistrés. A titre d'exemple deux spectres sont présentés figure II-5 et II-6. La figure II-5 correspond à une cible de carbone de 3,5 µg/cm² d'épaisseur pour laquelle la seule impureté détectable est l'oxygène Zc=8. La figure II-6 correspond à une cible de carbone de 28 µg/cm² de mauvaise qualité. Des impuretés lourdes (36<Zc<56) sont, en effet, présentes en proportion non négligeable. Ce type de cible a été rejeté pour notre expérience. Seules ont été utilisées des cibles, pour lesquelles la contribution des impuretés au signal total de capture reste raisonnable, c'est-à-dire inférieure à 20% pour les cibles les plus fines et inférieure à 5% pour les cibles d'épaisseur supérieure à 10 µg/cm². La contribution de ce signal est donnée par le rapport des sections efficaces de capture $\sigma(Z_{impureté})/\sigma(Z_{carbone})$ multiplié par le pourcentage d'atomes d'impuretés (les sections efficaces de capture sont ici estimées par un calcul de type Eikonal (*Meyerhof et al, 1985*).

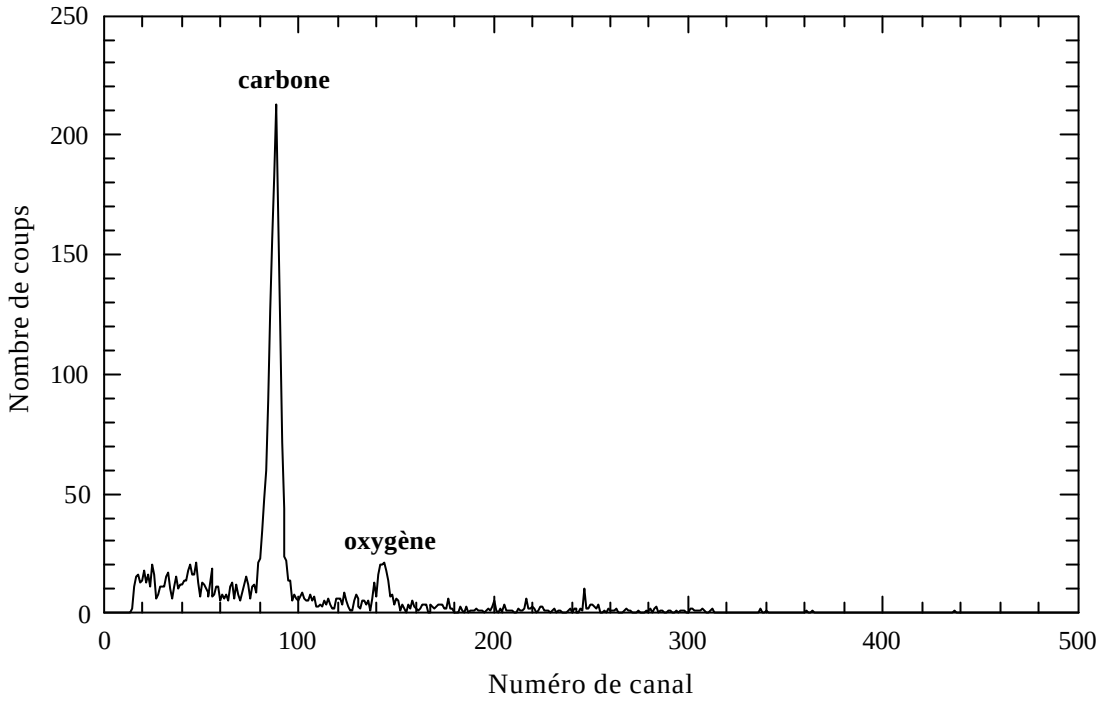


*Figure II-5 : Spectre en énergie des particules **α** rétrodiffusées détectées à 165° pour une cible de 3,5 µg/cm² de carbone.*

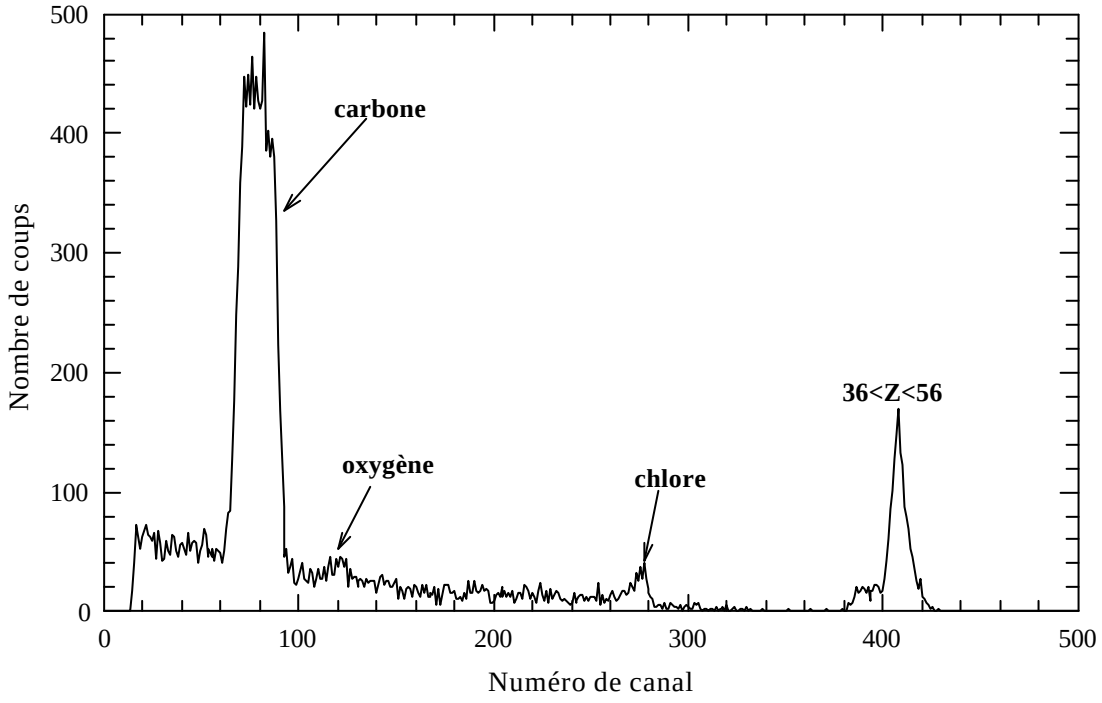


*Figure II-6 : Spectre en énergie des particules **α** rétrodiffusées détectées à 165° pour une cible de 28 µg/cm² de carbone.*

Le tableau II-3 donne l'ensemble des caractéristiques des cibles sélectionnées pour notre expérience. Les incertitudes portées dans ce tableau correspondent à l'erreur statistique sur le pic de carbone des spectres enregistrés.

Epaisseur de carbone µg/cm²	support de cible ϕ (mm)	Z impuretés	Pourcentage d'atomes/cm² d'impuretés	Contribution des impuretés au signal de capture (%)
3,5 (±27%)	ϕ 6	8	5,4	16,1
8,6 (±15%)	ϕ 6	8	4,6	13,7
12,6 (±10%)	ovale	8 24	1,08 0,048	3,2 1,6
22,5 (±10%)	ϕ 16	8 11	0,5 0,086	1,5 0,67
42 (±5%)	ϕ 20	8 25	0,33 0,05	1 1,8
98 (±5%)	ϕ 16	8 29	0,26 0,016	0,8 0,75
201 (±5%)	ϕ 16	_	0	0

Tableau II-3 : Récapitulatif des caractéristiques des cibles de carbone utilisées lors de l'expérience.

II- 2 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II- 2- 1 Obtention du faisceau projectile

1) Description générale du GANIL

Le plan général du GANIL est présenté figure II-7. Le GANIL utilise une source à résonance cyclotro-électronique, ou source ECR, pour produire le faisceau d'ions primaires.

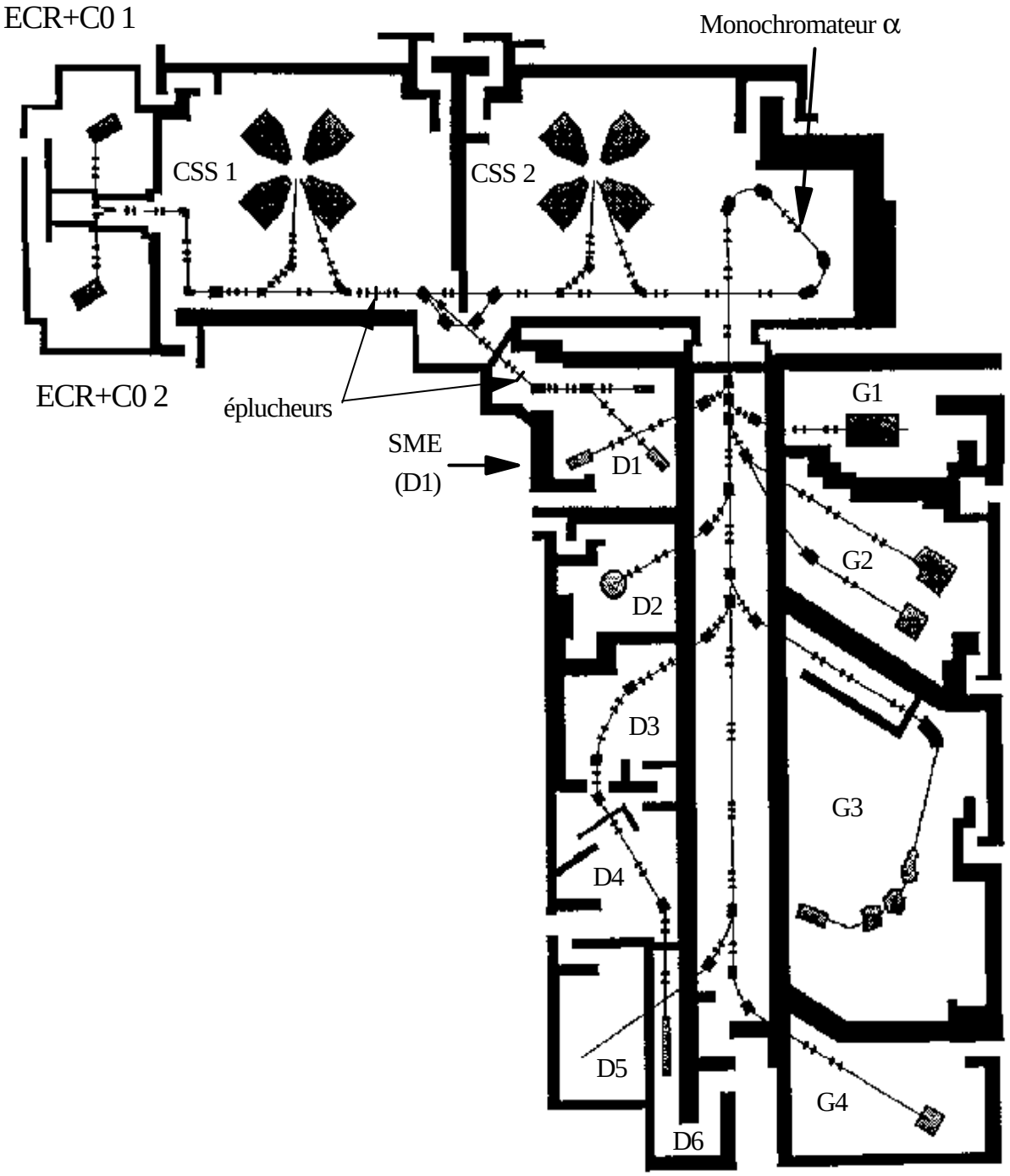


Figure II-7 : Plan général du GANIL et des aires expérimentales

A ce stade, les ions sont modérément chargés. Ce faisceau primaire est alors injecté dans un petit cyclotron à secteurs plats, C01 ou C02, afin d'accélérer les ions et de servir d'injecteur sur la première orbite d'un cyclotron à secteurs séparés CSS1. Ce cyclotron accélère les ions jusqu'à des énergies comprises entre 4 et 13 MeV/A. En sortie de CSS1, le passage au travers d'un éplucheur permet d'arracher des électrons et donc d'augmenter le rapport charge sur masse. Il devient alors plus facile d'accélérer et de courber les ions. Les ions ainsi produits sont injectés dans un second cyclotron à secteurs séparés, CSS2, identique au premier. A ce stade, l'énergie des ions peut être multipliée au maximum par un facteur 7. Avant d'être acheminé vers les aires expérimentales, l'état de charge désiré du faisceau peut être sélectionné au niveau du spectromètre alpha (spectromètre de haute résolution). On voit bien que, tirant parti de la possibilité donné par l'éplucheur d'augmenter la charge des ions, GANIL est divisé en deux grands ensembles : l'ensemble pré-éplucheur (source ECR, C01 ou C02 et CSS1) dans lequel des ions lourds relativement peu chargés sont produits puis accélérés et l'ensemble post-éplucheur (CSS2, spectromètre alpha) dans lequel les ions lourds très chargés atteignent leur vitesse maximale.

Les faisceaux d'énergie intermédiaire produits par le premier cyclotron CSS1 présentent un grand intérêt pour la physique atomique et la physique de la matière condensée, ce qui a motivé la création d'une Sortie Moyenne Energie (SME) en amont de CSS2 disponible depuis juin 1989. Des expériences à moyenne énergie peuvent être menées en parallèle avec les expériences à haute énergie, car deux faisceaux, après l'éplucheur, peuvent être utilisés : l'un dont l'état de charge q est injecté dans CSS2 (pour obtenir des ions d'énergie maximale) et l'autre dont l'état de charge q' inférieur à q (q'=q-1 ou q-2) est aiguillé dans la salle D1. L'expérience décrite dans la suite a été réalisée sur la ligne SME.

2) La ligne SME

Nous avons utilisé, sur la sortie SME, la ligne plus particulièrement dédiée à la *physique atomique*. Cette ligne (figure II-8), comme les autres lignes, est dotée de nombreux dispositifs assurant la conduite du faisceau tels que des dipôles, des quadrupôles de focalisation, des appareils permettant de contrôler son intensité et son profil par l'intermédiaire de cages de Faraday et de sondes de profil et enfin des systèmes permettant d'assurer un vide secondaire tout le long du trajet du faisceau (pompes primaires, turbomoléculaires et cryogéniques).

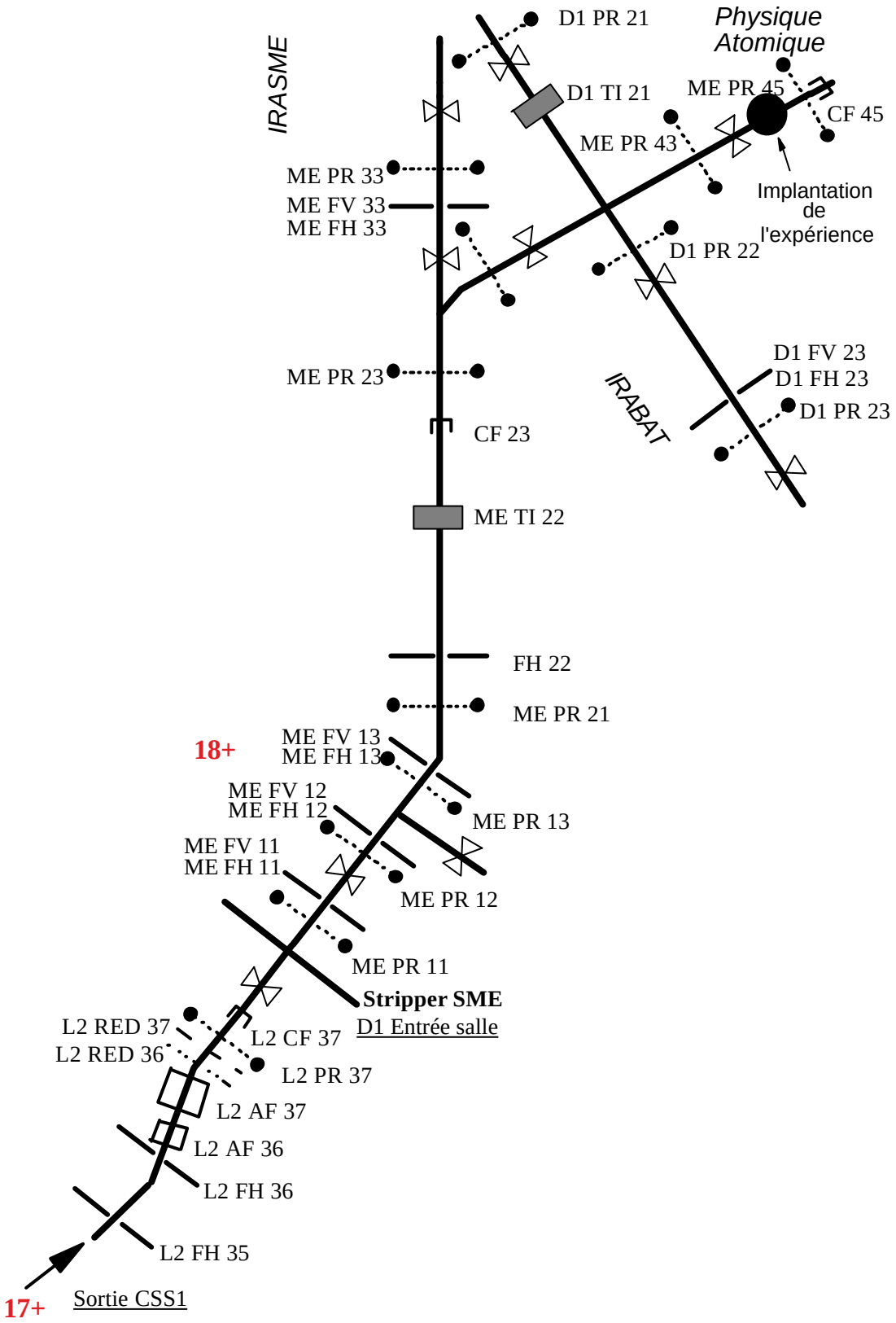


Figure II-8 : Schéma de la ligne SME (CF : cage de Faraday, AF : arrêt faisceau, FV et FH : fentes verticales et horizontales respectivement, PR : profileurs, RED : réducteurs d'intensité, TI : transformateurs d'intensité).

A l'entrée de la salle se trouvent, derrière un dispositif offrant la possibilité de monter des éplucheurs, des fentes qui permettent de couper le faisceau en émittance. La production d'état de charge après les différents éplucheurs est examinée en détail dans le paragraphe suivant. Lors de cette expérience, les fentes ont été utilisées pour ajuster le nombre d'ions voulus sur la cible et dans certains cas minimiser la contribution du bruit de fond. Enfin une cage de Faraday située derrière notre chambre de collision (en bout de ligne) nous permet de mesurer le courant du faisceau et de monitorer les différentes mesures entre elles. Cette cage, dans laquelle a lieu l'arrêt du faisceau, est blindée extérieurement avec de la paraffine et équipée à l'intérieur d'un disque de graphite afin de minimiser la rétrodiffusion de neutrons et donc de limiter le bruit de fond sur nos détecteurs.

3) Etats de charge du faisceau projectile

En sortie de CSS1, le GANIL fournit des ions Ar^{10+} à 13,6 MeV/u. La charge des ions est augmentée pour atteindre 18+, sur la ligne *physique atomique*, en utilisant deux éplucheurs, un en sortie de CSS1 et l'autre à l'entrée de SME (figure II-7). Leurs caractéristiques respectives (épaisseurs et nature) ont été optimisées par l'utilisation du code ETACHA développé au laboratoire (*Rozet et al 1989 et 1996, Adoui 1995*). Ce code permet de prédire les distributions des états de charge d'un ion lourd rapide à la sortie d'une cible solide. Il est basé sur un modèle collisionnel qui ne sera que brièvement décrit ici.

Ce modèle est limité aux ions rapides ayant au maximum 28 électrons répartis sur les sous couches 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d et néglige tous les doubles processus. Basé sur un système d'équations différentielles couplées (84 équations), il inclut les sections efficaces de gains et de pertes d'électrons résultant d'une compétition entre les processus collisionnels et les processus de désexcitation radiative et Auger. Les processus pris en compte pour prédire l'évolution dynamique des populations, en fonction de l'épaisseur de cible traversée, des sous couches sont :

(1) **La capture non radiative** dont les sections efficaces sont calculées dans l'approximation Eikonale (*Meyerhof et al, 1985*) qui donne pour des ions suffisamment rapides des résultats voisins de ceux obtenus par CDW (§I-1-2) et **la capture radiative** dont les sections efficaces sont données par la formule de Bethe et Salpeter (*1977*). Ces sections efficaces sont proportionnelles au nombre de trous dans la couche finale considérée.

(2) **L'ionisation**[*] dont les probabilités sont proportionnelles au nombre d'électrons de la couche initiale considérée.

(3) **L'excitation**[*] intercouche et intracouche dont les sections efficaces sont, toujours dans une approximation à électron indépendant, proportionnelles au nombre d'électrons de la couche initiale et au nombre de trous dans l'état final considéré.

(*) Les calculs de type Born I de ces sections efficaces sont détaillés dans les paragraphes I-1-3 et IV-1-3-2

(4) **La désexcitation radiative** d'un état nℓ donné

(5) **La désexcitation Auger** mettant en jeu deux électrons ; ce processus devenant prépondérant dans les couches externes.

Les sections efficaces atomiques des processus (1), (2) et (3) sont périodiquement recalculées dés que le projectile perd, dans le milieu, une énergie significative. De même, à chaque fois que l'état de charge moyen de l'ion aura varié approximativement d'une unité, les énergies de liaison des électrons de l'ion considéré seront recalculées et les sections efficaces des divers processus modifiées. Ce modèle combine 84 équations différentielles, car *i)* pour les sous couches 1s, 2s et 2p, les probabilités sont traitées de façon dépendante c'est-à-dire que la présence de trous ou d'électrons dans chaque sous couche est corrélée ($3 \times 3 \times 7 = 63$ équations) et *ii)* pour les sous couches 3s, 3p, et 3d, les électrons sont traités de façon non corrélée (3+7+11=21 équations).

En sortie de CSS1, nous avons choisi une cible de carbone comme éplucheur pour passer d'un état de charge 10+ à 17+. Afin de maximiser la production d'ions Ar^{17+}, sans trop diminuer la fraction de 18+ injectée dans CSS2 pour la voie "haute énergie", nous nous sommes servis d'une épaisseur de 120 µg/cm², épaisseur qui correspond à une épaisseur dite "hors d'équilibre", figure II-9. Ensuite pour optimiser le changement de 17+ à 18+, nous avons employé, à l'entrée de la ligne SME, une cible, là aussi de carbone, mais de 333 µg/cm² qui ne correspond pas tout à fait à une épaisseur dite "d'équilibre", figure II-10, mais qui assure une production élevée d'ions Ar^{18+}. L'intensité maximale, que nous avons obtenue à la sortie de cette cible, fut de 540 nAe (pour une intensité de 17+ de 790 nAe et de 10+ en sortie CSS1 de 930 nAe). Afin d'ajuster cette intensité, nous avons fait varier l'acceptance des fentes, placées

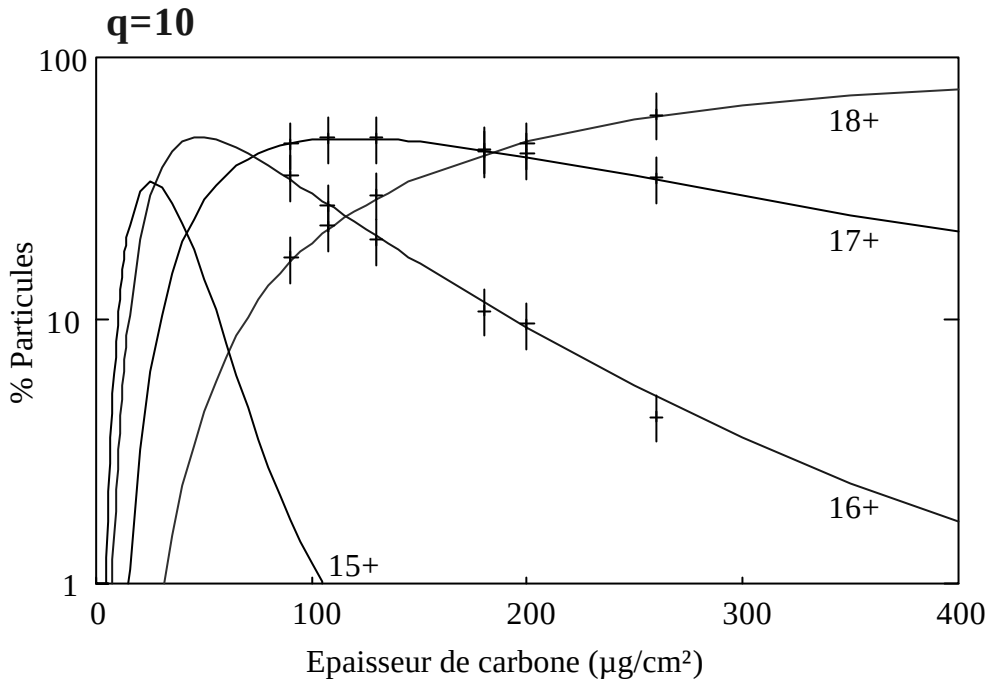


Figure II-9 : Evolution de la distribution d'état de charge
pour la collision Ar^{10+} ® C à 13,6 MeV/u en fonction de l'épaisseur de cible.

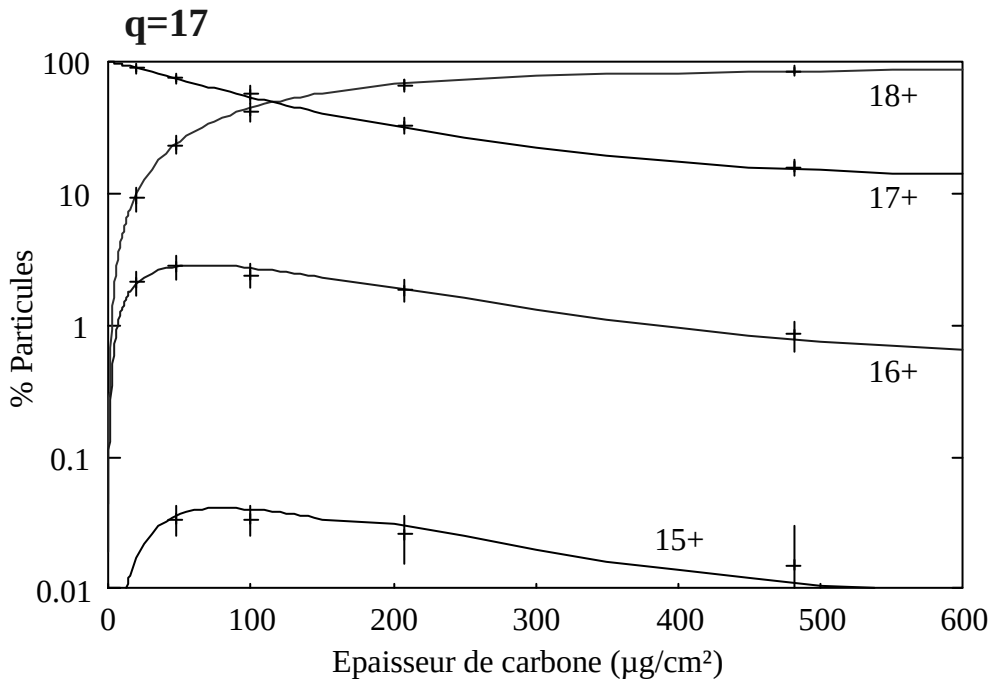


Figure II-10 : Evolution de la distribution d'état de charge
pour la collision Ar^{17+} ® C à 13,6 MeV/u en fonction de l'épaisseur de cible.
Les lignes continues correspondent aux valeurs données par le code ETACHA

juste derrière l'éplucheur, en ayant vérifié que la coupure en émittance du faisceau n'entraînait pas autre chose qu'une pure et simple réduction en intensité du faisceau. Nous sommes passés, pendant l'expérience, d'une émittance de $12\pi\times12\pi$, qui permettait d'atteindre une intensité de 540 nAe, à $0{,}4\pi\times0{,}4\pi$ qui limitait l'intensité à 3 nAe. Cette possibilité d'utiliser une large gamme d'intensité d'ions Ar^{17+}, nous a permis d'optimiser pour chaque épaisseur de cible le taux de comptage sur nos détecteurs.

Au niveau de notre chambre de collision, ce faisceau d'argon 18+ de 13,6 MeV/u est envoyé sur des cibles de carbone de différentes épaisseurs (3,5 à 200 µg/cm²) couvrant le domaine dit du pré-équilibre. En effet, le modèle ETACHA prévoit que l'équilibre des états de charge est presque atteint pour une épaisseur de carbone de 200 µg/cm² (figure II-11). Comme nous l'avons déjà dit au début de ce chapitre, on constate sur cette figure que la production de 16+ (entraînant des raies de désexcitation de type héliumoï de) n'excède jamais 3% de celle des ions Ar^{17+} même pour la cible la plus épaisse.

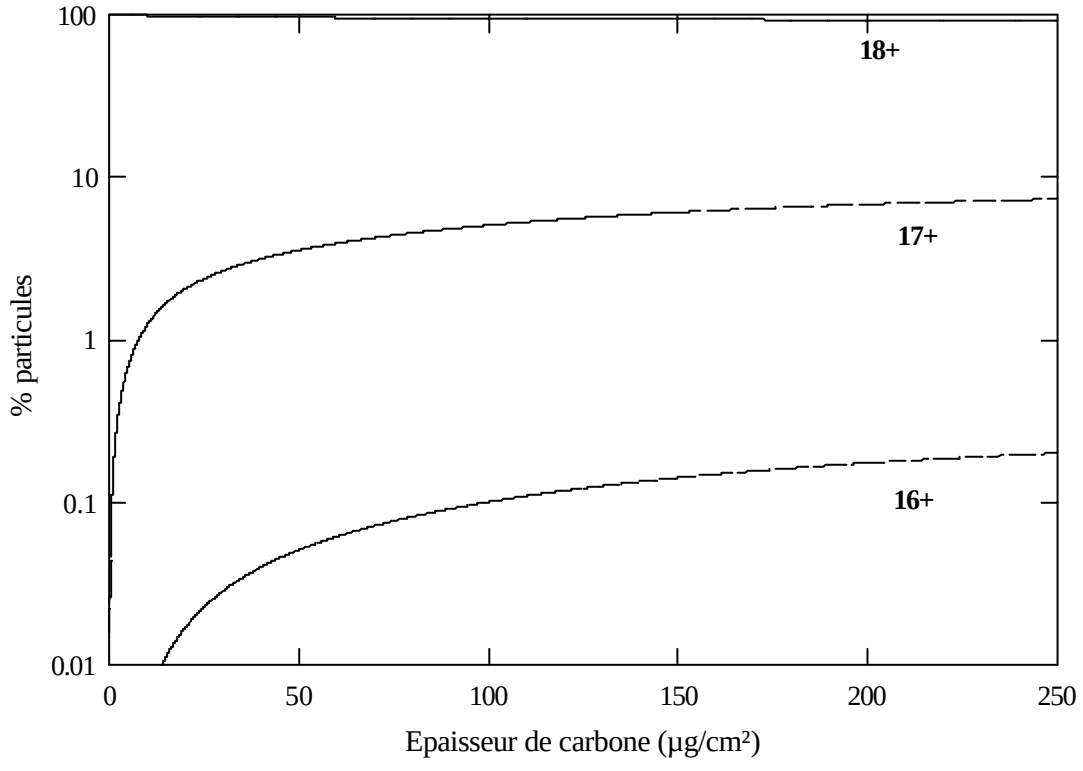


Figure II-11 : Evolution de la distribution d'état de charge pour la collision Ar^{18+} ® C à 13,6 MeV/u en fonction de l'épaisseur de cible.

II- 2- 2 Description du montage expérimental

La figure II-12 présente de façon schématique le dispositif de notre expérience.

Les X émis en vol par le projectile sont analysés à 90° par rapport à l'axe du faisceau (axe x) à différentes distances de la cible par deux détecteurs Si(Li) placés en vis-à-vis. Ces deux détecteurs ont enregistré des spectres jusqu'à 50 mm derrière la cible, ce qui correspond à un temps de retard maximum de 1 ns. Pour des raisons évidentes de simplicité, la cible était translatée par un système motorisé pas à pas de type Microcontrole (translation selon l'axe x) plutôt que les détecteurs. Les supports de cible étaient fixés sur un barillet tournant et pouvant accueillir 10 supports. Ce mouvement de rotation (dans le plan Oyz) permet de changer de cible sans casser le vide dans la chambre de collision. La résolution en temps de 5,9 ps est assurée par un système de collimation, devant chaque détecteur Si(Li), utilisant des fentes de longueur 60,4 mm, de largeur 300 µm et de hauteur 7 mm. De plus, afin d'enregistrer deux spectres différents durant un temps d'acquisition donné, les fentes devant chacun des détecteurs sont décalées de +3,3 mm et de -3,3 mm par rapport au centre de la chambre de collision (c'est-à-dire l'origine des axes). Cette astuce a permis d'augmenter la zone d'exploitation des mesures le long de l'axe Ox et de faire des recouvrements de mesures d'un détecteur à l'autre.

Un détecteur Ge placé à 150° enregistre l'ensemble des X émis par le projectile et la cible. Devant ce détecteur, un diaphragme de diamètre 260 µm et d'épaisseur 1mm est utilisé pour limiter l'angle solide. Nous nous sommes, en effet, imposés d'avoir un taux de comptage inférieur à 1000 coups/s, restant ainsi compatible avec un temps mort d'acquisition raisonnable.

Le diamètre du faisceau est de 2 mm. Son intensité est mesurée à l'aide de la cage de Faraday localisée à quelques mètres derrière la chambre de collision. Pour notre expérience, cette intensité a varié entre 3 et 540 nAe. Un vide secondaire dans la chambre est maintenu à 10^{-7} Torr par une pompe turbomoléculaire.

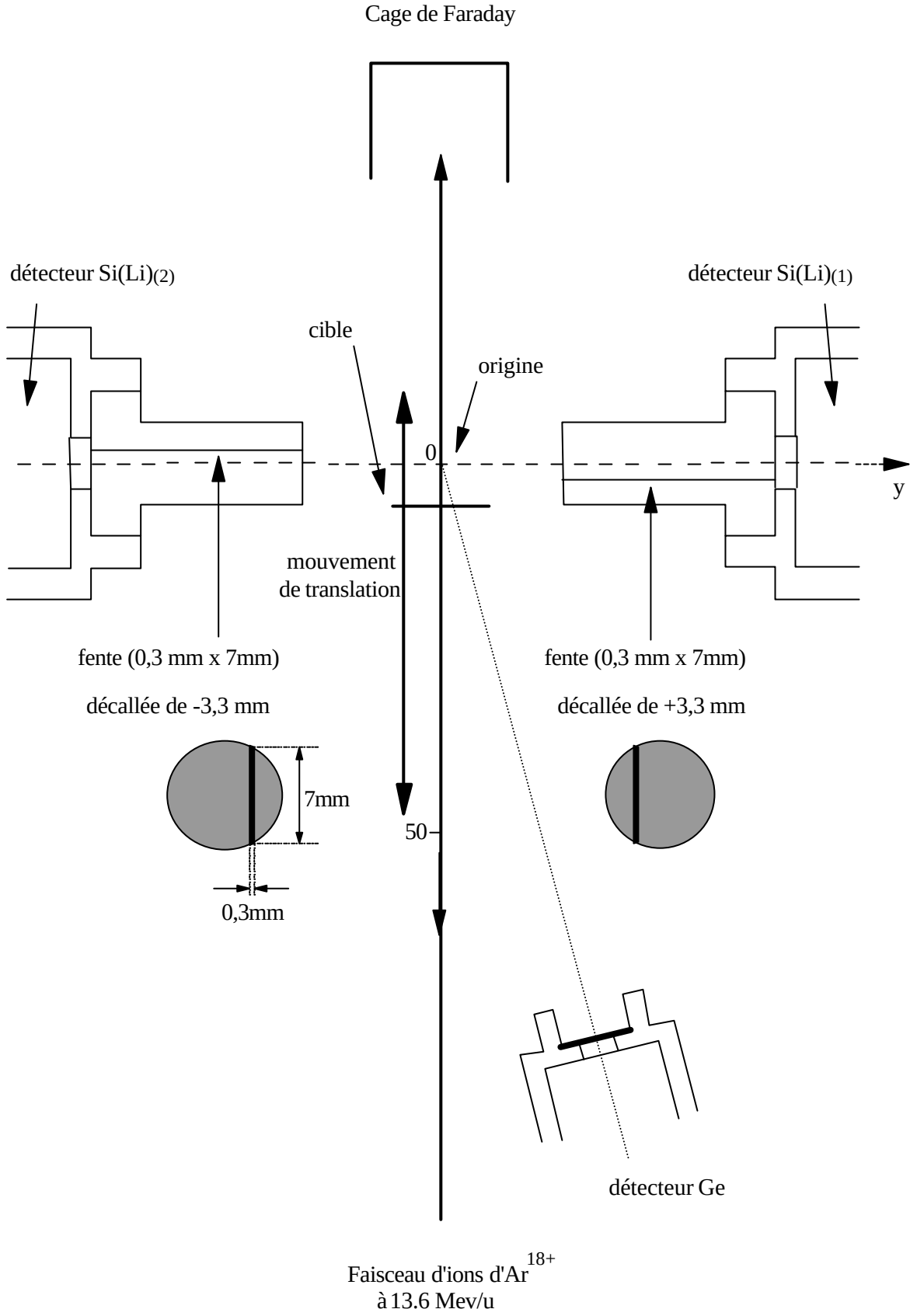


Figure II-12 : Dispositif expérimental.

II- 3 LA DETECTION

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, nos détecteurs Si(Li) et Ge sont placés respectivement à 90° et 150° par rapport à l'axe du faisceau. On comprend bien que, pour l'étude des X retardés, l'angle de 90° s'impose. Le choix de l'angle à 150° ne s'est, lui, imposé que pour des raisons d'encombrement des détecteurs autour de la chambre de collision.

II- 3- 1 Analyse des transitions X émises par le projectile

1) Les transitions de type Lyman np® 1s

Les X du projectile, caractéristiques de la désexcitation radiative des états excités, sont émis en vol à la vitesse $\beta = \frac{v_p}{c} = \left[1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{E(MeV/u)}{931,5}}\right)^2\right]^{1/2} = 0,169$. L'énergie des transitions observées sera donc déplacée et les raies légèrement élargies par effet Doppler.

Les énergies E_L des X dans le référentiel du laboratoire, décalées par rapport aux énergies E_p (§II-1-2) dans le référentiel du projectile, sont alors égales à:

$$E_L(\theta_L) = E_p \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta_L} \qquad \text{II(4)}$$

θ_L étant l'angle d'observation dans le référentiel du laboratoire (angle de détection par rapport à l'axe du faisceau)

Le tableau II-4 donne un récapitulatif des énergies des transitions émises par le projectile et observées par nos détecteurs. Une seule des transitions de type héliumoï de, en l'occurrence la transition $1s2p \rightarrow 1s^2$, a été reportée dans ce tableau car, même pour la cible la plus épaisse, c'est la seule transition de ce type observée expérimentalement. Comme nous l'avons vu au paragraphe II-2-1-3, la désexcitation du niveau 2s vers l'état fondamental 1s conduit à l'émission d'X dont les caractéristiques et la distribution en énergie sont connues et

se situe entre 0 et l'énergie de la transition 2p→1s (au Lamb shift près) pour la désexcitation de type 2E1 et à l'énergie de la transition 2p→1s (au Lamb shift près) pour la désexcitation de type M1.

Transitions observées	E_p (eV)	$E_L(\theta_L=90°)$ (eV)	$E_L(\theta_L=150°)$ (eV)
Lyα(He) ($1s2p\rightarrow1s^2$)	3128	3083	2689
Lyα(2p→1s)	3321	3273	2855
Lyβ(3p→1s)	3936	3879	3384
Lyγ(4p→1s)	4150	4091	3568
Ly(∑np→1s, n>4)	4362	4299	3750

Tableau II-4 : Energie des transitions Lyman observées à 90° et 150° par rapport à l'axe du faisceau.

Les transitions Lyman ont des énergies comprises entre 2,7 et 4,3 keV. Ces énergies sont détectables par des jonctions de type Si(Li) et Ge dont le seuil d'observation se trouve être autour de 1 keV pour les semi-conducteurs Si(Li) et de 2 keV pour des jonctions Ge. Une présentation détaillée des caractéristiques de ces détecteurs, en terme d'efficacité en particulier, est faite plus loin dans ce chapitre.

2) Rayonnement X du projectile et de la cible émis au niveau de la cible

Il faut noter, tout de suite, que ces transitions ne font pas l'objet de notre étude. Cependant, comme nous allons le voir, ces transitions sont observées par nos détecteurs si la cible se trouve dans le champ d'observation de ces derniers. Le fait de visualiser ces transitions sur des spectres, nous indique donc que des X émis au niveau de la cible sont susceptibles d'être observés, comme par exemple des X résultant du "freinage" radiatif des électrons dans la cible : rayonnement de freinage appelé bremsstrahlung (§III-2-2-3).

En particulier, l'identification correcte des transitions de capture radiative REC-K et REC-L nous servira directement dans l'analyse des données pour simuler totalement le

spectre et soustraire la contribution de bremsstrahlung à celle des transitions Lyman np $\rightarrow$1s qui nous intéressent. La capture radiative des électrons de la cible a lieu à partir d'états liés de la cible vers les couches les plus liées du projectile, essentiellement K et L. Cette capture s'accompagne alors de l'émission d'un photon dont l'énergie peut en première approximation s'écrire, dans le référentiel du projectile :

$$E_{REC-n} = (\gamma - 1) m_e c^2 + E_n \qquad \text{II(5)}$$

où m_e est la masse de l'électron, $\gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$ et E_n est l'énergie de liaison de l'état final de l'électron après capture sur le projectile. Cette formule suppose que les électrons soient libres, dans le référentiel du projectile, et qu'on néglige, par conséquent, les distributions de vitesse des électrons dans leurs états initiaux. Cette distribution de moment peut être prise en compte par l'intermédiaire du profil Compton (*Dauvergne 1993, Andriamonje et al 1996*), ce qui n'induit des effets notables que sur la distribution en énergie des photons de capture radiative. Les pics les plus probables correspondent à la capture des électrons en couche K et L du projectile. Le tableau II-5 donne les énergies des transitions REC-K et REC-L dans le référentiel du projectile qui sont décalées dans le référentiel du laboratoire par effet Doppler (formule II(4)).

Transitions observées	E_p (eV)	$E_L(\theta_L=90°)$ (eV)	$E_L(\theta_L=150°)$ (eV)
REC-K	11883	11713	10217
REC-L	8566	8443	7365

Tableau II-5 : Energie des transitions REC observées à 90° et 150° dans le cas du système Ar^{18+} (13,6MeV/u) ® C.

Pour achever la revue des X susceptibles d'être observés, nous énumérerons ici trois autres possibilités :

- La capture d'un électron de la cible de carbone par le projectile Ar^{18+} correspond à l'ionisation de cette cible. Une ionisation en couche K conduit alors à l'émission de la transition Kα d'énergie 277 eV, énergie inférieure au seuil d'observation ($\approx$1keV) des détecteurs. Cette transition n'est donc pas observée.

- L'interaction du faisceau avec le support d'Al peut engendrer, toujours par ionisation en couche K de l'Al, l'émission d'X_K d'énergie comprise autour de 1,5 keV. Or sur les spectres de bruit de fond (et plus particulièrement les spectres de bruit de fond *trou* §III-2-2-2), aucun pic à cette énergie a été observé.

- Les collimateurs montés devant nos détecteurs étant en laiton (principalement composé de cuivre), les transitions Kα et Kβ du Cu ont été identifiées sur tous les spectres. Ces raies dont l'énergie se situe autour de 8 keV, ne se trouvent pas dans la zone de détection des transitions Lyman. Bien qu'étant observées sur certains spectres, elles ne posent donc aucun problème lors de l'analyse des résultats.

3) Influence de la polarisation des X émis

L'intensité de l'émission d'une transition dipolaire varie en fonction de la polarisation P du rayonnement et de l'angle d'émission θ_p de ce même rayonnement dans le référentiel du projectile par rapport à l'axe du faisceau (axe de quantification).
Cette intensité s'écrit alors (*Percival et Seaton 1958*):

$$I(\theta_p) = I_{moy}\frac{1 - P\cos^2\theta_p}{1 - P/3} \qquad \text{II(6)}$$

où: - I_{moy} est l'intensité moyenne émise.

- $P = (I_\pi - I_\sigma)/(I_\pi + I_\sigma)$ avec I_π et I_σ les intensités émises avec le vecteur champ électrique respectivement suivant dπ et dσ figure II-13.

- On peut montrer qu'à partir des transformations de Lorentz, θ_L et θ_p sont reliés par la formule: $\cos\theta_p = (\cos\theta_L - \beta)(1 - \beta\cos\theta_L)^{-1}$.

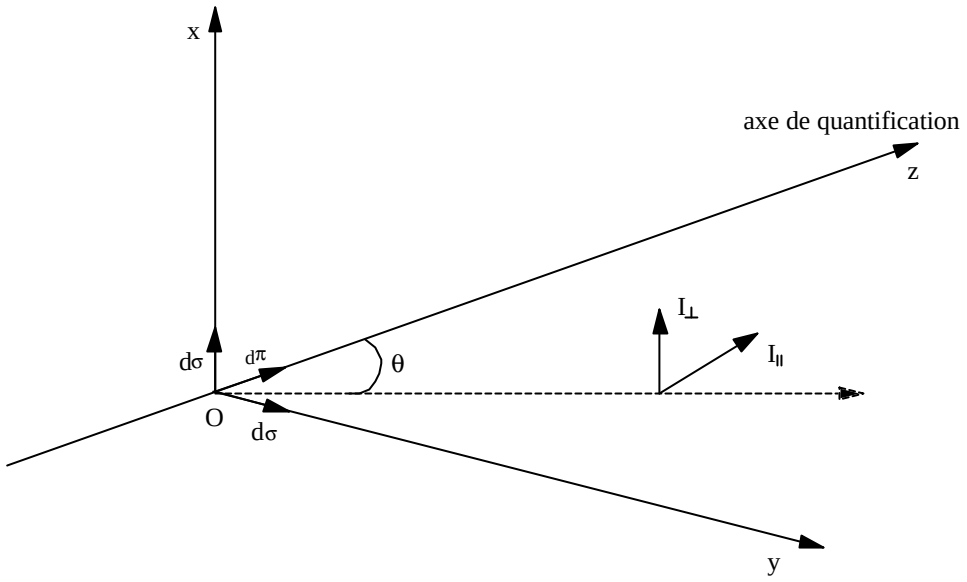


Figure II-13 : Caractéristiques de l'émission du rayonnement pour une transition dipolaire.

Les angles dits magiques, angles insensibles à la polarisation, sont ceux pour lesquels $I(\theta_p)=I_{moy}$.

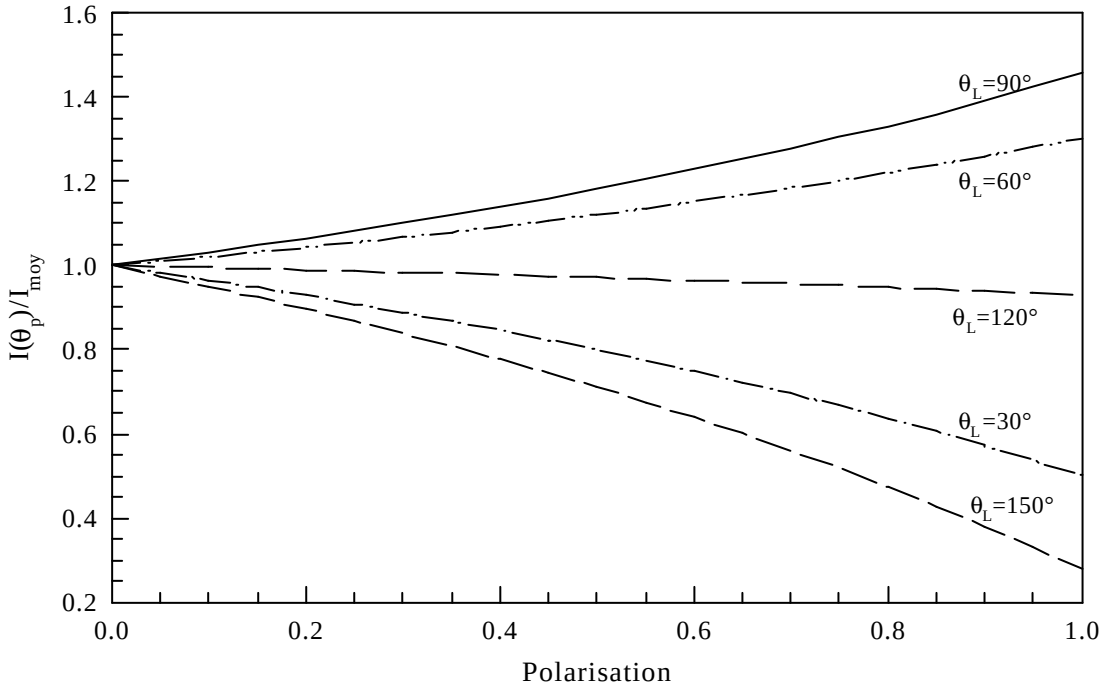


Figure II-14 : Evolution du rapport $I(\theta_p)/I_{moy}$ pour différents angles d'observation en fonction de la polarisation P du rayonnement.

La figure II-14 nous donne l'évolution du rapport $I(\theta_p)/I_{moy}$ en fonction de la polarisation pour plusieurs angles d'observation. On remarque alors, tout de suite, que les deux angles les plus sensibles à la polarisation sont ceux choisis pour notre expérience. Mais il était inconcevable d'observer les raies Lyman en fonction du temps de vol à l'angle de 120° avec un angle solide constant. Des raisons techniques nous ont imposé le choix des angles de 90° et 150°. Cependant des mesures effectuées pour différentes cibles gazeuses (*Ben Salah, 1990*) ont montré que la polarisation des transitions Lyman ($np \rightarrow 1s$), émises par des ions Kr^{35+}, est constante quel que soit n et vaut ≈25%. De plus, Wohrer et al (*1989*) ont mis en évidence que la polarisation est partiellement détruite en cible solide et n'excède pas 10% dans le cas de la raie Lyman α ($2p \rightarrow 1s$), toujours émises par des ions Kr^{35+}. Le tableau II-6 nous donne les valeurs du rapport $I(\theta_p)/I_{moy}$ pour nos deux angles d'observation et pour deux valeurs de la polarisation, dans le cas de l'Ar^{18+} à 13,6 MeV/u. Les valeurs obtenues pour P=10% justifient le fait que l'on puisse négliger cet effet dans nos études.

	$I(\theta_p)/I_{moy}$ pour θ_L=90°	$I(\theta_p)/I_{moy}$ pour θ_L=150°
P=10%	1,032	0,95
P=25%	1,082	0,8621

Tableau II-6 : Valeurs du rapport $I(\theta_p)/I_{moy}$ pour les deux angles d'observation utilisés et deux valeurs de polarisation des raies émises par le projectile (voir texte).

II- 3- 2 Principe de fonctionnement et caractéristiques des détecteurs

Le détecteur Ge est un semi-conducteur intrinsèque parfait, c'est-à-dire qu'au zéro absolu la bande de valence est entièrement remplie tandis que la bande de conduction est vide. Ces deux bandes sont alors séparées par une bande interdite ou gap de largeur ≈0,66 eV. Les détecteurs Si(Li) sont eux des semi-conducteurs extrinsèques de type p puisqu'ils sont dopés par un élément donneur d'électrons Li.

En appliquant une différence de potentiel entre les deux bornes de la jonction (polarisation), une zone isolante ou sensible (zone de détection) apparaît. Nous avons appliqué typiquement des tensions de l'ordre de 1000 V à 1500 V. Un photon X traversant cette zone peut crée un électron principalement par effet photoélectrique. Cet électron passe

de la bande de valence à la bande de conduction créant ainsi des paires électron-trou. A noter que l'effet Compton, caractérisé par des sections efficaces beaucoup plus faibles dans la gamme d'énergie 1-10 keV, est négligeable. La collection des charges, obtenue grâce au champ électrique dans la zone de déplétion, fournit alors un signal proportionnel à l'énergie du photon incident.

Nos trois détecteurs se composent d'une pastille détectrice placée dans un long tube sous vide, directement introduit dans la chambre de collision. Ce montage spécifique pour ce type de détecteur permet d'approcher la pastille détectrice le plus près possible de la zone d'interaction faisceau-cible et ainsi d'avoir un grand degré de liberté sur l'optimisation de l'angle solide. Une fenêtre de béryllium ferme ce long tube et assure ainsi l'étanchéité au vide du détecteur. Les connections électriques au niveau du cristal sont assurés par une couche d'or. Afin de diminuer le bruit thermique, ce tube est en liaison avec un cryostat qui refroidit l'ensemble à la température de l'azote liquide.

Nous allons, dans la suite, passer en examen les différentes caractéristiques des détecteurs utilisés qui sont nécessaires à l'analyse complète des données expérimentales.

1) La géométrie

Connaître les épaisseurs des différents composants formant le détecteur et les distances entre ces mêmes composants est une première étape pour l'élaboration des caractéristiques. Le tableau II-7 donne toutes ces grandeurs propres à nos trois détecteurs. Elles sont fournies par le fabriquant mais des tests en laboratoire ont permis soit de les valider soit de les corriger. Notons par exemple que l'épaisseur de zone morte du détecteur Ge a expérimentalement été mesurée et trouvée égale à 2 µm au lieu de 0,3 µm (épaisseur nominale).

	diamètre de la pastille (mm)	**épaisseur de la pastille (mm)**	**épaisseur de la fenêtre de Be (µm)**	**épaisseur de la zone morte (µm)**	**épaisseur de la couche Au (µm)**	**distance entre pastille et Be (mm)**
Si(Li) (1)	10	5,53	25,4	0,1	0,02	6
Si(Li) (2)	10	5,53	26,5	0,1	0,02	5
Ge	16	10	50	2	0,02	7

Tableau II-7 : Dimensions des composantes constituant les trois détecteurs.

En fait, dans notre étude, le diamètre de la pastille n'intervient pas notamment dans le calcul de l'angle solide de détection puisque ce sont les collimateurs placés devant nos jonctions qui limitent la zone d'interaction détectée.

2) L'efficacité

Les épaisseurs et la nature des éléments qui composent le détecteur permettent de déduire l'efficacité de ce dernier, c'est-à-dire le rapport entre les événements enregistrés et ceux émis par une source radioactive calibrée. L'efficacité relative ε_R qui dépend de l'énergie E du photon incident à détecter est alors le produit de l'efficacité intrinsèque ε_I du détecteur et de plusieurs facteurs correctifs. ε_I dépend des sections efficaces d'interaction d'un photon avec les atomes du matériau constituant la pastille détectrice et des facteurs correctifs de l'atténuation du rayonnement dans les autres matériaux constituant le reste du détecteur. A basse énergie, notamment, la perte d'efficacité est due à des effets d'absorption dans la feuille de Be et la zone morte. On a :

$$\varepsilon_R(E) = \varepsilon_I \times F \times (1 - P_{échap}) \qquad \text{II(7)}$$

avec: - $\varepsilon_I = 1 - \exp(-\mu_{ph}(E) \times x_{zs})$

$\mu_{ph}(E)$: coefficient d'atténuation de l'absorption photoélectrique dans Si ou Ge en cm^{-1}.

x_{zs} : épaisseur de la zone sensible du détecteur en cm.

- $F = \exp\left[-\left(\mu_{Be} \times x_{Be} + \mu_{zm} \times x_{zm} + \mu_{Au} \times x_{Au}\right)\right]$

μ_{Be}, μ_{zm}, μ_{Au}: coefficients d'atténuation totale, respectivement dans la feuille de Be, dans la zone morte du détecteur et dans la couche d'or en cm^2/g.

x_{Be}, x_{zm}, x_{Au} : épaisseurs de ces trois composants en g/cm^2.

- $P_{échap}$: probabilité d'avoir un pic d'échappement. Les pics d'échappement apparaissent lorsqu'un photon primaire de la source crée, par effet photoélectrique, un trou en couche K, (L,...) du Ge ou Si et que le photon de réarrangement s'échappe du détecteur (il est normalement réabsorbé) . Le photon X d'énergie initiale E sera alors détecté à l'énergie $E-E_K$, ($E-E_L$,...), E_K,

(E_L,...) étant les énergies de liaison d'un électron K, (L,...) du Ge ou Si selon le type de détecteur. La probabilité de cette perte est d'autant plus importante que l'énergie du photon X caractéristique est plus grande. Cette probabilité s'exprime par (*Hansen et al, 1973*) :

$$P_{échap} = \frac{1}{2} \times \frac{\mu_E^K}{\mu_E} \times \omega_K \times \left[1 - \frac{\mu_S}{\mu_E} \ln\left(1 + \frac{\mu_E}{\mu_S} \right) \right]$$

μ_E^K : coefficient d'absorption photoélectrique en couche K.

μ_E et μ_S: coefficients d'absorption totale respectivement pour les photons incidents d'énergie E et pour les $X_{K\alpha}$ du cristal considéré.

ω_K : rendement de fluorescence K du cristal de silicium ou de germanium.

Détecteurs	ω_K	μ_S (cm²/g)
Si(Li)	0,05	357,5
Ge	0,535	40

Tableau II-8 : Valeurs du rendement de fluorescence K et du coefficient d'absorption totale pour les $X_{K\alpha}$ du cristal de Si(Li) ou de Ge.

Sur les figures II-15 et II-16 sont tracées les courbes d'efficacité calculées avec la formule II(7) en fonction de l'énergie des photons incidents ainsi que les points expérimentaux obtenus respectivement pour les détecteurs Si(Li) et le détecteur Ge. Ce sont ces mesures qui ont permis de déterminer véritablement l'épaisseur de zone morte du détecteur Ge. En effet, pour que la courbe d'efficacité reproduise correctement les mesures, il faut une épaisseur de zone morte de 2 µm plutôt que 0,3 µm (épaisseur nominale). Pour montrer l'influence de la fenêtre d'entrée de Be sur la transmission, les courbes sont tracées en tenant compte ou pas de l'absorption dans cette dernière. Nous pouvons constater que son influence est très grande dans le cas d'un détecteur Si(Li) et pratiquement inexistante sur l'efficacité du détecteur Ge. Le tableau II-9 donne les efficacités pour les transitions étudiées des deux détecteurs Si(Li) et du détecteur Ge. Les erreurs absolues sur les efficacités sont obtenues en estimant, pour les détecteurs Si(Li), à 50% la précision sur l'épaisseur de la zone morte et à 20% celle de la fenêtre de Be, et pour le détecteur Ge à 20% la précision sur la zone morte et

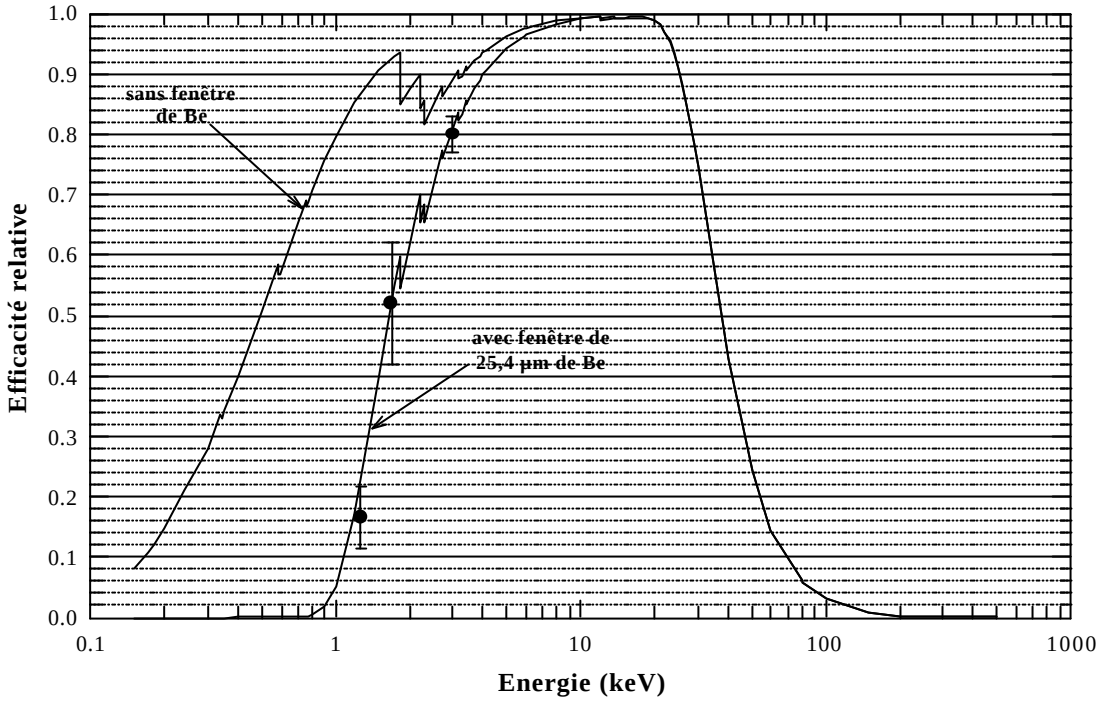


Figure II-15 : Efficacité du détecteur Si(Li) en fonction de l'énergie du rayonnement X détecté (cercles pleins : points expérimentaux, lignes : calculs voir texte).

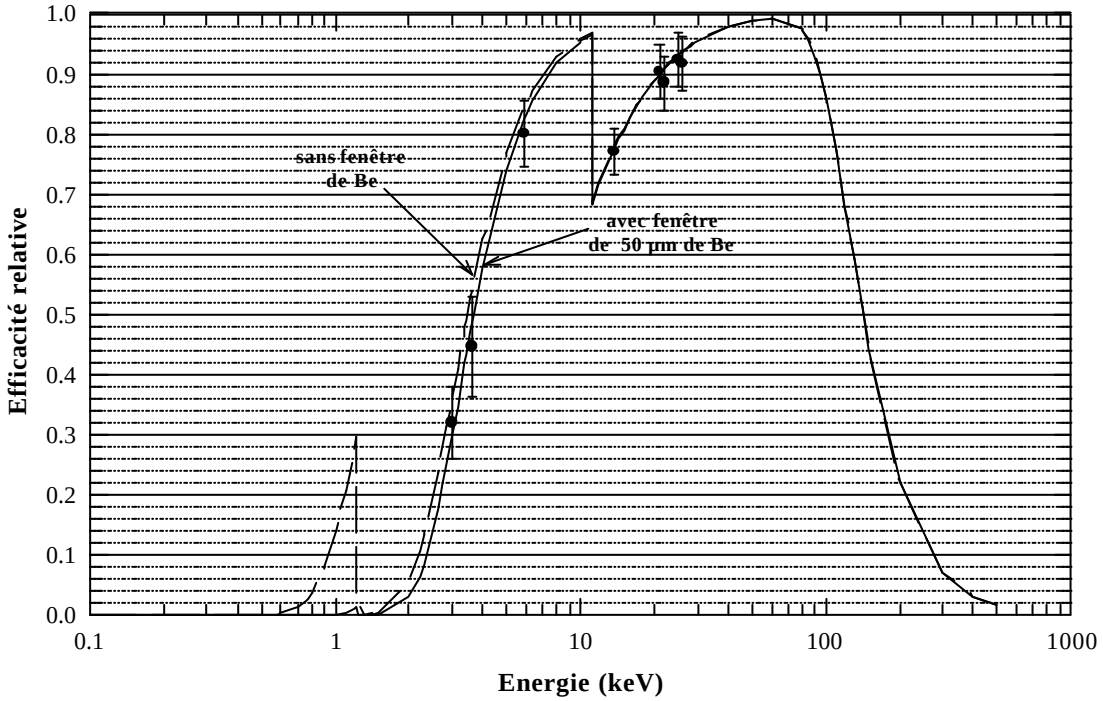


Figure II-16 : Efficacité du détecteur Ge en fonction de l'énergie du rayonnement X détecté (cercles pleins : points expérimentaux, lignes : calculs voir texte).

10% sur celle de Be. Ces diverses incertitudes sont déduites de la comparaison entre les points expérimentaux et le calcul théorique. Lorsqu'on s'intéresse à un rapport d'intensités entre les raies Lyman, l'erreur est alors de 1% pour les détecteurs Si(Li) et de 10% pour le détecteur Ge.

Transitions	Efficacité * Si(Li)	Efficacité Ge
2E1	0,27 (±8%) **	--
2p→1s	0,83 (±7%)	0,25 (±25%)
3p→1s	0,88 (±7%)	0,42 (±19%)
4p→1s	0,90 (±7%)	0,47 (±14%)
∑(np→1s, n>4)	0,91 (±7%)	0,52 (±12%)

Tableau II-9 : Valeurs de l'efficacité, selon le type du détecteur, pour chacune des énergies des transitions étudiées lors de notre expérience.

***** La valeur de l'efficacité du détecteur Si(Li)(1) est égale à 0,7 fois celle donnée ici.

****** Pour déduire cette valeur, nous avons *i)* convolué la distribution en énergie théorique de cette transition 2E1 (§II-1-2) avec l'efficacité du détecteur Si(Li) (figure II-15) pour obtenir la distribution en énergie expérimentale et *ii)* évalué le rapport entre l'intégrale de cette distribution expérimentale et celle de la distribution théorique, rapport trouvé égal à 0,39 pour le détecteur Si(Li)(1), c'est-à-dire 0,7×0,27. Bien sûr, nous n'avons pas besoin d'effectuer la même opération pour le détecteur Ge puisqu'on n'observe pas la transition 2E1 sur les spectres enregistrés par ce détecteur.

3) La réponse des détecteurs à basse énergie

Pour l'obtention précise de l'intégrale d'un pic caractéristique d'une transition, un facteur important à considérer est la réponse du détecteur. Sa connaissance est nécessaire pour l'analyse des résultats et surtout pour l'extraction de l'intensité de la raie de désexcitation de type 2E1 à cause de l'influence de la Lyman α (voir les spectres au chapitre III). Cette réponse est idéale si tous les pics ont une forme gaussienne, ce qui n'est pas le cas pour la détection de photons émis en vol par un projectile et ce d'autant plus que l'énergie des photons sera basse c'est-à-dire inférieure à ≈6 keV.

Des recherches sur la réponse des détecteurs Si(Li) et Ge ont été menées par plusieurs équipes (*Lechner et Strüder 1995, Campbell 1996, Campbell et Jorch 1979, He et al. 1990*) sur tout le domaine de détection des jonctions, de 1 à 100 keV. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux études effectuées dans le domaine d'énergie 1-6 keV .

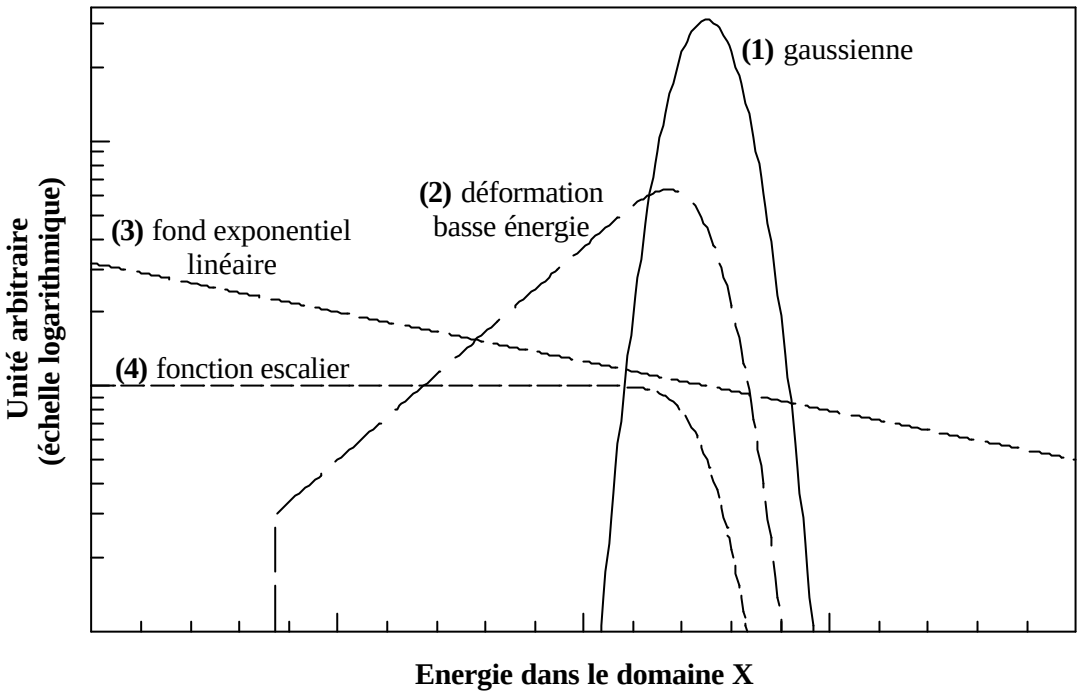


Figure II-17 : Représentation graphique des termes intervenant dans la réponse à basse énergie des détecteurs du type Si(Li) ou Ge.

Dans cette gamme d'énergie, tous ces auteurs s'accordent à dire que la réponse d'un détecteur pour des photons d'énergie E_X donnée se décompose, de façon caractéristique, en quatre termes (figure II-17) :

(1) le pic gaussien centré à l'énergie E du photon incident. Sa largeur dépend des fluctuations statistiques du nombre de paires électron-trou produites dans la zone détectrice du détecteur et du bruit électronique.

(2) la déformation basse énergie, appelée aussi *queue basse énergie*, due à une collection de charge incomplète au niveau de l'anode.

(3) un fond exponentiel-linéaire pouvant être dû à des gamma de haute énergie.

(4) une fonction escalier à gauche du pic gaussien principal dont l'origine physique est mal connue pour des X de basse énergie.

Cette réponse s'accompagne aussi, comme nous l'avons déjà vu, d'un pic d'échappement quand l'énergie du photon à détecter excède l'énergie du seuil K du matériau constituant la

pastille détectrice. Dans la gamme d'énergie du rayonnement émis considérée ici, ce type de pic ne peut apparaître que sur les spectres enregistrés par les détecteurs Si(Li) puisque, pour le Ge, E_K=11,1 keV. Le terme **(1)** domine la réponse de tels détecteurs quand l'énergie des photons augmente. Dans le cas des détecteurs Si(Li), le terme **(4)** est très faible en intensité par rapport aux autres contributions, ce qui n'est pas le cas des détecteurs Ge.

Plusieurs modèles ont été développés pour reproduire la réponse de tels détecteurs à basse énergie. Ils s'appuient soit sur des simulations Monte Carlo (*Gardner et al, 1986*) soit sur un modèle géométrique simple (*Inagaki et al, 1987*) sur lequel on s'attardera car il permet de bien visualiser la perte de collection de charge.

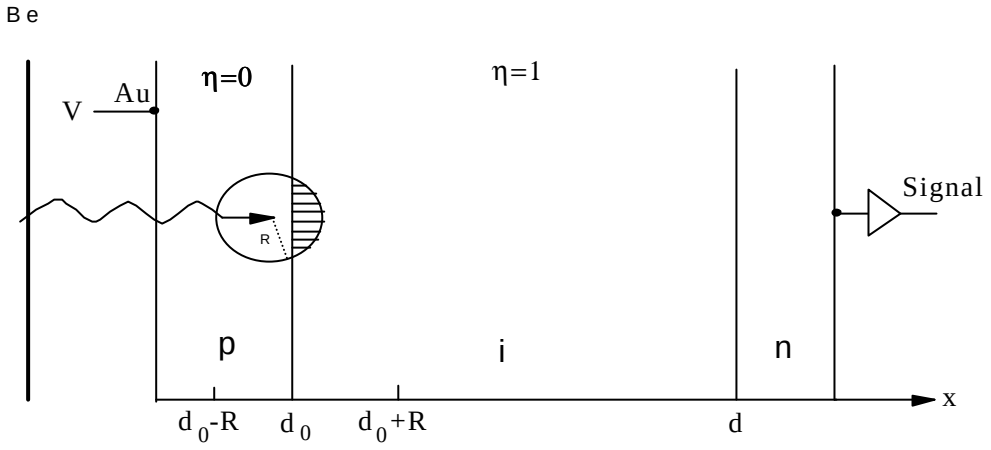


Figure II-18 : Schéma de principe de la perte de collection de charge pour un détecteur Si(Li).

La figure II-18 nous montre le schéma de principe des collections de charge pour un détecteur Si(Li). L'efficacité de collection de charge est η=1 dans la région intrinsèque i et η=0 dans la région de type p ou zone morte. Quand le photon incident est absorbé par effet photoélectrique à une profondeur x, le photoélectron généré (porteur primaire) perd son énergie cinétique dans le cristal par diffusion sur des phonons ou par impacts ionisants, créant ainsi des porteurs secondaires. Si on suppose que la distribution angulaire est isotrope, le nuage de porteurs générés a la forme d'une sphère de rayon R centrée sur la position où le photon a été absorbé. Si ce processus d'absorption a lieu à une profondeur x telle que $R+d_0<x<d$, toutes les charges générées seront collectées à l'anode: la réponse du détecteur sera en moyenne une gaussienne. Par contre, si ce processus a lieu à une distance $x<R+d_0$, les charges ne seront que partiellement collectées et cette perte de collection de charge entraînera

une déformation de la gaussienne vers les basses énergies. La charge collectée dans cette zone est alors proportionnelle au volume pénétrant dans la zone intrinsèque.

Ces modèles décrivent avec succès plusieurs caractéristiques de cette déformation telles que *(i)* sa forme exponentielle côté basse énergie, *(ii)* l'existence d'un seuil à basse énergie autour de l'énergie moitié du pic gaussien principal (le seuil à haute énergie étant situé autour de l'énergie du pic dominant) et *(iii)* l'évolution du rapport de son intensité par rapport au pic gaussien en fonction de l'énergie du photon incident.

De plus, la réponse d'un détecteur donné, notamment la proportion de cette *queue* par rapport au pic gaussien, dépend des conditions expérimentales et plus particulièrement du taux de comptage et de la tension appliquée au détecteur (tension qui détermine, entre autre, l'épaisseur de zone morte). Dans le prochain chapitre (§III-2-3-3) nous donnerons des données quantitatives propres à notre expérience sur la forme des raies utilisées pour chaque type de détecteur.

4) L'étalonnage en énergie

Connaissant très bien les énergies des X émis par des sources radioactives ainsi que celles des pics d'échappement induits et en relevant la position des raies correspondantes sur les spectres, on peut obtenir l'étalonnage en énergie pour chaque détecteur. Pour cet étalonnage nous avons aussi utilisé l'énergie de la raie Lyα dont l'énergie est bien connue et dont la position est déterminée avec une grande précision sur des spectres de haute statistique c'est-à-dire sur ceux enregistrés quand la cible se trouve dans ou très proche de la zone interceptée par les détecteurs. Les deux tableaux II-10 et II-11 donnent les énergies des raies utilisées pour l'étalonnage, respectivement, pour le détecteur Ge et les détecteurs Si(Li).

Les droites d'étalonnage sont obtenues par régression linéaire avec les différents couples (énergie, position). Sur les figures II-19, II-20 et II-21 nous avons tracé les droites d'étalonnage obtenues pour les trois détecteurs utilisés au cours de l'expérience.

Pour estimer l'erreur faite sur les positions des pics, deux étalonnages en énergie ont été effectués, un au début de l'expérience et l'autre à la fin de cette expérience. Nous avons pu en conclure que la position des raies est connue à ± 1 canal près.

Emetteurs	Type d'X ou de transitions émises	Energies (keV)
Source de ^{55}Fe	$X_{K\alpha}(Mn)$	5,895
Source de ^{109}Cd	$X_{K\alpha}(Cu)$	8,041
	$X_L(Ag)$	3,027
	2 pics d'échappements dus aux X:	
	- $K\alpha_1(Ag)$	12,114
	- $K\alpha_2(Ag)$	12,287
Ar^{17+}	Lyα à 150°	2,855

Tableau II-10 : Energies utilisées pour déterminer l'étalonnage du détecteur Ge (tables des radionucléï des: Lagoutine et al 1982 et Desclaux dans Mossé 1982 pour l'énergie de la raie Lyα).

Emetteurs	Type d'X ou de transitions émises	Energies (keV)
Source de ^{55}Fe	$X_{K\alpha}(Mn)$	5,895
Source de ^{57}Co	$X_{K\alpha}(Fe)$	6,399
	$X_{K\beta}(Fe)$	7,058
	γ de haute énergie	14,413
Fluorescence de l'Al	$X_{K\alpha}(Al)$	1,486
Ar^{17+}	Lyα à 90°	3,273

Tableau II-11 : Energies utilisées pour déterminer l'étalonnage du détecteur Si(Li) (tables des radionucléï des: Lagoutine et al 1982 et Desclaux dans Mossé 1982 pour l'énergie de la raie Lyα).

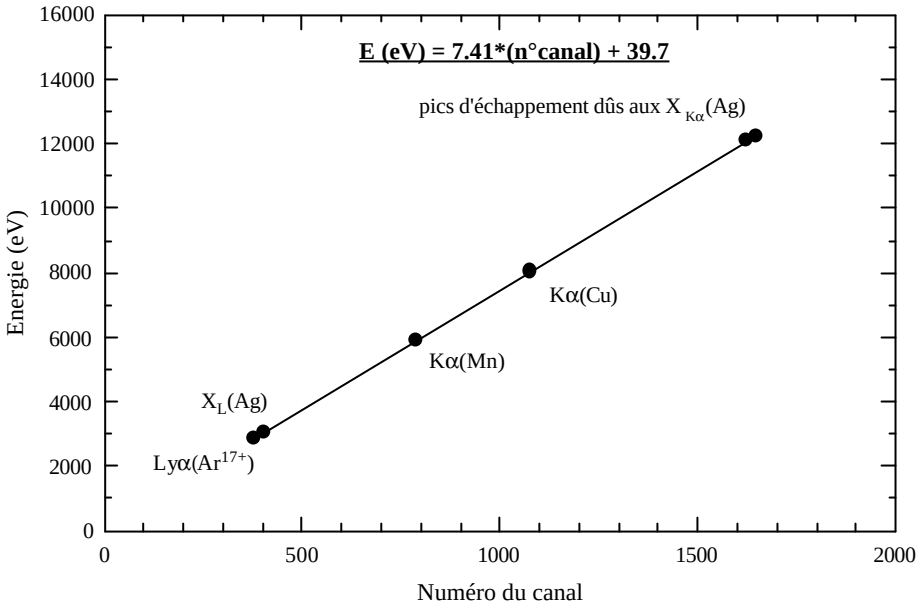


Figure II-19 : Droite d'étalonnage du détecteur Ge.

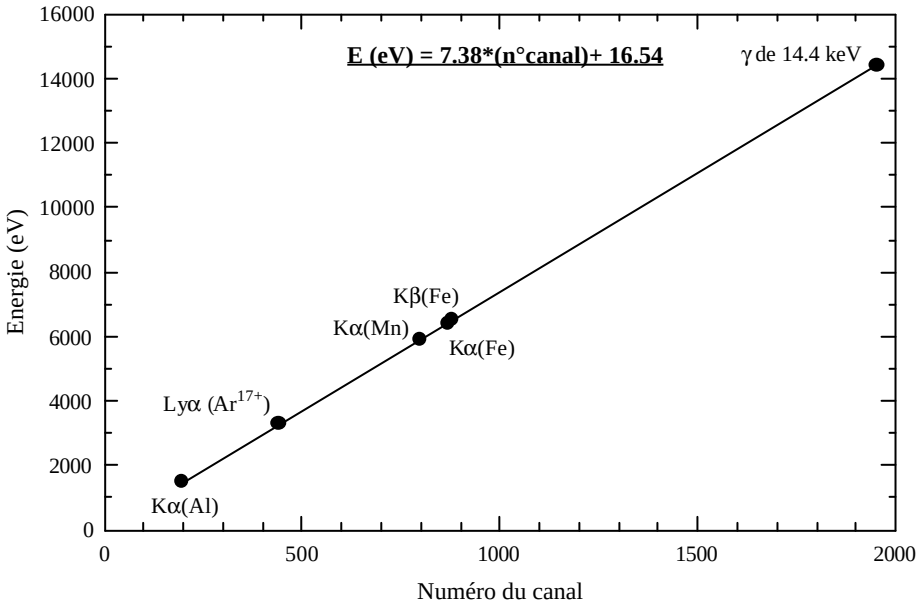


Figure II-20 : Droite d'étalonnage du détecteur Si(Li)(1).

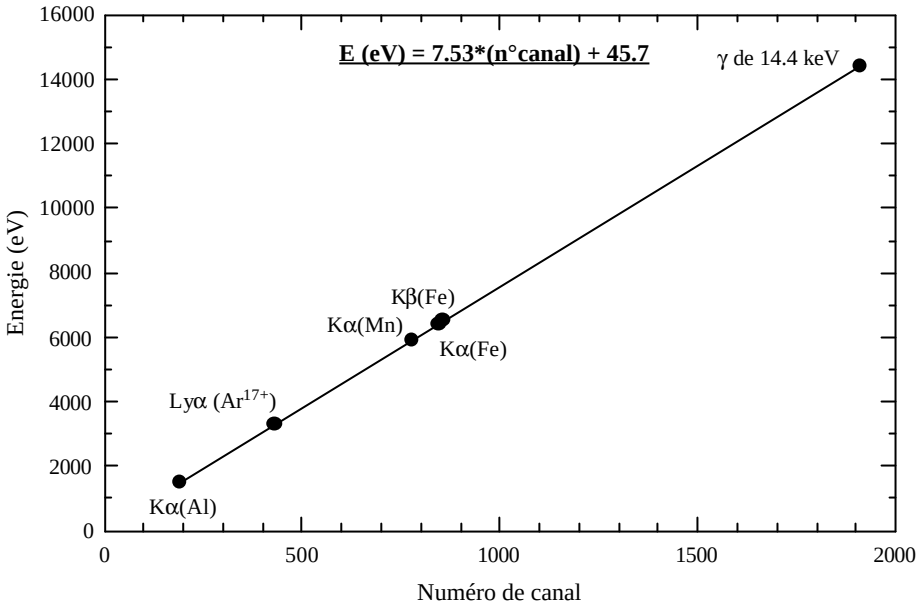


Figure II-21 : Droite d'étalonnage du détecteur Si(Li)(2).

5) La résolution

La résolution, fonction de l'énergie de la transition X détectée, correspond à la largeur à mi-hauteur des raies enregistrées par une jonction. Dans les conditions expérimentales et pour des énergies de l'ordre de 3keV, la résolution est de 280±5 eV pour le détecteur Ge, de 235±5 eV pour le détecteur Si(Li)(1) et de 222±5eV pour le détecteur Si(Li)(2). Ces valeurs permettent sans aucun problème de distinguer les transitions Lyα et Lyβ de l'ion Ar^{17+} étant donné que ces transitions sont séparées de 530 eV à 150° et de 600 eV à 90°. La largeur de telles raies correspond à la résolution intrinsèque des détecteurs (résolution qui varie avec l'énergie des X détectés en $\sqrt{E_X}$) et à l'élargissement dû à l'effet Doppler. Pour obtenir la résolution intrinsèque, il suffit bien sûr de relever les largeurs des raies des transitions X émises par des sources radioactives.

6) Les angles solides et transmission globale

Dans notre configuration expérimentale, ce sont les dimensions des collimateurs placés devant chacun des détecteurs qui délimitent l'angle solide de détection et non la taille de la pastille détectrice de Si(Li) ou Ge. Ce choix permet, dans le cas des détecteurs Si(Li), de maîtriser parfaitement la résolution en temps nécessaire à la détermination de l'intensité des transitions Lyman en fonction du temps de vol de l'ion projectile et, dans le cas du détecteur Ge, de limiter le taux de comptage. Ces deux raisons étant très différentes deux types de collimateurs sont utilisés.

Devant nos jonctions Si(Li) nous avons placé des fentes de longueur R= 60,4 mm, de largeur l=300 µm et de hauteur h=7 mm. La distance entre l'axe du faisceau et ces fentes est égale à d=64,4 mm. Cette configuration permet d'obtenir une résolution en temps de $6\ 10^{-12}$ s tout en gardant un angle solide suffisamment grand. Cet angle solide de détection relatif à un repère fixe s'exprime simplement comme:

$$\frac{\Omega_L}{4\pi} = \frac{l \times h}{4\pi(R+d)^2} \qquad \text{II(8)}$$

$$\text{soit } \frac{\Omega_L}{4\pi} = 1{,}07\ 10^{-5}\ (\pm 2{,}5\%) \qquad \text{II(8a)}$$

Dans le cas du détecteur Ge, le type de collimateur est très différent. Il s'agit d'un diaphragme d'épaisseur e=1 mm et de diamètre ϕ=260 µm. Pour une cible placée au centre de la chambre de collision x=0, l'expression de l'angle solide relatif à un repère fixe est très simple et s'écrit :

$$\frac{\Omega_L}{4\pi} = \frac{1}{2}\left[1 - \cos\left(\text{arctg}\frac{\phi}{2L}\right)\right] = \frac{S}{4\pi L^2} \qquad \text{II(9)}$$

$$\text{soit } \frac{\Omega_L}{4\pi} = 2{,}68\ 10^{-7}\ (\pm 2\%) \qquad \text{II(9a)}$$

où S est la surface du trou du diaphragme et L=126 mm la distance « cible-milieu du diaphragme » quand la cible est à la position x=0.

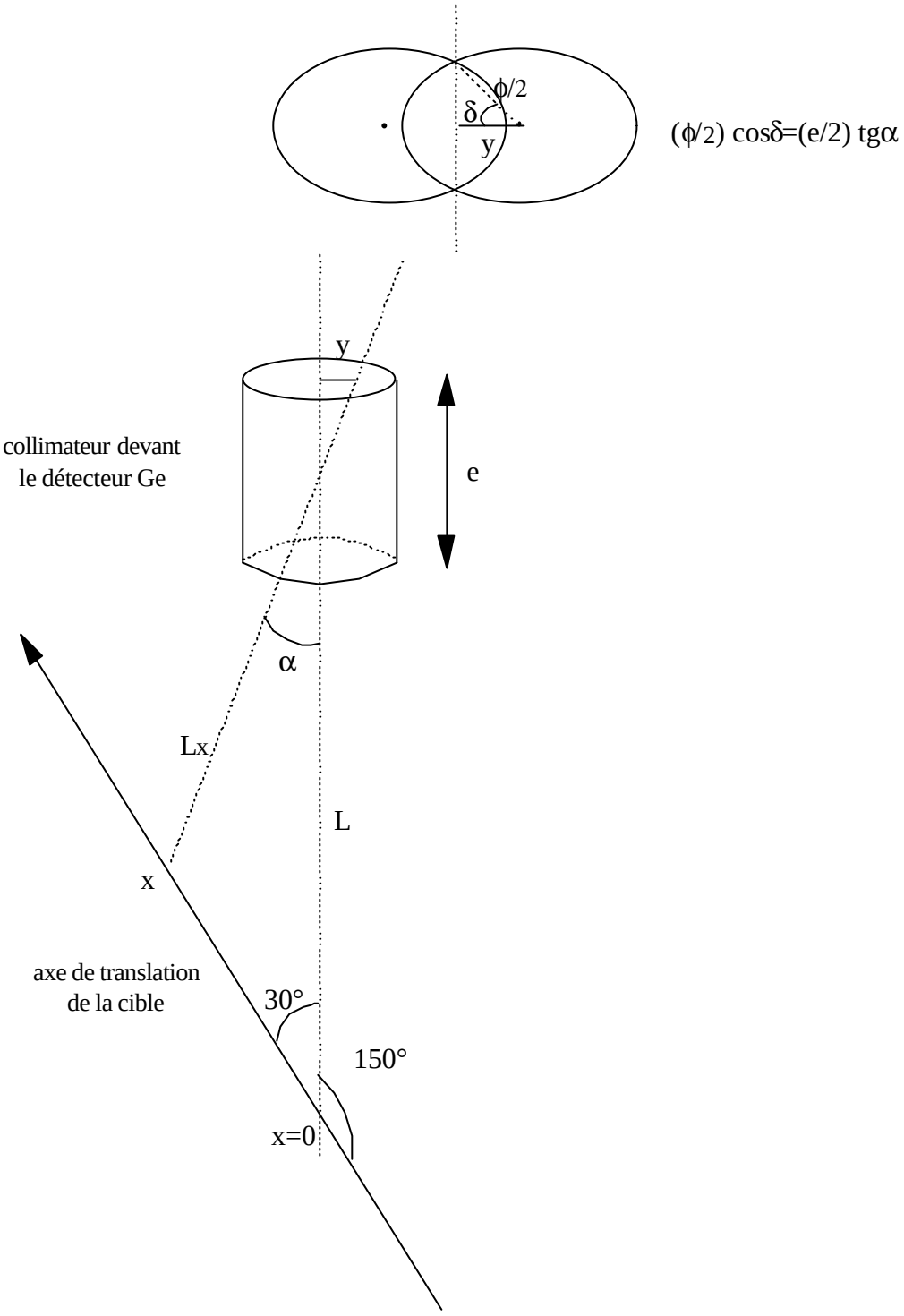


Figure II-22 : Variation schématisée des conditions géométriques sur l'angle solide du détecteur Ge en fonction de la position de la cible.

Ici de principe, la cible est translatée le long de l'axe du faisceau, il est donc évident que la distance cible - diaphragme varie avec la position x de la cible. En notant cette distance L_x, on a :

$$L_x = \left(x^2 + L^2 - 2xL\cos 30°\right)^{1/2} \qquad \text{II(10)}$$

Mais pour des raisons géométriques, présentées figure II-22, la surface effective du diaphragme varie également en fonction de x. On peut montrer que cette surface S(x) s'exprime en fonction des paramètres α et δ par :

$$S(x) = \left(\frac{\phi}{2}\right)^2 \cos\alpha(2\delta - \sin 2\delta) \qquad \text{II(11)}$$

$$\text{avec } \operatorname{tg}\alpha = \frac{x\sin 30°}{L - x\cos 30°} \text{ et } \cos\delta = \frac{e}{\phi}\operatorname{tg}\alpha$$

On peut vérifier que quand x=0 c'est à dire δ=90° et α=0, on retrouve $S(x)=S=\pi(\phi/2)^2$ et L_x=L=125,5 mm. La figure II-23 nous montre l'évolution de cet angle solide avec la position de la cible le long de l'axe x. Une comparaison avec les résultats expérimentaux est présentée en Annexe II. En effet, rappelons ici que seuls les spectres enregistrés par ce détecteur autour de x=0 ont été étudiés pour extraire l'intensité des transitions Lyman.

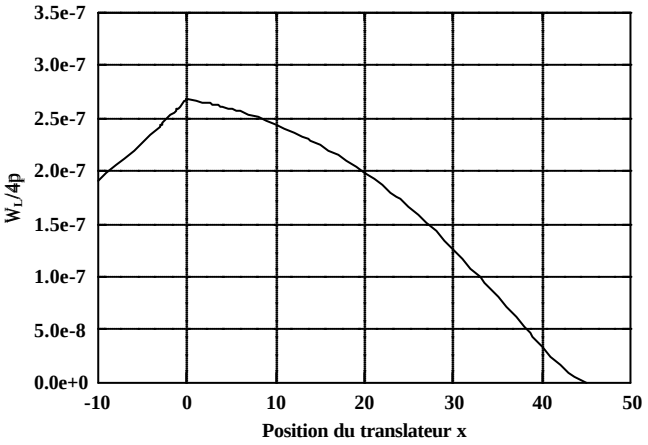


Figure II-23 : Courbe d'évolution de l'angle solide du détecteur Ge en fonction de la position de la cible.

Dans le repère du projectile, l'émission des X a lieu en vol à la vitesse $v_p/c=0,169$. A l'aide des transformations de Lorentz, on peut alors déduire la transformation, des angles solides. On a:

$$\frac{d\Omega_p}{d\Omega_L} = \frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta_L)^2} \qquad \text{II(12)}$$

Ce qui donne:

$$\text{à } \theta_L=90°,\ \frac{d\Omega_p}{d\Omega_L}=0,971 \qquad \text{II(13a)}$$

$$\text{à } \theta_L=150°,\ \frac{d\Omega_p}{d\Omega_L}=0,739 \qquad \text{II(13b)}$$

Les incertitudes sur ces deux valeurs sont complètement négligeables puisque *(i)* l'erreur sur β n'excède pas 0,3% dans le pire des cas c'est-à-dire pour la cible la plus épaisse (la perte d'énergie du faisceau est alors de l'ordre de $4,6\ 10^{-2}$ MeV/u) et que *(ii)* l'erreur sur θ_L estimé à ±0,1% engendre une incertitude négligeable de l'ordre de 0,06%.

Pour terminer ce paragraphe, nous donnerons dans le tableau III-12, pour chaque énergie observée par les détecteurs, les valeurs de la transmission globale, car cette grandeur intervient directement dans la détermination de la section efficace d'émission des transitions Lyman et 2s→1s (2E1) étudiées, comme nous le verrons dans le chapitre III. La transmission globale (tableau II-12) s'exprime par la formule :

$$T_{glob.} = \varepsilon_R \times \left(\frac{\Omega_L}{4\pi}\right) \times \left(\frac{d\Omega_p}{d\Omega_L}\right) \qquad \text{II(14)}$$

où ε_R est défini par la formule II(7), $\frac{\Omega_L}{4\pi}$ par II(8a) ou II(9a) et $\frac{d\Omega_p}{d\Omega_L}$ par II(13a) ou II(13b) selon que l'on considère un détecteur Si(Li) ou le détecteur Ge.

Transitions observées	Transmission globale Si(Li)(1)	Transmission globale Si(Li)(2)	Transmission globale Ge (quand la cible est à la position x=0)
2E1	$2.83\ 10^{-6}$ (±10,5%)	$4,05\ 10^{-6}$ (±10,5%)	--
2p→1s	$6,03\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$8,62\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$4,95\ 10^{-8}$ (±27%)
3p→1s	$6,44\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$9,14\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$8,32\ 10^{-8}$ (±21%)
4p→1s	$6,54\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$9,35\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$9,31\ 10^{-8}$ (±16%)
∑(np→1s, n>4)	$6,65\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$9,45\ 10^{-6}$ (±9,5%)	$10,3\ 10^{-8}$ (±14%)

Tableau II-12 : Transmission globale des détecteurs Si(Li) et Ge pour chacune des raies observées

Dans le cas des transitions Lyman observées par le détecteur Ge, on peut négliger l'autoabsorption des X dans la cible ; en effet, pour la cible la plus épaisse, cette autoabsorption n'excède pas 2,5%.

II- 3- 3 Chaîne d'acquisition et électronique associée

L'électronique se charge d'amplifier, de filtrer, de sélectionner et de transformer les signaux électriques issus de la pastille détectrice. Cette électronique associée à des jonctions est simple et est schématisée sur la figure II-24.

Intégré au bloc détecteur se trouve un préamplificateur (PA) ayant trois fonctions: collecter les charges et délivrer un signal dont l'amplitude sera proportionnelle à l'énergie des X détectés, donner à l'impulsion une forme compatible avec une électronique linéaire, adapter l'impédance du détecteur à celle de l'électronique logique. Ce préamplificateur, par lequel transite la haute tension de l'ordre de 1000 à 1500 V nécessaire à la polarisation de la jonction, possède un circuit de contre réaction permettant de diminuer le bruit électronique du détecteur. Une voie d'électronique linéaire et une voix d'électronique logique sont associées à chaque détecteur.

La voie d'électronique linéaire est constituée:

- d'un amplificateur linéaire qui amplifie le signal du préamplificateur.
- d'un "Linear Gate and Stretcher" ou LGS qui met en forme le signal et éventuellement le retarde.
- d'un codeur analogique numérique (ADC).

La voix d'électronique logique est constituée:

- d'un amplificateur linéaire.
- d'un discriminateur à fraction constante (T-SCA) qui crée une impulsion logique dont l'amplitude est indépendante de celle du signal entrant.
- d'un module (REDUV) qui permet d'introduire un retard à durée variable.

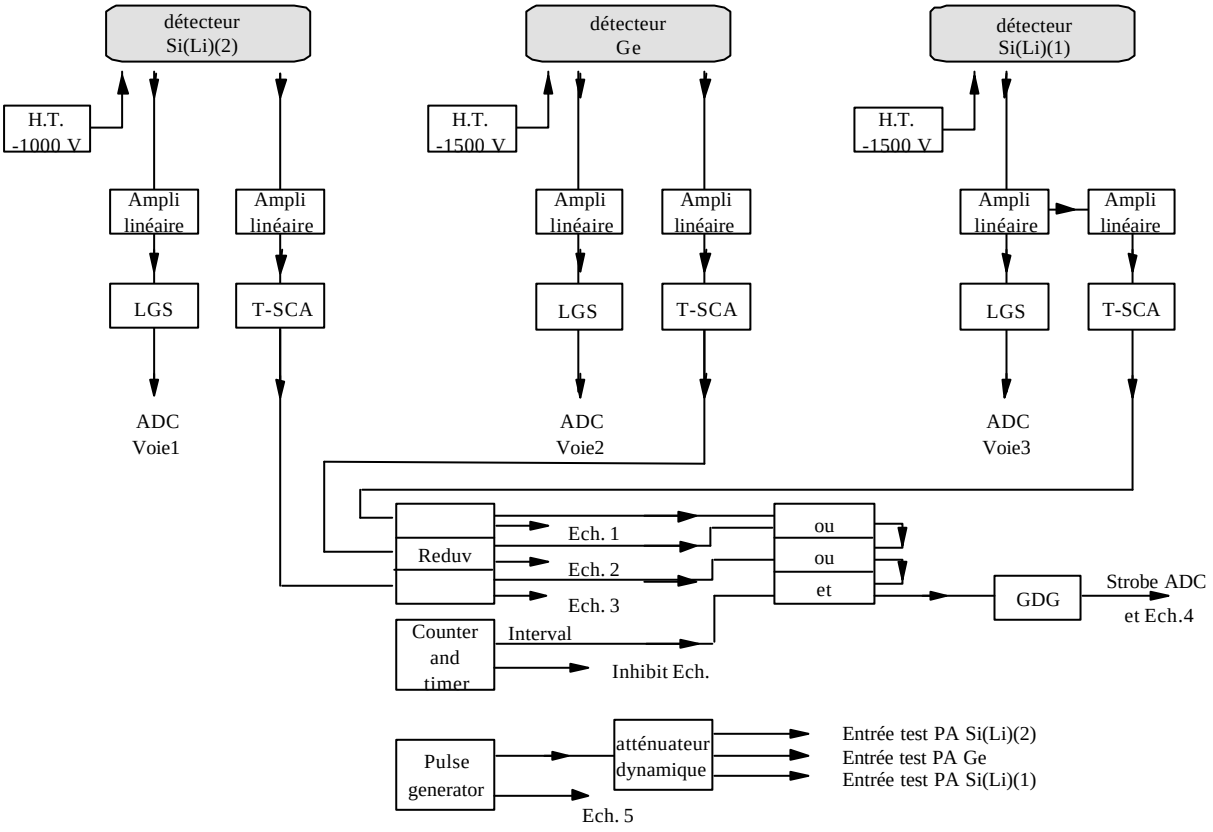


Figure II-24 : Schéma complet de l'électronique associée aux trois voies de détection.

Un signal *pulseur* (nombre de coups/s calibré), envoyé au niveau du préamplificateur de chaque détecteur, remplit deux fonctions: contrôler la stabilité de l'électronique en surveillant sur les spectres les dérives éventuelles de la position du pulseur et déterminer l'efficacité de comptage (caractéristique du temps mort) de l'acquisition sur chaque voie. Ce pourcentage de

comptage est déterminé à partir du rapport entre le nombre de coups pulseur $N_{pulseur}$ effectivement enregistrés par un détecteur donné et le nombre de coups pulseur total (donné par l'échelle totale ou géné) soit:

$$\frac{N_{pulseur}}{\text{Echelle géné}} = \%\ \text{comptage} \qquad \text{II(15)}$$

Ce rapport intègre le temps mort propre à l'acquisition et celui d'un détecteur donné. Il a été déterminé pour chaque spectre enregistré par $N_{pulseur}=N_{pulseur+Fond}-N_{Fond}$ ou N_{fond} est le nombre de coups du fond sous le pic du pulseur enregistrés par les détecteurs (§III-2-2). On attribue une erreur relative due au fond égale à $\sqrt{2N_{Fond}}/N_{pulseur}$. L'erreur relative sur le pourcentage de comptage peut alors s'écrire:

$$\frac{\Delta\%\ \text{comptage}}{\%\ \text{comptage}} = \frac{\sqrt{N_{pulseur}} + \sqrt{2N_{Fond}}}{N_{pulseur}} \qquad \text{II(16)}$$

où $\sqrt{N_{pulseur}}$ représente l'erreur dite statistique de l'intégrale du pulseur.

A chaque spectre correspond un % de comptage qui dépend du taux de comptage global. Ce % de comptage a été étudié en fonction du nombre total d'événements par seconde (nombre égal à la somme des événements arrivant sur les voies des trois détecteurs). Cela permet de tester la cohérence des résultats, la réponse des détecteurs et le système d'acquisition. A titre d'exemple, l'évolution du % de comptage pour la cible de 12,6 µg/cm² est tracé sur la figure II-25 pour les trois détecteurs. Pour les cibles les plus fines (jusqu'à 22,5 µg/cm²), l'efficacité de comptage est logiquement une fonction linéaire décroissante du nombre d'événements total par seconde. Pour les cibles les plus épaisses aucun problème n'a été rencontré sur le détecteur Si(Li)(2) et le % de décomptage n'a jamais été supérieur à 8%, le taux global ayant été limité à 600 coups/s. Par contre pour les deux autres détecteurs, la dispersion des points est plus grande. Ces deux détecteurs ont la particularité d'être du même côté par rapport à l'axe du faisceau incident et on peut penser à une influence spécifique d'un rayonnement (non détecté sur nos spectres) qui bloque le système d'acquisition. Cependant, ayant déterminé pour chaque spectre analysé le % de comptage, les spectres peuvent être corrigés de cet effet pour être ensuite comparés entre eux de façon cohérente. On notera en particulier que les résultats expérimentaux obtenus avec les détecteurs Si(Li)(1) et Si(Li)(2) se recoupent parfaitement.

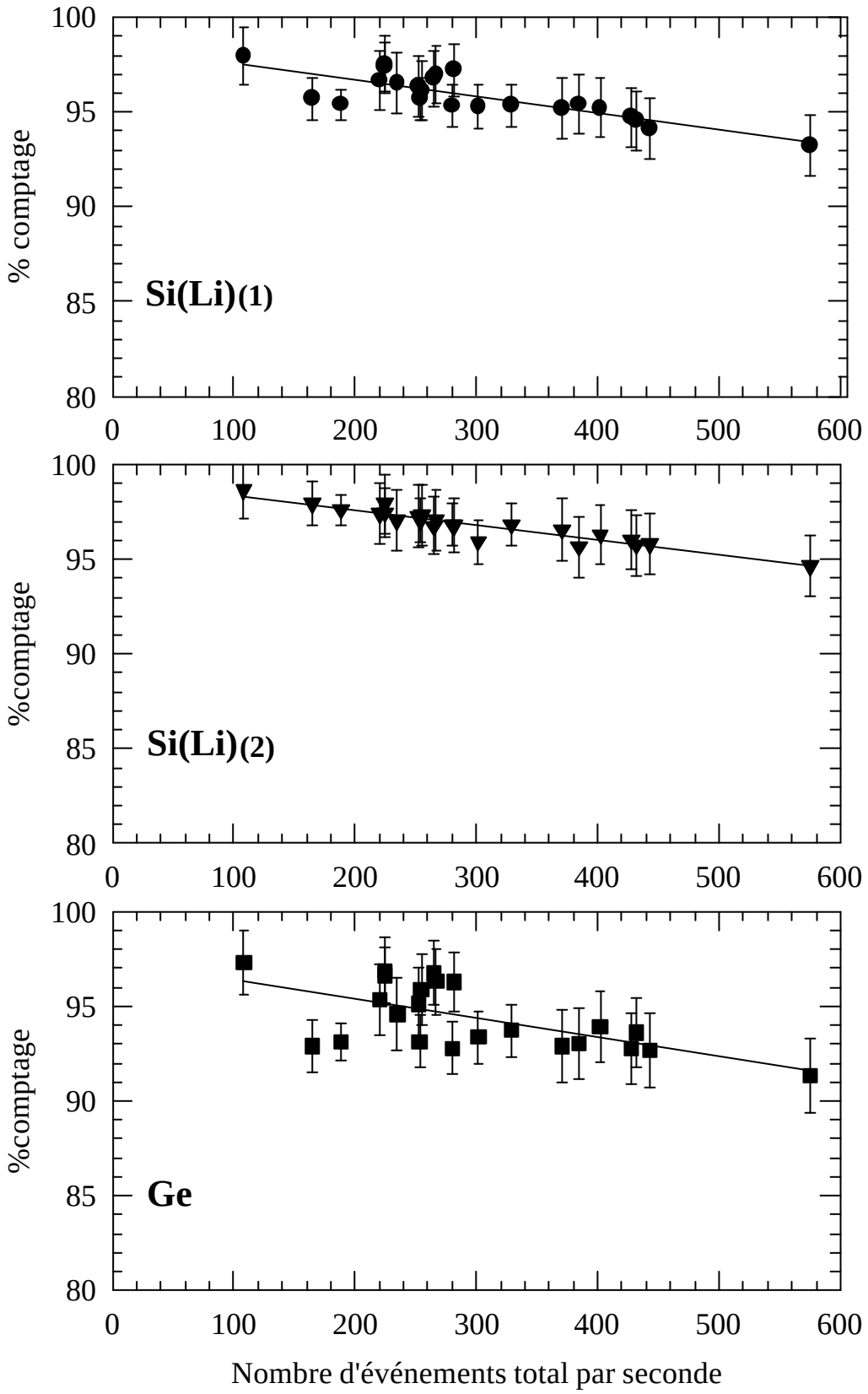


Figure II-25 : Evolution du pourcentage de comptage pour chaque détecteur en fonction du taux de comptage global de l'acquisition.

Les mesures, présentées à titre d'exemple, ont été effectuées pour une cible de 12,6 µg/cm².

III

EXTRACTION DES RESULTATS

III- 1 INTRODUCTION : FORMULES GENERALES

Pour notre étude, le but est, à partir des spectres enregistrés par nos trois détecteurs, d'obtenir des données caractéristiques :

(1) de l'évolution des intensités des *transitions Lyman retardées* en fonction du temps de vol c'est-à-dire de la distance parcourue par l'ion projectile derrière la cible solide.

(2) de l'évolution de l'ensemble des *intensités relatives des transitions Lyman normalisées à la valeur en gaz* en fonction de l'épaisseur de cible traversée (c'est-à-dire du temps de transit de l'ion dans la cible).

(3) de l'évolution de la *section efficace totale d'émission Lyman* en fonction de l'épaisseur de cible.

Afin de pouvoir comparer l'évolution des intensités désirées, pour une même épaisseur, il faut tenir compte des paramètres expérimentaux influant directement sur le taux de comptage enregistré pour une transition donnée.

Rappelons, tout d'abord, que pour une transition spécifique, on peut écrire :

$$N_{cps/s}^{\text{transition } (n\ell \to 1s)} = N_{proj/s} \times N_c \times \sigma_{production}^{n\ell} \times T_{glob.}^{n\ell} \qquad \text{III(1)}$$

avec :

- $N_{cps/s}^{n\ell}$, le nombre de coups par seconde enregistré par un détecteur, soit l'intégrale d'une raie considérée ($N^{n\ell}$) corrigée de l'efficacité de comptage (%cpt décrit au §II-3-3), divisée par le temps d'acquisition (t_{acq}) :

$$N_{cps/s}^{n\ell} = \frac{N^{n\ell}}{\%cpt \times t_{acq}} \qquad \text{III(2)}$$

- $N_{proj/s}$, le nombre de projectiles par seconde, déduit de la valeur (Echelle Faraday) donnée par l'intégrateur lié à la cage de Faraday de bout de ligne. Sachant que, pour notre expérience, 1 pulse Faraday=10^{-10} Coulomb, on a, avec q la charge de l'ion incident :

$$N_{proj/s} = \frac{1}{t_{acq}} \frac{10^{-10} \times \text{Echelle Faraday}}{1{,}6\ 10^{-19} \times q} \qquad \text{III(3)}$$

- N_c, le nombre d'atomes cibles par cm². On a $N_c = e \times N_A / A$ avec e, l'épaisseur en g/cm² , N_A le nombre d'Avogadro et *A* la masse molaire.

- $\sigma^{n\ell}_{production}$, la section efficace de production de la transition considérée (en cm²).

- $T^{n\ell}_{glob.}$, la transmission globale du détecteur considéré :

$$T^{n\ell}_{glob.} = \varepsilon^{n\ell}_{dét.} \times \left(\frac{\Omega_L}{4\pi} \right)^{dét.} \times \left(\frac{d\Omega_p}{d\Omega_L} \right)^{dét.} \qquad \text{III(4)}$$

où $\varepsilon^{n\ell}_{dét.}$ est l'efficacité de ce même détecteur à l'énergie de la transition spécifique (tableau II-9), $(\Omega_L/4\pi)$ est l'angle solide dans le référentiel du laboratoire et $(d\Omega_p/d\Omega_L)$ la correction d'angle dû au changement de référentiel (§II-3-2). Pour la suite, il est important de noter que cette transmission est une fonction de l'énergie des photons détectés.

Pour extraire les intensités des *transitions Lyman retardées* (cas (1)), on a besoin d'évaluer l'intégrale normalisée d'une raie donnée soit :

$$N^{n\ell}_{norm} = \frac{N^{n\ell}}{\text{Echelle Faraday} \times \%\ \text{cpt}} \qquad \text{III(5)}$$

Pour une même épaisseur de cible et une même raie, cette opération permet une comparaison directe des spectres obtenus lors de cette expérience avec des temps de pose différents. Cette valeur, $N^{n\ell}_{norm}$, représente, en fait, le nombre de photons détectés par pulse Faraday. De plus, afin de comparer nos résultats expérimentaux avec les modèles développés et des expériences antérieures, il faut rendre ces résultats indépendants des conditions expérimentales. Nous

avons calculé le nombre de photons émis par ion, $N^{n\ell}_{X/ion}$ toujours pour une transition donnée en utilisant l'expression suivante :

$$N^{n\ell}_{X/ion} = N^{n\ell}_{norm} \frac{1{,}6\ 10^{-19} \times q}{10^{-10} \times T^{n\ell}_{glob.}} \qquad \text{III(6)}$$

On notera que $N^{n\ell}_{X/ion}$ est (voir formule III(1)) directement relié à la section efficace de production de la transition considérée pour une cible d'épaisseur donnée.

L'obtention de données sur *l'intensité relative des transitions Lyman* (cas (2)) requière, pour chaque épaisseur de cible, de calculer un rapport d'intensités de raies d'un même spectre ; les conditions expérimentales sont donc identiques. Les intensités de chacune des raies Lyman relatives à l'intensité totale de la série des transitions Lyman sont données par :

$$\frac{I_{np}}{\sum_n I_{np}} = \frac{\dfrac{N^{np}}{\varepsilon^{np}_{dét.}}}{\sum_n \dfrac{N^{np}}{\varepsilon^{np}_{dét.}}} \qquad \text{III(7)}$$

En ce qui concerne *la section efficace totale d'émission Lyman* (cas (3)), noté $\sigma(\text{Lym tot})$, on a :

$$\sigma(\text{Lym tot}) = \sigma^{Ly\alpha}_{production} + \sigma^{Ly\beta}_{production} + \sigma^{Ly\gamma}_{production} + \sigma^{Ly(\text{fin de série})}_{production} \qquad \text{III(8)}$$

avec

$$\sigma^{np}_{production} = \frac{N^{np}_{X/ion}}{N_c} \qquad \text{III(9)}$$

$\sigma^{np}_{production}$ est la section efficace de production de la transition Lyman $np \rightarrow 1s$ considérée. La grandeur $\sigma(\text{Lym tot})$ a été étudiée en fonction de l'épaisseur de cible traversée.

On notera d'ores et déjà que l'incertitude de chacune de ces grandeurs ne sera pas la même et qu'elle sera plus petite dans le cas d'un rapport d'intensité que dans celui d'une section efficace absolue.

Avant de déduire une intensité quelconque, il nous faut extraire des spectres le nombre de coups (l'intégrale $N^{n\ell}$) d'une raie considérée. Pour cela nous présentons, dans le paragraphe suivant, la méthode de décomposition des spectres en incluant la prise en compte de la contribution des divers bruits de fond. Dans le paragraphe III-3, nous verrons, entre autre, comment à partir de la position du translateur, nous avons déterminé la distance d "vraie" parcourue par l'ion derrière la cible. Nous donnerons également les calculs et les valeurs des incertitudes attribuées à chacune des intensités mesurées et présenterons nos résultats expérimentaux.

III- 2 METHODE DE DECOMPOSITION

L'étude complète des spectres a été réalisée sur micro-ordinateur PC en utilisant un programme de dépouillement construit autour du logiciel GENPLOT (Computer Graphics Service, 1988-1990). Ce programme permet notamment:

- de soustraire aux spectres bruts les bruits de fond de diverses origines et de formes connues (de type linéaire, exponentiel...).
- de simuler les raies de formes, de positions et d'intensités ajustables. Plusieurs formes de raies peuvent être construites à partir de gaussienne, lorentzienne, ainsi qu'à partir de la convolution de plusieurs fonctions ; par exemple la convolution d'une gaussienne et d'une fonction exponentielle droite ou gauche dont nous nous sommes servis comme nous le verrons dans la suite de ce paragraphe.
- de comparer les spectres expérimentaux avec leur simulation et de les soustraire afin de vérifier que cette soustraction tend vers zéro.

Mais avant d'essayer de déconvoluer les spectres, une analyse des spectres bruts s'impose pour comprendre le type de problèmes auxquels on est confronté lorsqu'on veut extraire des données précises.

III- 2- 1 Présentation des spectres bruts

Avant tout, rappelons brièvement quel est le rôle de chacun des détecteurs utilisés (§II-2-2). Les deux détecteurs Si(Li), placés à 90° par rapport à l'axe du faisceau, permettent d'obtenir l'évolution des intensités des transitions Lyman retardées en fonction du temps de vol de l'ion projectile. Le détecteur Ge, placé lui à 150°, permet de mesurer, en fonction de l'épaisseur de cible, l'ensemble des X émis par l'ion projectile : c'est-à-dire les X des transitions Lyman émises au niveau de la cible et ceux des transitions Lyman retardées. Rappelons aussi que pour ce détecteur seuls les spectres enregistrés autour de la position zéro du translateur ont été analysés complètement.

Cas des spectres enregistrés par les détecteurs Si(Li) :

Trois spectres, enregistrés à des positions du translateur différentes, sont présentés figure III-1 (a, b et c) dans le cas de la cible de carbone de 42 µg/cm² (à titre d'exemple).

Cette figure montre le comportement frappant de l'évolution des raies Lyman et de la raie due au mode de désexcitation 2E1. En effet, quand on s'éloigne de la cible, la raie Lyα diminue fortement et les raies Lyman de n>2 finissent même par disparaître totalement du spectre contrairement à la transition à deux photons 2E1 qui augmente puisqu'elle correspond à la désexcitation du niveau métastable 2s.

On peut distinguer aussi l'évolution relative des diverses raies entre elles. Dans le cas d'une distance derrière la cible petite (figures III-1a et III-1b), on visualise immédiatement sur les spectres que, puisque la raie Lyα est très intense devant celle de 2E1, la forme utilisée pour extraire l'intensité de la raie Lyα influencera énormément l'intégrale expérimentale de la transition 2E1. A l'inverse pour une distance grande, la forme de la 2E1 utilisée influencera l'intégrale de la raie Lyα.

De plus, comme ce qui est prévu par l'étude de la réponse des détecteurs et notamment la résolution en énergie (§II-3-4), les raies Lyα et Lyβ sont bien séparées alors que les raies Lyγ et Ly(Σnp$\rightarrow$1s, n>4) nécessitent une déconvolution. Pour cela, il faut connaître la forme précise des raies afin de maîtriser l'influence mutuelle d'une transition sur l'autre de façon à extraire correctement l'intensité de chacune d'entre elles.

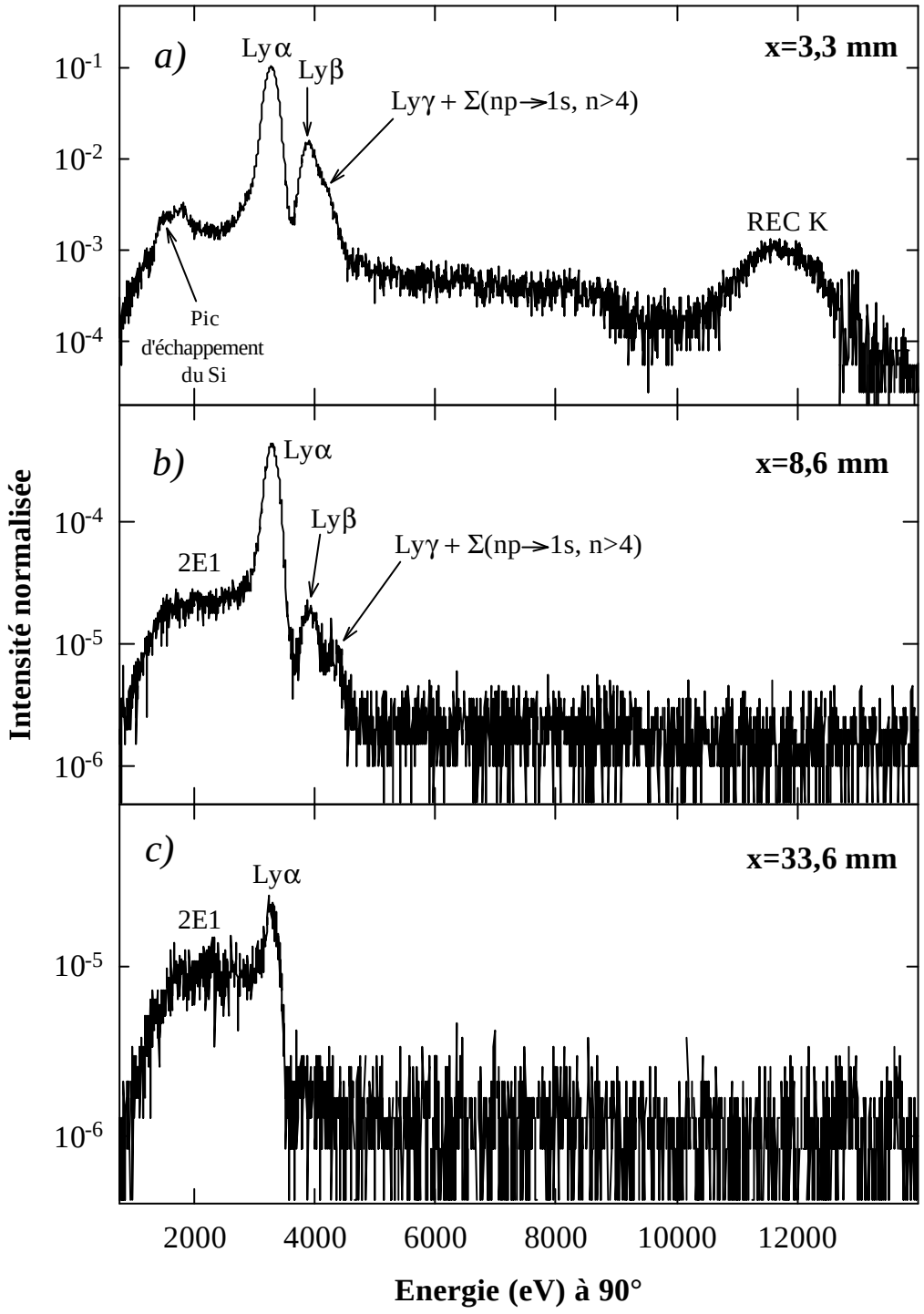


Figure III-1 : Spectres bruts enregistrés par le détecteur Si(Li)(1) (voir montage expérimental) pour une cible de 42 µg/cm².

Enfin ces trois spectres permettent aussi de visualiser les divers problèmes de bruit de fond. On peut dire, tout de suite, que puisque les raies Lyγ et Ly(Σnp$\rightarrow$1s, n>4) ont des intensités relativement faibles, la contribution relative du bruit de fond sera plus importante sous ces raies que pour les raies Lyα et Lyβ. Par ailleurs, la connaissance particulière de la forme du bruit de fond à basse énergie (E_X<3 keV) est essentielle pour extraire correctement l'intensité de la raie due au processus de 2E1. Rappelons que cette intensité est importante pour déterminer l'intensité réelle de la Lyman α puisque l'intensité de la raie observée Lyα' est due à Lyα'= Lyα+M1.

En fait, ce bruit de fond enregistré par les détecteurs a plusieurs origines et sa contribution relative sous chaque raie varie en fonction de la position du translateur. Il est donc nécessaire de connaître l'origine physique de ces bruits de fond pour maîtriser leur variation d'intensité et leur forme en fonction de l'énergie des photons détectés et de la distance d'observation du rayonnement par rapport à la cible. Dans le paragraphe suivant nous verrons très clairement que ces fonds dépendent aussi du nombre de projectiles, de l'épaisseur de la cible et du temps d'acquisition.

Cas des spectres enregistrés par le détecteur Ge :

La figure III-2 présente un spectre enregistré à la position x=0 du translateur et pour une cible de carbone de 42 µg/cm². Pour une bonne exploitation des spectres, les mêmes exigences citées précédemment sont requises sauf bien sûr toutes celles qui concernent la raie 2E1 puisque sa contribution à x=0 reste négligeable. En effet, compte tenu de l'efficacité du détecteur Ge à basse énergie (figure II-16, §II-3-2-2) il est impossible de détecter la raie 2E1 (ε^{2E1} = 0,02 à 1,5 keV énergie du centroï de de la raie 2E1). Les calculs développés dans le chapitre IV nous ont permis d'évaluer, qu'au maximum, l'intensité totale de la raie 2E1 représente 2,5% de celle de la raie 2p$\rightarrow$1s. Dans ces conditions, l'intensité de la transition M1 ne représente que 0,04% ($0{,}04\% = 2{,}5\% \times \frac{R_{M1}}{2 \times R_{2E1}}$ avec R_{M1} et R_{2E1} les rapports de branchement respectivement des voies M1 et 2E1 de désexcitation du niveau métastable 2s (§II-1-2)). Sur les spectres enregistrés par le détecteur Ge, la raie Lyman α est "pure". Il faut donc avoir une bonne connaissance *i)* de la forme des raies Lyβ, Lyγ et Ly(Σnp$\rightarrow$1s, n>4) afin de les déconvoluer correctement et *ii)* de la forme du bruit de fond et des divers paramètres régissant son évolution en intensité. Connaître la forme exacte de la raie Lyα à basse énergie n'est pas une nécessité absolue puisque l'intensité de la 2E1 est négligeable.

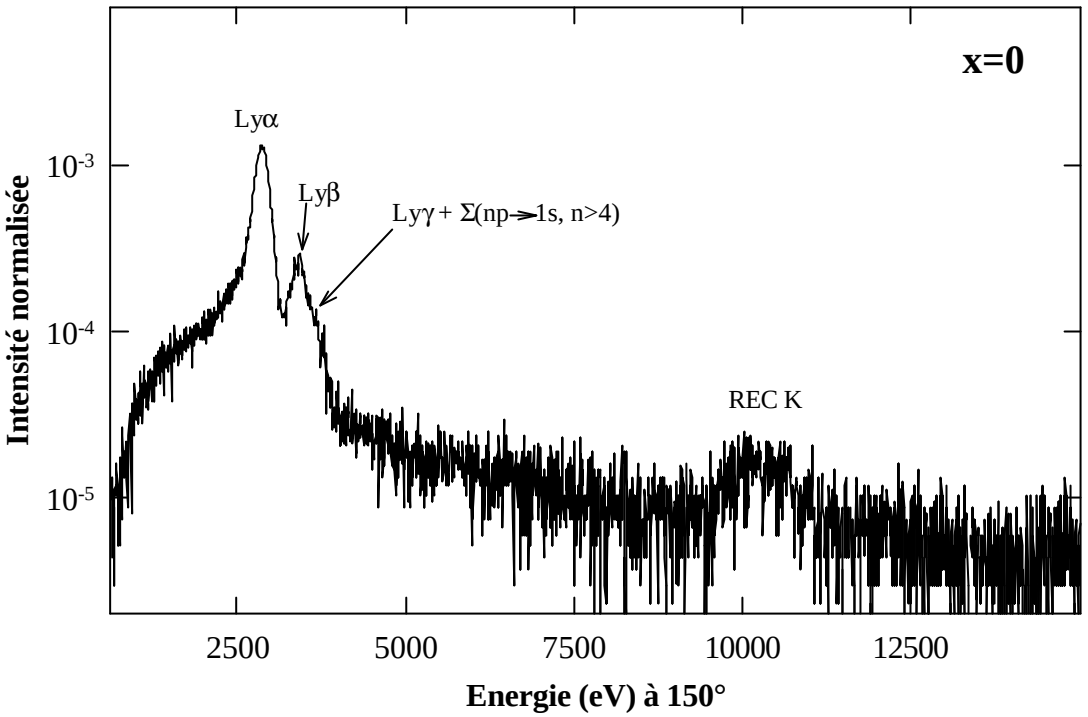


Figure III-2 : Spectre brut enregistré à la position x=0 du translateur par le détecteur Ge.

Dans les paragraphes III-2-2 et III-2-3, nous verrons en comparant les spectres enregistrés par les détecteurs Si(Li) et le détecteur Ge que les raies Lyman ont des formes différentes et que le bruit de fond a une intensité et une forme en fonction de l'énergie des photons détectés également différentes.

III- 2- 2 Analyse des diverses sources de bruit de fond : calcul de leur contribution et soustraction

La soustraction du bruit de fond aux spectres bruts est la première étape à tout dépouillement. Ce bruit de fond possède plusieurs origines physiques et peut être divisé en trois types de fonds dont les contributions varient en fonction de la position de la cible le long de l'axe du faisceau, du type de détecteur et d'un certain nombre d'autres facteurs qui vont être explicités selon chaque type de fond.

1) Le bruit de fond propre FP

Ce bruit de fond, appelé encore bruit d'obscurité, enregistré sans faisceau, est principalement dû à la microphonie et à la radioactivité ambiante dans la salle. Les enregistrements effectués montrent que sa forme est linéaire et plate et que sa contribution est très faible. Son intensité est proportionnelle au temps d'acquisition d'un spectre donné et dépend du moment où il a été enregistré, le degré d'activation dans la salle pouvant varier d'une acquisition de spectre à l'autre. Pendant toute la durée de notre expérience, cette dernière n'a pas évolué de façon significative. Le tableau III-1 donne le nombre de coups intégrés sur tout le spectre, typiquement rencontré sur nos spectres de bruit de fond propre, pour chacun des trois détecteurs.

On notera que le détecteur Ge est beaucoup plus sensible à la radioactivité γ ambiante que les détecteurs Si(Li).

	Détecteur Si(Li)(1)	**Détecteur Si(Li)(2)**	**Détecteur Ge**
Coups/s intégré sur tout le spectre	0,14	0,12	1,2

Tableau III-1 : Nombre de coups/s du bruit de fond propre intégrés sur tout le spectre pour chaque détecteur.

2) Le bruit de fond trou FT

Ce bruit de fond est provoqué par le passage du faisceau d'ions dans la chambre de collision avec un support de cible en place mais sans cible. Lors de l'acquisition d'un spectre dans ces conditions, on enregistre un fond qui est la somme du bruit de fond propre et du bruit de fond appelé fond trou. On peut s'attendre à ce que ce bruit de fond trou dépende du nombre de projectiles par seconde, de la forme du trou du support et de la distance à laquelle il a été enregistré. Après soustraction du bruit de fond propre, sa forme se décompose en une forme de type exponentielle et en une forme linéaire plate. La fonction reproduisant cette forme s'écrit alors: $a \times e^{(-b \times i)} + c$ où i est le numéro du canal.

Pour notre expérience, son intensité a été trouvée constante quelle que soit la position du translateur et indépendante du diamètre du trou du support. Ces constats s'expliquent par le

choix de l'enveloppe du faisceau qui était totalement compatible avec les trous des supports de cible utilisés, même ceux dont les dimensions étaient petites (ϕ=6mm). Le tableau III-2 donne le nombre de coups par seconde de FT (la contribution de FP ayant été soustraite) intégrés sur tout le spectre pour une intensité de faisceau I=440 nAe (valeur proche de l'intensité maximale de faisceau). Ce fond dépend directement de l'intensité du faisceau mais est en fait principalement dû au rayonnement gamma de haute énergie. Le facteur de normalisation, à utiliser pour soustraire cette contribution de fond à un spectre de Lyman, est donc le taux de γ reçu par le détecteur et non pas le nombre de projectiles. Ce taux de γ, pour un spectre donné, est obtenu en soustrayant globalement la contribution des raies Lyman au nombre d'événements comptabilisés par le détecteur ; ce nombre d'événements, ainsi obtenu, est en fait le nombre de gamma produits réellement pendant l'enregistrement du spectre qui nous intéresse. Connaissant la forme expérimentale du bruit de fond trou, ce nombre d'événements est le paramètre de normalisation qui permet de soustraire ce fond aux spectres.

	Détecteur Si(Li)(1)	**Détecteur Si(Li)(2)**	**Détecteur Ge**
Coups/s intégré sur tout le spectre	1,9	1,8	16

Tableau III-2 : Nombre de coups/s du bruit de fond trou intégrés sur tout le spectre pour chaque détecteur et pour I=440 nAe.

L'intensité des raies Lyman diminuant avec la position du translateur, la proportion de ce fond par rapport au signal augmente avec cette position, dans le cas bien sûr des spectres enregistrés par les détecteurs Si(Li). A titre d'exemple le tableau III-3 donne un ordre de grandeur de cette proportion par rapport aux intégrales des raies Lyα et Lyγ dans le cas d'un détecteur Si(Li) pour deux positions différentes et dans celui du détecteur Ge pour des spectres enregistrés au centre de la chambre de collision.

Transitions	Proportion du FT Si(Li)(1) ou (2)		Proportion du FT Ge
	x≈+3,3 ou x≈-3,3	x≈+14 ou x≈+10	x=0
Lya	0,05%	3%	0,2%
Lyg	0,4%	35%	5%

Tableau III-3 : Proportion du bruit de fond trou pour différentes positions du translateur et pour une intensité I=440 nAe).
(Pour les distances x se référer au schéma expérimental)

3) Bruit de fond dû au bremsstrahlung FB

Ce troisième et dernier type de fond correspond à des X émis par la cible puisqu'il est dû réellement au passage du faisceau entrant en interaction avec une cible. Il varie donc avec toutes les conditions expérimentales correspondant à l'obtention d'un spectre c'est-à-dire au temps d'acquisition, au nombre de projectiles et au nombre d'atomes cible par cm². Ce fond est représenté par un spectre continu à deux composantes dû au freinage ou à l'accélération des électrons dans la cible. Ces deux composantes sont appelées bremsstrahlung électronique primaire (BP) et bremsstrahlung électronique secondaire (BS).

Le bremsstrahlung primaire correspond à la transition radiative d'électrons libres de la cible vers les états du continuum du projectile. Dans le référentiel du projectile, les électrons ont une énergie cinétique moyenne égale à $E = (\gamma - 1)mc^2$ (m est la masse de l'électron) et peuvent alors émettre des photons dont l'énergie varie entre 0 et E. Donc dans le référentiel du laboratoire, le spectre en énergie s'étend jusqu'à une énergie maximum définie par:

$$(h\nu)_L^{max} = (\gamma - 1)mc^2\gamma^{-1}(1 - \beta\cos\theta_L)^{-1} \qquad \text{III(10)}$$

En considérant en première approximation que les électrons de la cible sont libres et que la distribution angulaire dans le référentiel du laboratoire est de la forme $\sin^2\theta_L(1 - \beta\cos\theta_L)$, on peut, à l'aide des tables de Bernhardi et al (*1983*), calculer les sections efficaces de ce

processus pour ainsi avoir la forme spectrale. Ces sections efficaces varient en $ZcZp^2$ (*Anholt et al, 1986*).

Le bremsstrahlung secondaire (BS) plus difficile à évaluer est un processus en deux étapes. Dans une collision binaire entre un ion projectile et un électron au repos dans le référentiel de la cible, l'électron peut acquérir une énergie comprise entre zéro et $E_{max} = 2mc^2\gamma^2\beta^2$ dans le référentiel du laboratoire. Cet électron est ensuite ralenti par interaction avec les atomes cibles conduisant à l'émission de BS. Cette composante du spectre de bremsstrahlung est une contribution importante à basse énergie de photons et en particulier par rapport au BP. Afin de déterminer les sections efficaces de ce processus, nous avons utilisé les calculs d'Anholt et al (*1986*) et les formules de Koch et Motz (1959-*Eq(3BN) ref*). Ces calculs sont établis avec les hypothèses suivantes: *i)* les Z_c électrons sont libres, *ii)* ils diffusent élastiquement sur le noyau projectile, *iii)* tous les électrons secondaires sont arrêtés dans la cible et *iv)* la distribution angulaire de BS est isotrope. Les deux derniers points sont probablement douteux, car pour arrêter tous les électrons dans une cible de carbone, il faudrait que celle-ci ait une épaisseur de 1 mg/cm² et on sait que les électrons diffusent préférentiellement dans la direction du faisceau. Cependant, ces calculs utilisant de telles hypothèses suffisent à estimer un ordre de grandeur du processus de BS et à obtenir une forme spectrale correcte. Les sections efficaces varient en Zc^2Zp^2. Afin de déterminer la forme de ce fond sur nos spectres, nous avons écrit un programme donnant les sections efficaces de BS en fonction de l'énergie des photons émis pour un ion projectile et une cible donnés.

L'émission de photons due au bremsstrahlung étant prompte, on n'est sensible à ce type de fond que lorsque la cible est très proche de la zone interceptée par les détecteurs Si(Li). Pour le détecteur Ge, la contribution du fond due au bremsstrahlung sera systématiquement prise en compte.

Les figures III-3 et III-4 montrent l'évolution du bremsstrahlung total (BP+BS), du BP et du BS, respectivement à 90° et 150°, en fonction de l'énergie des photons émis. Le fond global de bremsstrahlung est plus important à 90° qu'à 150° ; en fait c'est le BP qui est plus grand à 90° qu'à 150° puisque le BS a été considéré comme étant isotrope. Par ailleurs, le BS est très grand devant le BP pour une énergie de photons très inférieure à 4keV à 90° et quelle que soit cette énergie dans le cas d'une observation à 150°.

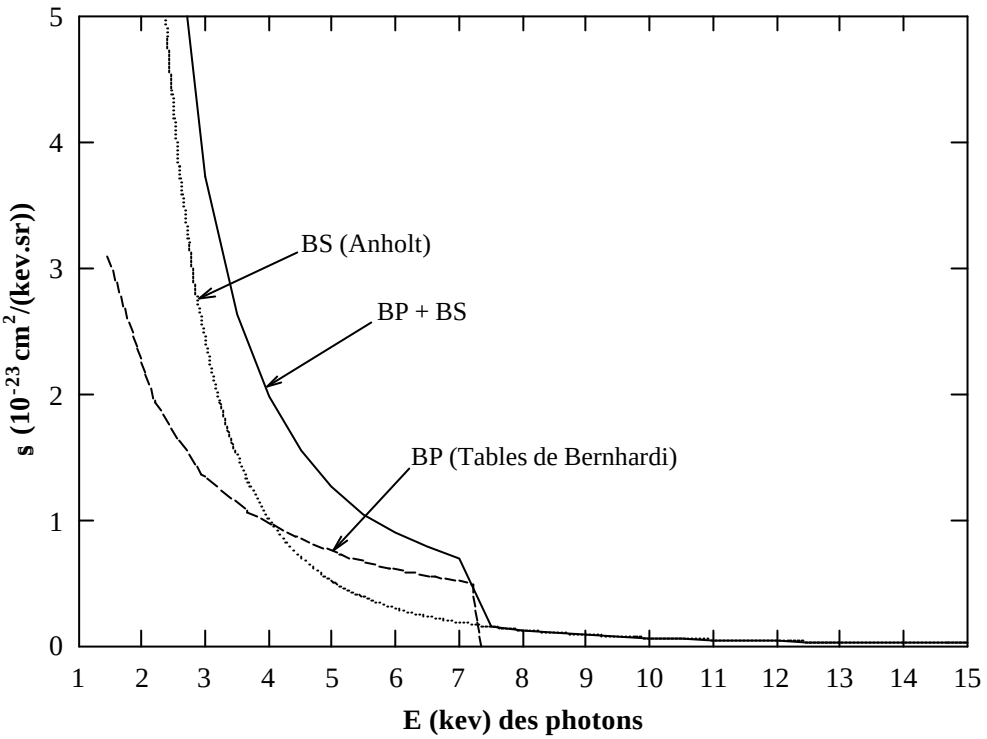


Figure III-3 : Evolution du bremsstrahlung primaire, secondaire et du bremsstrahlung total à 90° en fonction de l'énergie.

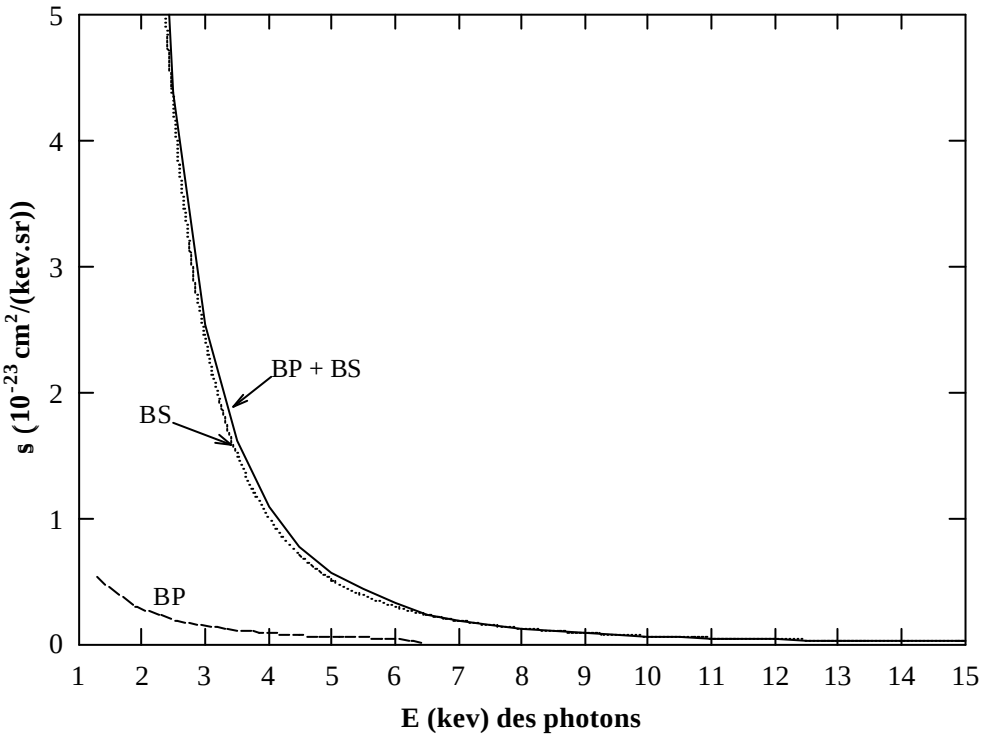


Figure III-4 : Evolution du bremsstrahlung primaire, secondaire et du bremsstrahlung total à 150° en fonction de l'énergie.

Afin d'obtenir une forme spectrale "expérimentale", le spectre théorique (BP+BS) a été convolué à *i)* l'efficacité du détecteur, *ii)* au profil Compton et *iii)* à la réponse instrumentale c'est-à-dire, en pratique, avec :

- la courbe d'efficacité du détecteur considéré, calculée au paragraphe II-3-4-2 en fonction de l'énergie des photons détectés.

- une gaussienne de largeur 1270eV intégrant les deux derniers effets. Nous verrons plus loin que les raies correspondant aux processus de REC sont aussi correctement simulées par une gaussienne de cette largeur.

Nous avons pris aussi en compte l'autoabsorption dans les feuilles de carbone. Cet effet est complètement négligeable à 150°, angle pour lequel l'épaisseur d'autoabsorption est maîtrisée. Par contre à 90°, cette épaisseur est difficile, voire impossible, à évaluer. En effet, on peut très bien imaginer que les cibles sur leur support ne sont pas parfaitement planes. Nous avons donc, pour cet angle d'observation, ajusté l'épaisseur d'autoabsorption de façon à reproduire la forme expérimentale du fond sur nos spectres. Pour cet ajustement, nous avons utilisé une zone du spectre 4,5<E(keV)<7 pour une détection à 90° et 4<E(keV)<6 à 150°. Pour ces zones spectrales, la contribution de ce fond est calculée avec une précision correcte et aucune raies ne vient « contaminer » sa forme.

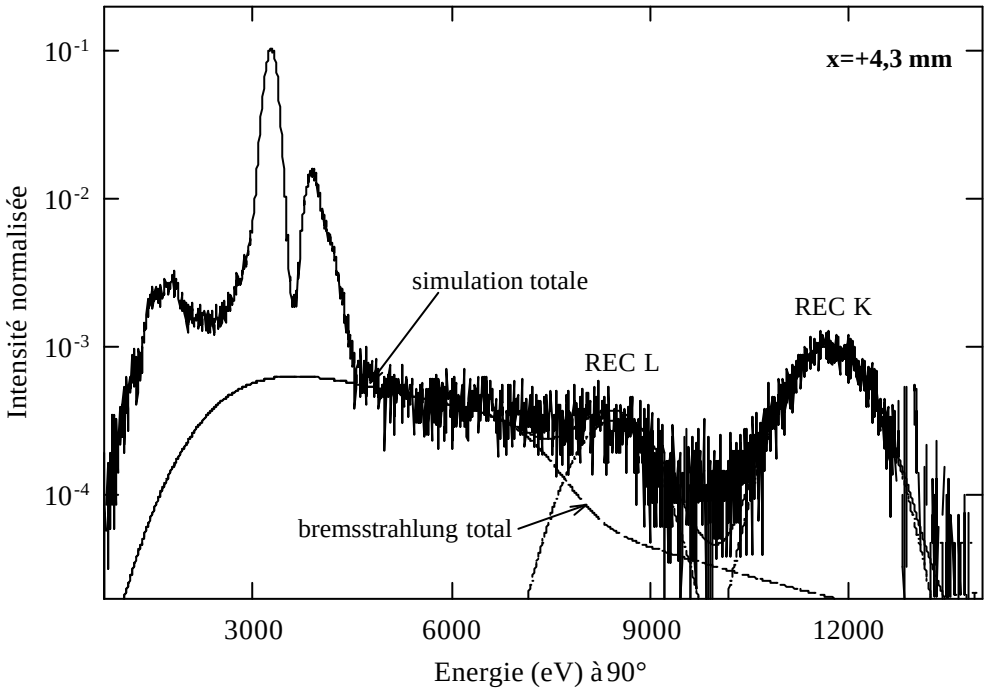


Figure III-5 : Simulation du spectre de bremsstrahlung total et des raies REC-K et REC-L pour un spectre enregistré à 90° avec une cible de 42 µg/cm².

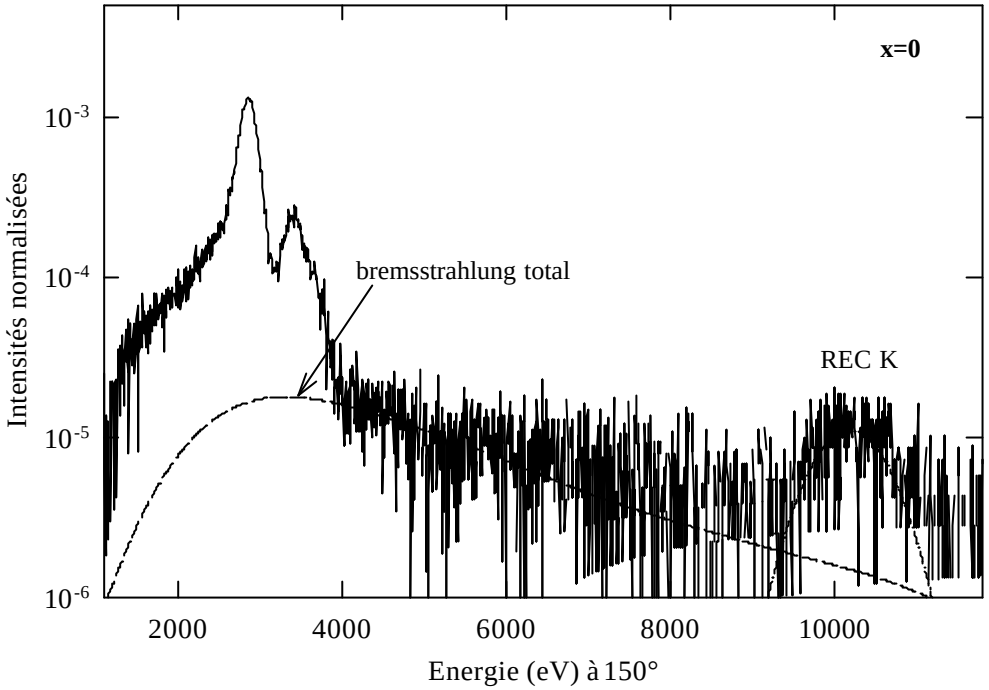


Figure III-6 : Ajustement de la simulation du spectre de bremsstrahlung total et de la raie REC-K pour un spectre enregistré à 150° avec une cible de 42 µg/cm².

Sur les figures III-5 et III-6, on peut voir la simulation du spectre de bremsstrahlung ainsi obtenue dans le cas d'une cible de 42µg/cm², respectivement pour un spectre enregistré par le détecteur Si(Li)(1) à x=+4,3mm et l'autre enregistré par le détecteur Ge à x=0. Nous avons reporté les simulations des raies dues aux processus de REC.

Pour les spectres enregistrés à 90° à x=3,3 mm ou x=-3,3 mm, nous n'avons pas, compte tenu de l'erreur faite sur ce fond, essayé d'extraire la raie 2E1. Par ailleurs on notera que la contribution de ce fond par rapport au signal est très importante sous les raies Lyγ et Ly($\sum$np$\rightarrow$1s, n$>$4). Le tableau III-4 donne les proportions maximales de ce fond sous chacune des raies Lyman et pour chaque type de détecteur. Il faut bien voir que cette proportion dépend beaucoup de l'autoabsorption dans les feuilles de carbones, effet qui déforme énormément le spectre du FB à 90°.

Transitions	Proportion du FB Si(Li)(1) (%) à x=3,3 mm	Proportion du FB Ge (%)
Lya	0,08	0,16
Lyb	0,6	0,8
Lyg	2,5	3
å (np® 1s, n>4)	4	3

Tableau III-4 : Proportions maximales du fond de bremsstrahlung pour chaque raie Lyman et chaque type de détecteur.

III- 2- 3 Forme des raies

Une fois les fonds soustraits, la forme des raies peut être étudiée. Nous verrons dans les trois prochains paragraphes que les largeurs des raies observées sont très différentes, car elles dépendent du processus de désexcitation. Les formes de chacune de ces raies seront discutées et simulées.

1) Largeur des raies

La raie 2E1 est la plus large et cette largeur est due essentiellement à la distribution en énergie du processus qui s'étend de 0 à ≈3 keV. Les largeurs des autres raies observées, les raies Lyman et les raies REC, peuvent s'expliquer grâce à un certain nombre de facteurs qui viennent s'ajouter quadratiquement à la résolution intrinsèque des détecteurs. Ces facteurs dépendent des conditions géométriques et des caractéristiques du faisceau. Ils sont au nombre de quatre :

(1) Elargissement dû aux collimateurs placés devant les détecteurs :

- les fentes placées devant les détecteurs Si(Li) entraînent un élargissement Doppler des raies donné par :

$$\Delta E(eV) = E_L \beta \sin\theta_{Lab} (1 - \beta \cos\theta_{Lab})^{-1} \Delta\theta_{Lab} \qquad \text{III(11)}$$

où $\Delta\theta_{Lab}$, définit par les fentes, s'exprime en radian et vaut dans notre cas $\text{arctg}\frac{(0{,}3/2)}{(60{,}4/2)}$ = 5 mrad (voir dimensions des fentes §II-2-3).

- le diaphragme placé devant le détecteur Ge entraîne un élargissement des raies donné par la formule III(11) avec $\Delta\theta_{Lab} = \text{arctg}\frac{(0{,}26/2)}{(126/2)}$ = 2,1 mrad (voir dimensions du collimateur §II-2-3).

(2) La dispersion en énergie induite par la perte d'énergie des ions Ar^{18+} à 13,6 MeV/u dans des cibles de carbone est donnée par (*Baron 1975*) :

$$\delta E(\text{MeV}) = 9{,}241\ 10^{-4}\ Zp\sqrt{\frac{Zc}{Ac}\ e_p\ 10^6} \qquad \text{III(12)}$$

où Zc et Ac sont respectivement le numéro et la masse atomique de la cible, e_p est l'épaisseur en g/cm² et Zp la charge de l'ion. Cette dispersion en énergie entraîne une erreur sur $\beta=v_p/c$ ce qui provoque un élargissement des raies (cf. formule II(4), §II-3-1-1). Dans nos conditions expérimentales, on a une dispersion en énergie, pour la cible de 201 µg/cm², égale à δE=0,1667 MeV ce qui entraîne sur β une erreur de 0,02% qu'on négligera.

(3) La dispersion angulaire du faisceau induite par les collisions que les ions Ar^{18+} subissent dans la cible est donnée par (*Baron, 1975*) :

$$\delta\theta(\text{radian}) = \left\{3{,}925\ 10^{-2}\ \frac{Zc(Zc+1)\,Z_\infty^2\,e_p}{Ac\,E_p^2}\ \ln\left[\frac{2{,}126\ 10^8\,(Zc+1)\,e_p}{Ac\,Zc(Zc^{2/3}+Zp^{2/3})}\right]\right\}^{1/2} \qquad \text{III(13)}$$

où E_p est l'énergie du projectile en MeV et Z_∞ la charge moyenne de l'ion à l'équilibre. Cette dispersion est maximisée en prenant Z_∞=18. On a alors $\delta\theta$=0,4 mrad. On néglige dans la suite la contribution de ce terme à l'élargissement des raies puisque $\Delta\theta_{Lab}$, dû aux collimateurs est très supérieur.

(4) Le profil Compton (*Dauvergne, 1993*) induit, quant à lui, un élargissement uniquement pour les raies REC. Notons qu'aucune simulation du profil Compton n'a été réalisée ici ; l'élargissement donné dans le tableau III-5 est déduit de la largeur totale expérimentale des raies REC connaissant la contribution à la largeur des autres termes.

Le tableau III-5 donne les élargissements des raies Lyα et REC-K dus aux facteurs (1) et (4) cités ci-dessus, dans le cas de spectres enregistrés à 90° par le détecteur Si(Li)(1) et à 150° par le détecteur Ge.

	Résolution intrinsèque des détecteurs		Fentes placées devant les détecteurs Si(Li) **(1)**	diaphragme placé devant le détecteur Ge **(1)**	Profil Compton **(4)**	
	Si(Li)	Ge			Si(Li)	Ge
Elargissement de la raie Lyα (eV)	235	280	3	0,5	--	--
Elargissement de la raie REC-K (eV)	450	530	10	1,6	1190	930

Tableau III-5 : Principales contributions à la largeur des raies Lyα et REC-K observées à 90° et à 150°

Comme nous l'avions déjà dit (§II-3-2-6) la largeur des raies Lyman est principalement due à la résolution intrinsèque des détecteurs. Les raies REC-K et REC-L, quant à elles, peuvent être simulées par des gaussiennes de largeur totale ≈1270eV pour le détecteur Si(Li) et ≈1070 eV pour le détecteur Ge, ce qui permet de reproduire très correctement l'aspect général des spectres (figures III-5 et III-6). Notons qu'en aucun cas, les intensités de ces raies REC n'ont été exploitées, ce processus ne faisant pas l'objet de l'étude présentée ici.

2) Forme de la raie due au processus de 2E1

Pour obtenir la forme de cette raie telle qu'elle est enregistrée par les détecteurs Si(Li), il faut convoluer la distribution spectrale théorique obtenue par Goldman et Drake (§II-1-2) avec l'efficacité du détecteur, fonction de l'énergie de photons détectés, et la réponse instrumentale donnée ici par une gaussienne de largeur égale à celle des raies Lyman. La figure III-7 montre la déformation que subit le spectre théorique sous l'effet de cette convolution. Le rapport des intégrales entre la courbe « expérimentale » et la courbe théorique permet de déduire l'efficacité globale de détection, notée ε_{det}^{2E1}, dans nos conditions

expérimentales, de la transition à 2 photons ; valeur trouvée ici égale à 39% pour le détecteur Si(Li)(1).

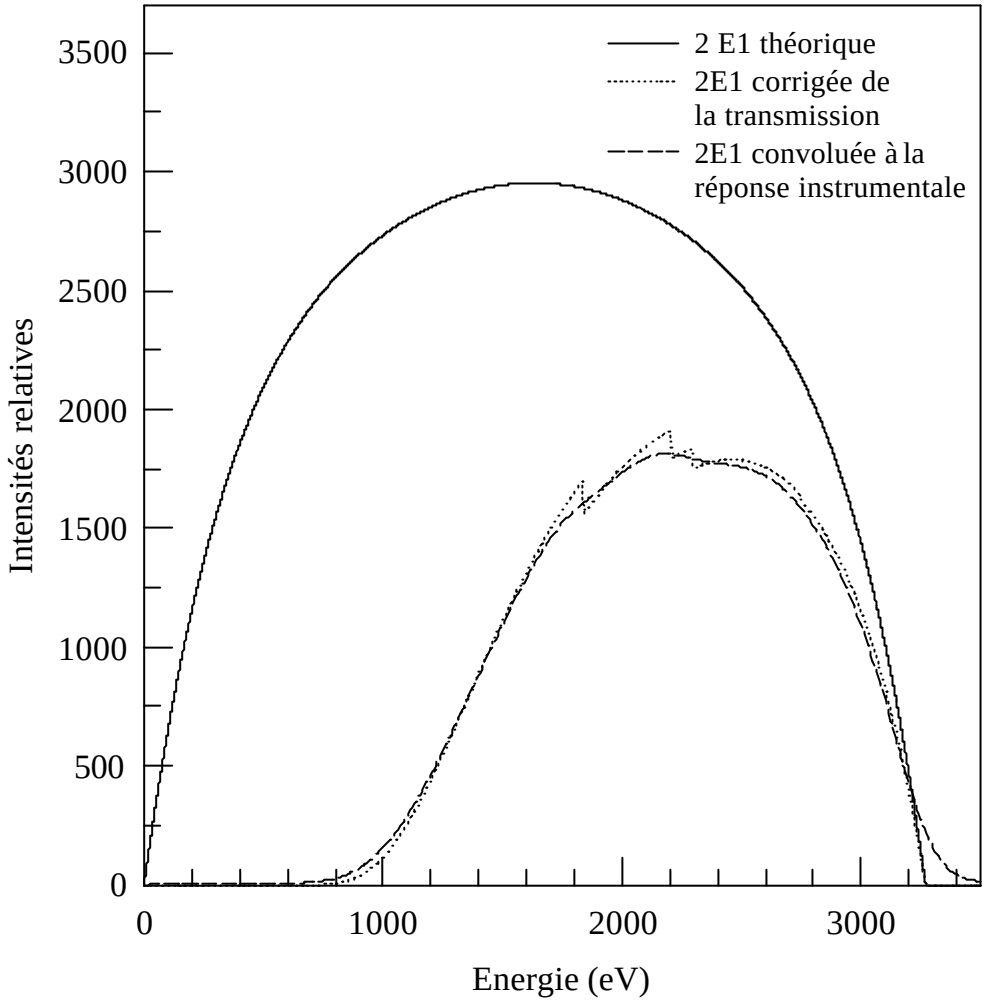


Figure III-7 : Forme spectrale observée par le détecteur Si(Li)(1) de la raie de désexcitation de type 2E1. Comparaison avec la forme spectrale théorique.

3) Forme des raies Lyman

Comme nous l'avons vu chapitre II (§II-3-4-3), la forme des raies d'énergie située entre 2,7 et 4,3 keV dépend du détecteur et est représenté par la somme d'un pic de type gaussien et d'une déformation à basse énergie de type exponentiel.

De façon à caractériser correctement nos détecteurs, nous avons effectué des tests en laboratoire avec une source ^{55}Fe émettant les raies Kα du Mn ($E_{K\alpha}$=5,9 keV) et en analysant la fluorescence du potassium ($E_{K\alpha}$=3,31 keV). Ces mesures confirment totalement que la

forme des raies correspondant aux transitions de type X_K émises dans cette gamme d'énergie est bien reproduite par la somme des deux composantes citées ci-dessus. De plus, ces analyses nous ont permis d'établir que la déformation basse énergie est obtenue au moyen de la convolution entre une fonction de type exponentiel gauche (dont la largeur est ajustable) et une gaussienne, dont la largeur et la position sont identiques au pic gaussien principal. Pour ce genre de mesures en laboratoire, c'est-à-dire hors faisceau d'ions, nous avons trouvé que le rapport des intégrales de la déformation basse énergie et du pic gaussien principal, rapport noté *déformation/pic*, varie en fonction de l'énergie de la transition détectée et vaut 8% pour $E_{K\alpha=}$3,31 keV et 1% pour $E_{K\alpha}$=5,9 keV. La figure III-8 montre la décomposition des raies Kα et Kβ du potassium.

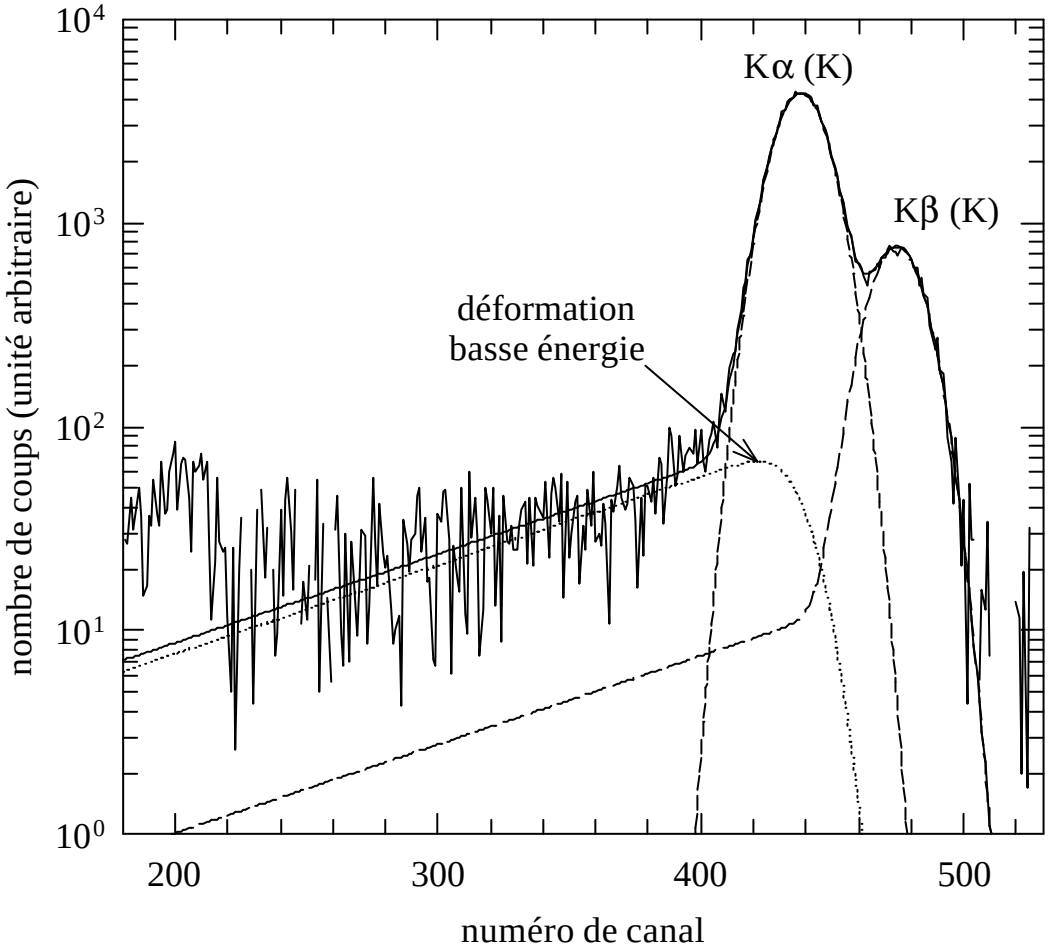


Figure III-8 : Décomposition des raies Kα et Kβ du potassium.

Dans les conditions propres à notre expérience sur faisceau, le taux de comptage était en moyenne beaucoup plus élevé que celui que l'on peut atteindre avec nos sources radioactives,

en particulier dans le cas des mesures de fluorescence. La forme de la déformation basse énergie est obtenue au moyen de la convolution précédemment citée mais avec des caractéristiques propres à notre expérience.

Pour les spectres enregistrés par les détecteurs Si(Li) à $x\approx+3,3$ ou $x\approx-3,3$ selon le détecteur (position où le processus de 2E1 est complètement négligeable), nous avons obtenu une largeur de l'exponentielle de ≈50 canaux et un rapport *déformation/pic* égale à 15%. Le nombre de coups d'une raie Lyman, N^{np}, est donc donné par $N^{np}=N^{g}+15\%N^{g}$ avec N^{g} nombre de coups du pic gaussien dominant. Etant donné que le taux de comptage n'a pas varié significativement au cours de l'expérience, nous avons utilisé la forme ainsi obtenue pour tous les autres spectres enregistrés à des positions différentes, le seul paramètre libre étant ainsi l'intégrale du pic gaussien. Connaissant la forme du fond, cette forme de raie nous a permis d'extraire l'intégrale du pic 2E1 de façon significative même pour des positions où cette intégrale est relativement faible.

Dans le cas des spectres enregistrés par la jonction Ge, une fonction escalier supplémentaire à basse énergie est nécessaire pour les reproduire. Ne connaissant pas l'origine physique de cette fonction, nous n'avons pas pu établir son intensité. Il nous était alors difficile de faire la part entre cette fonction escalier et la déformation exponentielle basse énergie. Cependant une forme exacte n'est pas nécessaire pour reproduire les raies Lyman (du moins les raies Lyα et Lyβ) puisque nous n'avons pas à extraire de raie 2E1 et que nous sommes seulement intéressés par un rapport d'intensités. En utilisant une forme de type déformation basse énergie, pour simuler toute la partie gauche du pic principal, nous avons remarqué que le rapport entre l'intégrale de cette forme sous le pic dominant et le pic lui-même est constant; ce qui correspond bien à un effet de collection de charge incomplète. Ce rapport est égal à 25%, le nombre de coups d'une raie Lyman est alors $N^{np}=N^{g}+25\%N^{g}$. La seule chose que cette méthode approximative entraîne est de ne pas prendre en compte la totalité des coups correspondant à une transition donnée. Pour les rapports d'intensité des transitions Lyman, l'erreur faite sera petite et pour la section efficace totale d'émission Lyman, la méthode peut entraîner une sous-estimation de la valeur de façon systématique (i.e. quelle que soit l'épaisseur de cible).

III- 2- 4 Décomposition des spectres

Afin d'obtenir l'intensité de chacune des raies, on a donc superposé aux spectres, après avoir soustrait les fonds, une simulation des différentes raies en utilisant toutes les données maintenant maîtrisées concernant leur forme. En pratique et pour tous les spectres enregistrés, nous avons utilisé la forme obtenue au paragraphe précédent dans le cas des raies Lyα et Lyβ et une simple gaussienne pour les raies Lyγ et Ly($\sum$np$\rightarrow$1s, n>4) puisque *i)* le rapport *déformation/pic* décroît quand l'énergie du photon augmente et *ii)* le nombre de coups de cette queue basse énergie est inclus dans la barre d'erreur. Au cours du dépouillement, nous nous sommes aussi attachés à un certain nombre de critères:

1) la largeur des gaussiennes utilisée est identique pour les raies Lyα, Lyβ et Lyγ. En fait, la largeur de la raie Lyβ est trouvée expérimentalement identique à celle de la Lyα et nous avons utilisé cette même largeur pour la raie Lyγ en se basant sur une variation de la résolution en $\sqrt{E}$ qui entraîne une erreur maximale de 5%. La largeur de la raie $\sum$(np$\rightarrow$1s, n>4), ajustée pour chaque spectre, est trouvée plus large bien sûr mais constante.

2) la position des raies simulées ou du moins l'écart entre deux raies successives doit être dans la barre d'erreur correspondant à la précision de l'étalonnage.

3) la forme expérimentale du spectre doit être bien reproduite.

Pour ce dernier point, nous avons vérifié que l'intégrale de la soustraction du spectre simulé au spectre expérimental tend vers zéro et qu'elle est uniformément répartie autour de cette valeur : l'intégrale positive de la soustraction, qui doit être égale à l'intégrale négative, doit être inférieure aux incertitudes statistiques de chacune des raies.

Les figures III-9 et III-10 montrent, respectivement pour une cible de 3,5 µg/cm² et pour une cible de 201 µg/cm², la décomposition complète de trois spectres enregistrés à des positions différentes par le détecteur Si(Li)(1). Les formes des raies décrites dans les paragraphes précédents permettent de reconstruire complètement les spectres expérimentaux et ainsi d'extraire correctement l'intégrale des raies observées quelle que soit la position du translateur et l'épaisseur de cible.

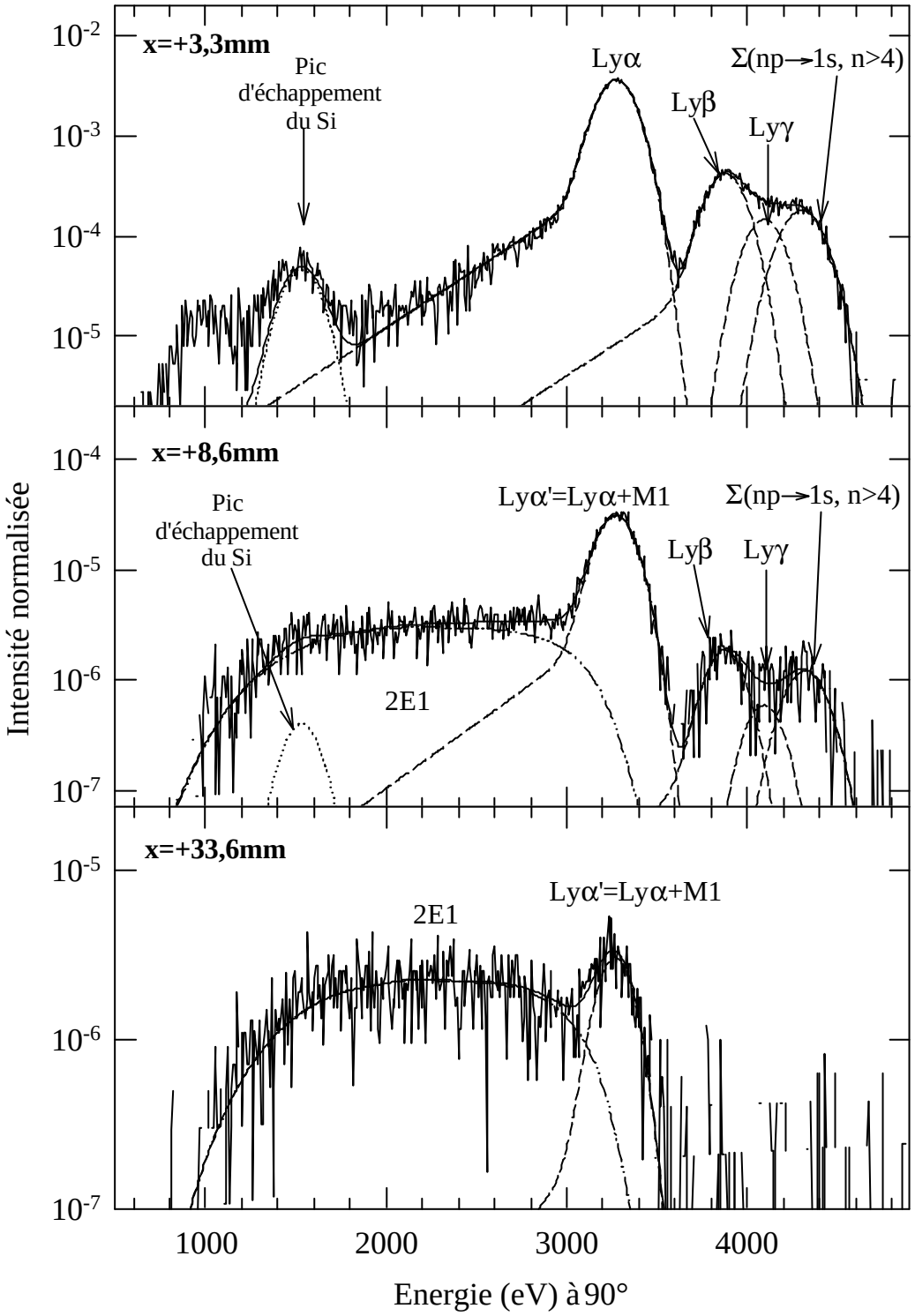


Figure III-9 : Exemple de décomposition de spectres enregistrés par le détecteur Si(Li)(1) à des positions du translateur différentes pour une cible de carbone de 3,5 µg/cm².

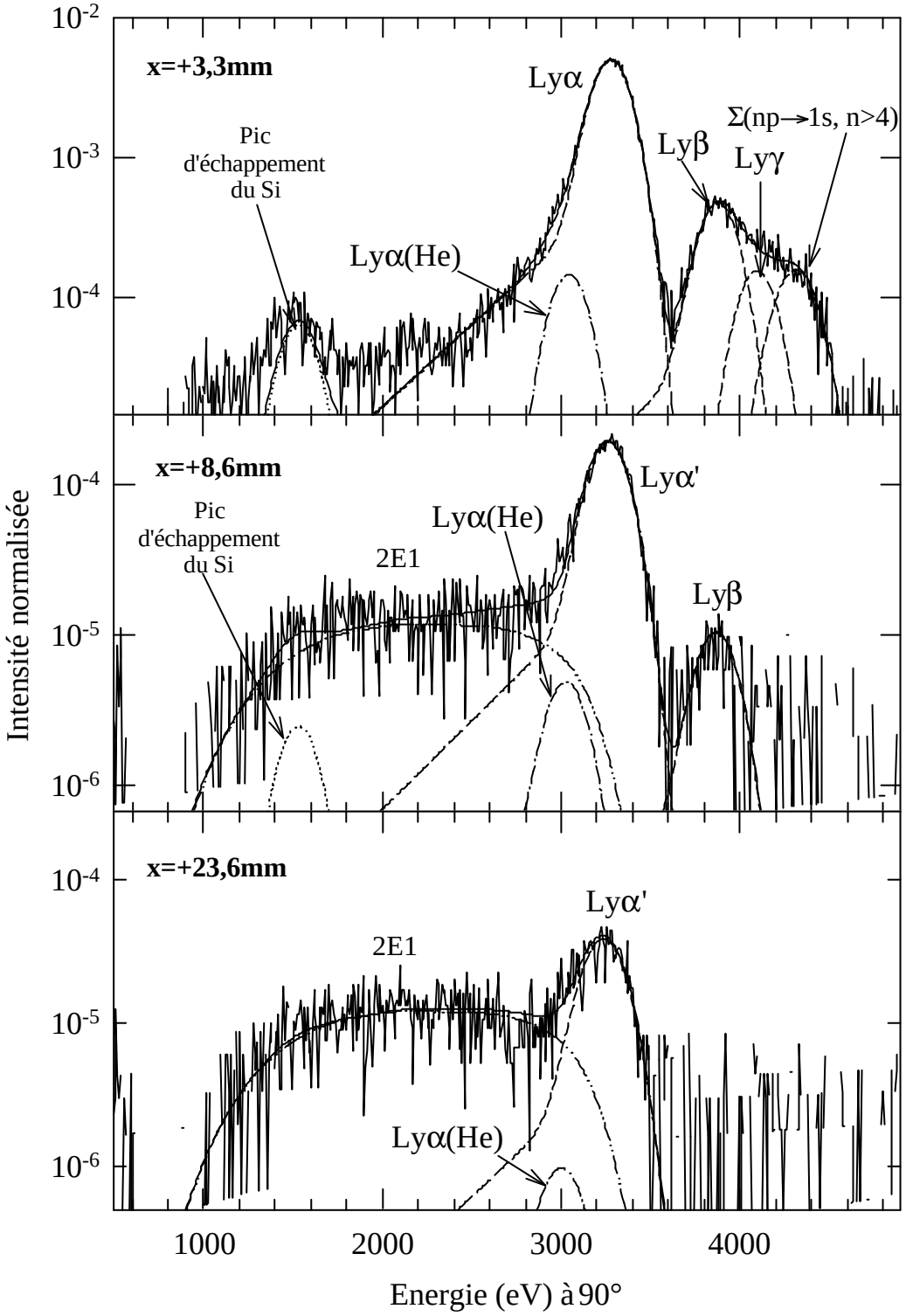


Figure III-10 : Exemple de décomposition de spectres enregistrés par le détecteur Si(Li)(1) à des positions du translateur différentes pour une cible de carbone de 98 µg/cm².

En ce qui concerne plus particulièrement les cibles épaisses (98 et 201 µg/cm²), des raies héliumoï des (dues à deux captures successives) peuvent être observées. La résolution en énergie étant insuffisante pour résoudre complètement ces transitions, la bonne maîtrise des formes des raies a permis de distinguer la raie Lyman α héliumoï de (Lyα(He)) des transitions Lyman hydrogénoï des. La proportion de cette raie par rapport aux raies hydrogénoï des été trouvée égale à 2,5%. Ce chiffre est très proche des 3% donnés par les prédictions des états de charge du code ETACHA (§II-2-1-3). La figure III-11 montre une décomposition complète d'un spectre enregistré par le détecteur Ge pour une cible de 42 µg/cm². Les spectres expérimentaux enregistrés par ce détecteur sont également très bien reproduits par la forme des raies décrites au paragraphe III-2-3-3.

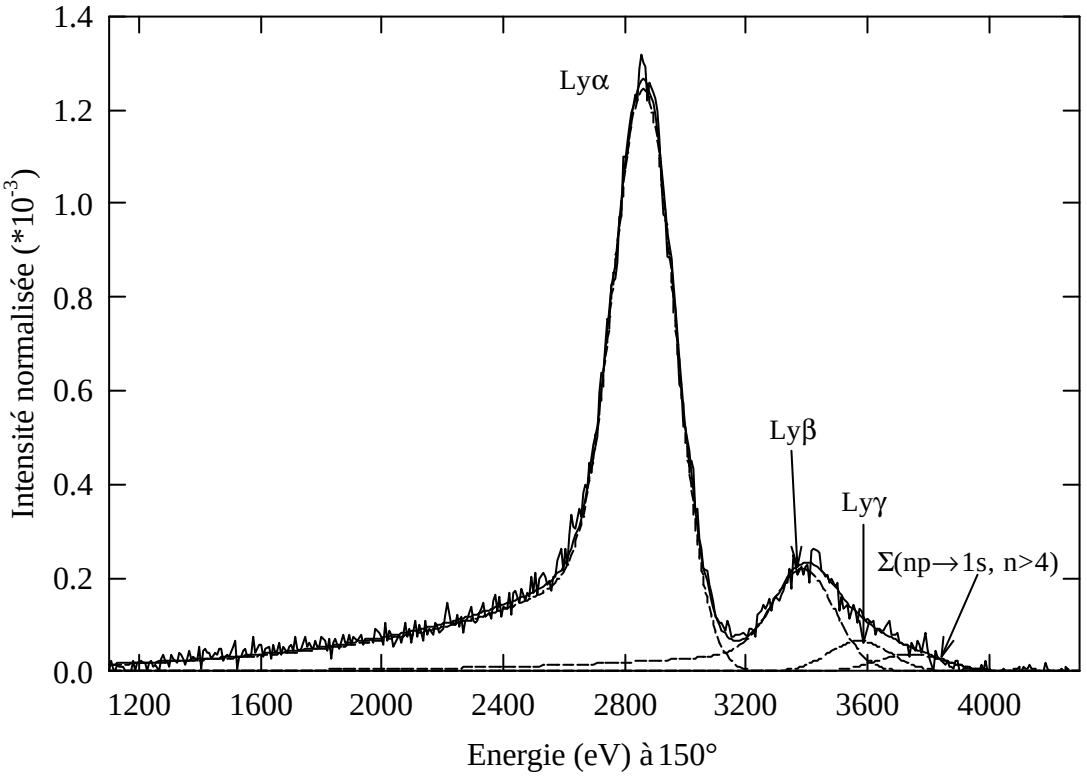


Figure III-11 : Exemple de décomposition d'un spectre enregistré par le détecteur Ge pour une cible de carbone de 42 µg/cm².

Afin d'obtenir des données précises sur l'étude des intensités Lyman avec le temps de vol et avec l'épaisseur de cible, nous avons analysé 126 spectres (108 enregistrés par les détecteurs Si(Li) et 18 par le détecteur Ge).

III- 3 EXTRACTION DES INTENSITES ET INCERTITUDES

En utilisant toutes les données du paragraphe III-2, l'intensité de chacune des transitions observées a été extraite pour chaque spectre enregistré au cours de l'expérience.

Dans le cas des spectres enregistrés à 90° par les détecteurs Si(Li), il nous est possible d'extraire l'intensité de la transition Lyα(2p$\rightarrow$1s) pure puisqu'on mesure l'intensité de la transition 2E1 (rappelons que dans le cas où les spectres sont enregistrés à 150° l'intensité du processus 2E1 est très petite devant celle de la raie Lyα). Le nombre de coups de la raie Lyα est donné par :

$$N^{Ly\alpha} = N^{Ly\alpha'} - N^{M1} \qquad \text{III(14)}$$

avec

$$N^{M1} = \frac{N^{2E1}}{\varepsilon_{dét.}^{2E1}} \times \varepsilon_{dét.}^{M1} \times \frac{R_{M1}}{2 \times R_{2E1}} \qquad \text{III(15)}$$

où $\varepsilon_{dét.}^{2E1} = 0{,}39$ est l'efficacité globale du détecteur pour la transition 2E1, $\varepsilon_{dét.}^{M1} = \varepsilon_{dét.}^{Ly\alpha}$ l'efficacité du détecteur à 3,27 keV (rappelons que les valeurs de l'efficacité sont données dans le tableau II-9), R_{M1}=3% et R_{2E1}=97% les rapports de branchement respectifs des deux voies de désexcitation du niveau métastable 2s (§II-1-2) et le facteur 2 correspond au fait qu'au cours de la transition de type 2E1 deux photons sont émis simultanément. L'intensité N^{M1} peut devenir importante pour la distance d'observation la plus grande de la désexcitation de l'ion derrière la cible. Sa contribution à la raie Lyα' dépend directement du peuplement de l'état 2s (ou du « dépeuplement ») ; elle a été trouvée minimale pour les cibles de 42, 98 et 201 µg/cm² (10%) et de 20% dans le cas de la cible de 3,5 µg/cm².

A ce stade , connaissant *i)* la transmission pour chaque transition de chaque détecteur (§II-3-2-2 et §II-3-2-6), *ii)* le nombre d'atomes cibles pour chaque épaisseur (§II-1-3-2), le nombre d'ions projectile incident (§II-2-1-2) et le temps mort d'acquisition (§II-3-3), on peut déduire le nombre de photons émis par ion pour chaque énergie observée, les rapports d'intensités des transitions entre elles ainsi que la section efficace totale d'émission Lyman comme décrit au paragraphe III-1.

III- 3- 1 Evolution des intensités et des rapports d'intensités des raies Lyman en fonction de la distance d parcourue derrière la cible

Avant d'examiner les résultats de cette évolution et de déterminer leur précision, il est nécessaire d'évaluer la distance d à laquelle on observe réellement la désexcitation de l'ion par rapport à la cible. C'est elle, en effet, qui est vraiment caractéristique du temps de vol et donc de la durée de vie des états $n\ell$ peuplés lors de l'interaction ion-solide.

1) Détermination du zéro des deux jonctions Si(Li)

Comme nous l'avons vu au paragraphe II-2-2, les deux détecteurs Si(Li) enregistrent chacun, pendant un temps d'acquisition donné t_{acq}, un spectre à des positions différentes derrière la cible. Mécaniquement, un à la position $d(mm) = x - 3{,}3$ enregistré par Si(Li)(1) et l'autre à la position $d(mm) = x + 3{,}3$ enregistré par Si(Li)(2), x étant la position du translateur le long de l'axe Ox. Le *zéro* (d=0) pour chacun des détecteurs est différent et correspond donc théoriquement pour Si(Li)(1) à $x = +3{,}3$ mm et pour Si(Li)(2) à $x = -3{,}3$ mm. Les deux spectres sont enregistrés à deux temps de vol différent séparés d'un intervalle $\Delta t = \frac{\Delta x}{v_p} = 1{,}310^{-10}\,s$. L'alignement mécanique par rapport au faisceau du centre de la chambre, de la face arrière des supports ainsi que le positionnement des fentes a été fait avec une lunette de géomètre. Mécaniquement la position dite du *zéro* pour la cible par rapport à chacun des détecteurs était particulièrement précise (±1/100 mm). Cependant, la cible déposée sur son support n'est pas plane et peut donc entraîner un décalage de zéro important. Ce décalage peut être très différent d'une cible à l'autre.

Pour déterminer ce zéro, nous avons évalué, pour chaque cible, l'intégrale normalisée de la raie Lyα, soit N^{2p}_{norm}, et tracé son évolution en fonction de la position du translateur. Un exemple est montré figure III-12 dans le cas de la cible de 98 µg/cm². La demi-largeur à mi-hauteur de chacune des deux courbes correspond à la largeur de la fente du collimateur c'est-à-dire à 300 µm et le maximum de ces courbes détermine le **zéro expérimental** (le maximum d'intensité est obtenu sur la face arrière de la cible).

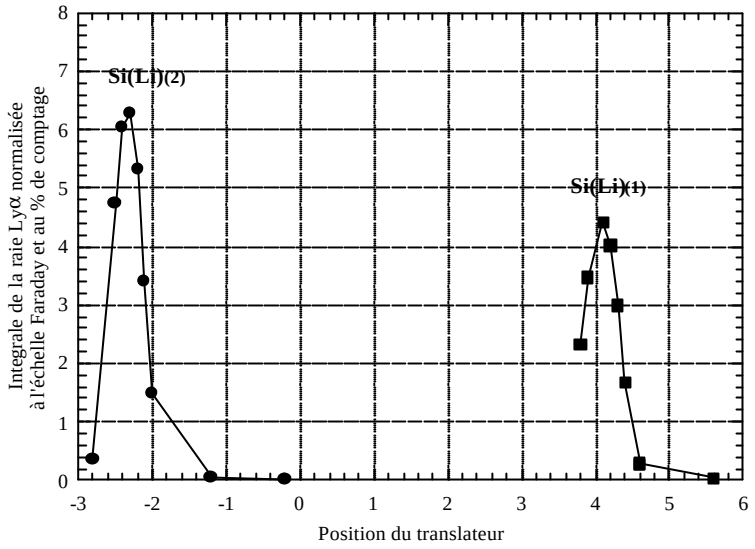


*Figure III-12 : Evolution de l'intensité normalisée de la raie Ly**α***
avec la position du translateur (en mm).
(le rapport d'efficacité Si(Li)(1)/Si(Li)(2) étant de 70%)

Par exemple, pour la cible de 98 µg/cm² le maximum de la courbe obtenue avec Si(Li)(2) correspond à la position du translateur $x = -2,3$ mm, ce qui veut dire que la distance parcourue derrière la cible par l'ion projectile sera $d = x + 2,3$ et non $d = x + 3,3$ (décalage de 1mm). Le tableau III-6 donne l'ensemble des résultats ainsi obtenus pour chacune des cibles de carbone.

Epaisseur de cible (µg/cm²)	Position x du maximum des courbes		Distance expérimentale réelle entre les deux Si(Li)
	Si(Li)(1)	Si(Li)(2)	
3,5	+3,1 (±0,2)	-2,9 (±0,4)	6 (±0,6)
8,6	+3 (±0,3)	-3 (±0,3)	6 (±0,6)
12,6	+3,6 (±0,1)	-2,9 (±0,1)	6,5 (±0,2)
22,5	+3,6 (±0,1)	-2,8 (±0,1)	6,4 (±0,2)
42	+4,3 (±0,1)	-2,1 (±0,1)	6,4 (±0,2)
98	+4,1 (±0,1)	-2,3 (±0,1)	6,4 (±0,2)
201	+3,5 (±0,1)	-3 (±0,1)	6,5 (±0,2)

Tableau III-6: Zéro expérimental de chaque détecteur Si(Li) pour chaque cible.

Le zéro expérimental est déterminé à ±0,1 mm pour les deux détecteurs Si(Li) et pour toutes les cibles d'épaisseur comprise entre 12,6 et 201 µg/cm². L'erreur est beaucoup plus grande dans le cas des cibles de 3,5 et 8,6 µg/cm².

2) Calculs des incertitudes

Incertitude attribuée à l'évolution du nombre de photons émis par ion pour une transition et une cible données :

Cette incertitude est le résultat de la somme d'une série d'erreurs dites systématiques (ne dépendant que du spectre étudié et des caractéristiques du détecteur qui l'a enregistré), de l'erreur sur l'épaisseur de cible et de l'incertitude de décomposition de la raie expérimentale considérée.

Les erreurs systématiques sont au nombre de quatre :

1 l'erreur sur l'efficacité absolue du détecteur considéré pour une énergie donnée (7 à 8% pour les détecteurs Si(Li)) (§II-3-2-2, tableau II-9).

2 l'erreur sur l'angle solide soit 2,5% dans le cas des détecteurs Si(Li) (§II-3-2-6).

3 l'erreur sur le pourcentage de comptage de chacun des spectres, erreur qui tourne autour de 1% (§II-3-3).

4 l'erreur sur l'intensité du faisceau prise compte tenu de l'appareil de mesure de cette intensité, erreur égale à ≈1%.

Ces quatre erreurs dites systématiques conduisent à une erreur à peu prés constante, quelle que soit la transition étudiée, égale à ≈12% dans le cas des détecteurs Si(Li).

L'erreur sur l'épaisseur de cible est déduite des mesures RBS (§II-1-3-2, tableau II-4) et elle varie de 27% pour la cible la plus fine à 5% pour la cible la plus épaisse.

L'erreur de décomposition d'une raie est quant à elle due à 3 termes:

1 l'erreur liée à la soustraction des fonds sous la raie **($n\ell$)** considérée. Cette erreur est reliée à l'erreur statistique de chacun des fonds et dépend de l'ajustement de ces fonds au spectre brut. Elle est notée $\sqrt{2N_{Fond}^{n\ell}}$ et vaut $\sqrt{2N_{FP}} + \sqrt{N_{FT}} + \sqrt{N_{FB}}$ puisque le FP correspond à un processus aléatoire et que les FT et FB, qui ont une forme caractéristique, sont dus à des processus physiques non aléatoires.

2 l'erreur liée à la statistique de l'intégrale d'un pic considéré soit $\sqrt{N^{n\ell}}$.

3 les pics voisins, possédant une erreur de décomposition, peuvent influencer l'intégrale du pic considéré (par exemple, pour la raie Lyα les transitions 2E1, M1 dont l'intégrale est déduite de celle de la raie 2E1 et la déformation basse énergie de la raie Lyβ influencent l'intégrale de la raie Lyα) et donc entraîner une erreur. Cette erreur notée $\sqrt{N^{n\ell}_{voisin}}$, pour un pic voisin, est égale à l'intégrale de ce pic voisin sous la raie considérée multipliée par l'erreur relative statistique de ce pic voisin.

L'erreur relative globale de décomposition a été maximisée en étant déduite par la formule :

$$\left(\sqrt{2N^{n\ell}_{Fond}} + \sqrt{N^{n\ell}} + \sqrt{N^{n\ell}_{voisins}}\right) \Big/ N^{n\ell} \qquad \text{III(16)}$$

En effet, les formes des simulations de raies n'étant pas totalement indépendantes, l'erreur réelle faite sur ces décompositions ne peut être qu'inférieure ou égale à la somme ainsi calculée.

Le tableau III-7 donne, en fonction de l'épaisseur de cible et pour quelques distances d auxquelles ont été enregistrés les spectres, l'incertitude relative de décomposition pour chaque raie étudiée.

Cibles µg/cm²	**incertitude % Lya d en mm**				**incertitude % Lyb d en mm**			**incertitude % Lyg d en mm**		**incertitude % (å np® 1s, n>4) d en mm**		**incertitude % 2E1 d en mm**
	d=0	d≈5	d≈10	d≈40	d=0	d≈5	d≈10	d=0	d≈5	d=0	d≈5	d≈40
3,5	0,5	2	5	15	2	13	47	4,5	43	3,5	18,5	5
8,6	0,3	1	2	7	3,5	7,5	21	5,5	31	4,5	15,5	3
12,6	0,5	1,5	2,5	7	2,5	14	21	5	44	3,5	25	4
22,5	0,5	1,5	2	6	2,5	12	25	6,5	39	4,5	21	4
42	0,3	1	2	5	3	7,5	21,5	3	32	6	17	4
98	0,6	2	2,5	5	3	16,5	26	7	53	12	48	5
201	0,5	2	3,5	5	3	19,5	35	7	54	7	--	7

Tableau III-7 : Incertitudes relatives de décomposition pour chacune des raies observées sur les spectres enregistrés par le détecteur Si(Li)(1).

Pour des valeurs de d grands (d>5mm), l'erreur statistique augmente beaucoup ce qui augmente l'incertitude de décomposition surtout des pics Lyβ, Lyγ et Ly($\sum$np→1s, n>4). Sur les exemples présentés ici, la variation de l'erreur relative pour une distance d donnée en fonction de l'épaisseur de cible n'est due qu'à une différence de statistique sur les spectres.

Pour avoir l'erreur attribuée aux valeurs de $N_{X/ion}^{n\ell}$ tracées en fonction de d, il suffit d'ajouter aux valeurs données dans ce tableau 12% due aux quatre erreurs dites systématiques et l'erreur sur l'épaisseur de cible considérée. Toutes les sources d'erreur sont ainsi reportées sur les résultats expérimentaux présentés de façon exhaustive dans l'annexe I-a.

Incertitude attribuée à un rapport d'intensités des transitions Lyman :

Les transitions Lyman étant très sensibles au moment angulaire des états excités, un certain nombre d'informations intéressantes peuvent être obtenues à partir de l'évolution des rapports d'intensité en fonction de la distance d. Nous avons étudié tout particulièrement les rapports d'intensité (3p→1s)/(2p→1s) et (4p→1s)/(2p→1s).

L'angle solide, le nombre de projectiles et le pourcentage de comptage n'interviennent pas dans l'évaluation d'un rapport d'intensité et donc n'introduisent pas de sources d'erreur. L'incertitude relative d'un rapport d'intensité **nℓ/n'ℓ'** s'écrit avec les notations du paragraphe précédent:

$$\left[\left(\frac{N^{n'\ell'}+\sqrt{2N_{Fond}^{n'\ell'}}}{N^{n\ell}+\sqrt{2N_{Fond}^{n\ell}}}-\frac{N^{n'\ell'}-\sqrt{2N_{Fond}^{n'\ell'}}}{N^{n\ell}-\sqrt{2N_{Fond}^{n\ell}}}\right)\Bigg/\left(2\frac{N^{n'\ell'}}{N^{n\ell}}\right)\right]+\frac{\sqrt{N^{n\ell}}+\sqrt{N_{voisins}^{n\ell}}}{N^{n\ell}}+\frac{\sqrt{N^{n'\ell'}}+\sqrt{N_{voisins}^{n'\ell'}}}{N^{n'\ell'}}$$

III(17)

Le premier terme correspond à l'erreur liée au fond en prenant en compte le fait que sa forme est maîtrisée. Cette erreur n'excède pas 3% dans le cas des rapports cités au-dessus. Les autres termes représentent l'erreur statistique et l'erreur due aux pics voisins de chacune des raies **nℓ** et **n'ℓ'**. A titre d'exemple, le tableau III-8 donne quelques valeurs des incertitudes obtenues avec la formule III(17).

Cibles ($\mu g/cm^2$)	incertitudes (%) sur 3p® 1s/2p® 1s			incertitudes (%) sur 4p® 1s/2p® 1s	
	d=0	d≈5	d≈10	d≈0	d≈5
3,5	2,5	16	49	4	44
12,6	2,5	14	22	4	44
42	3	7,5	22	3	22
98	3,5	17,5	27	3	54

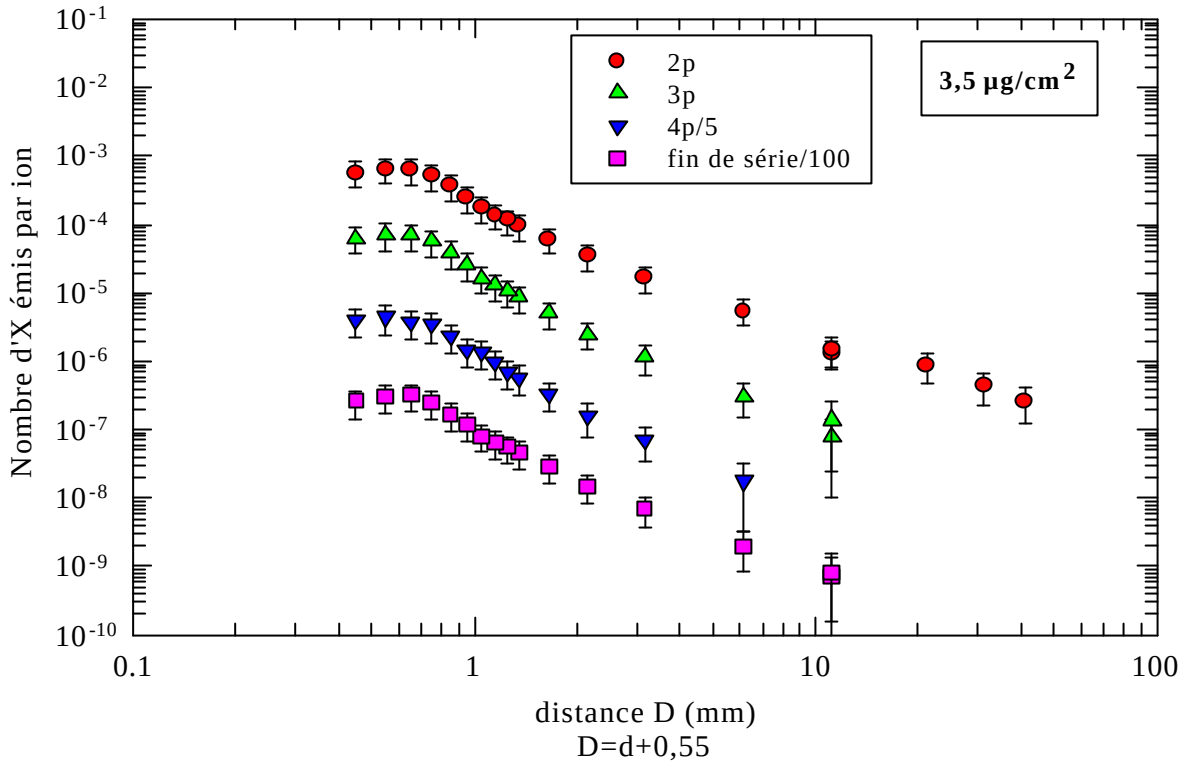
Tableau III-8 : Incertitudes relatives de décomposition sur les rapports des transitions Lyman pour quelques distances d(mm) (voir formule III(17)).

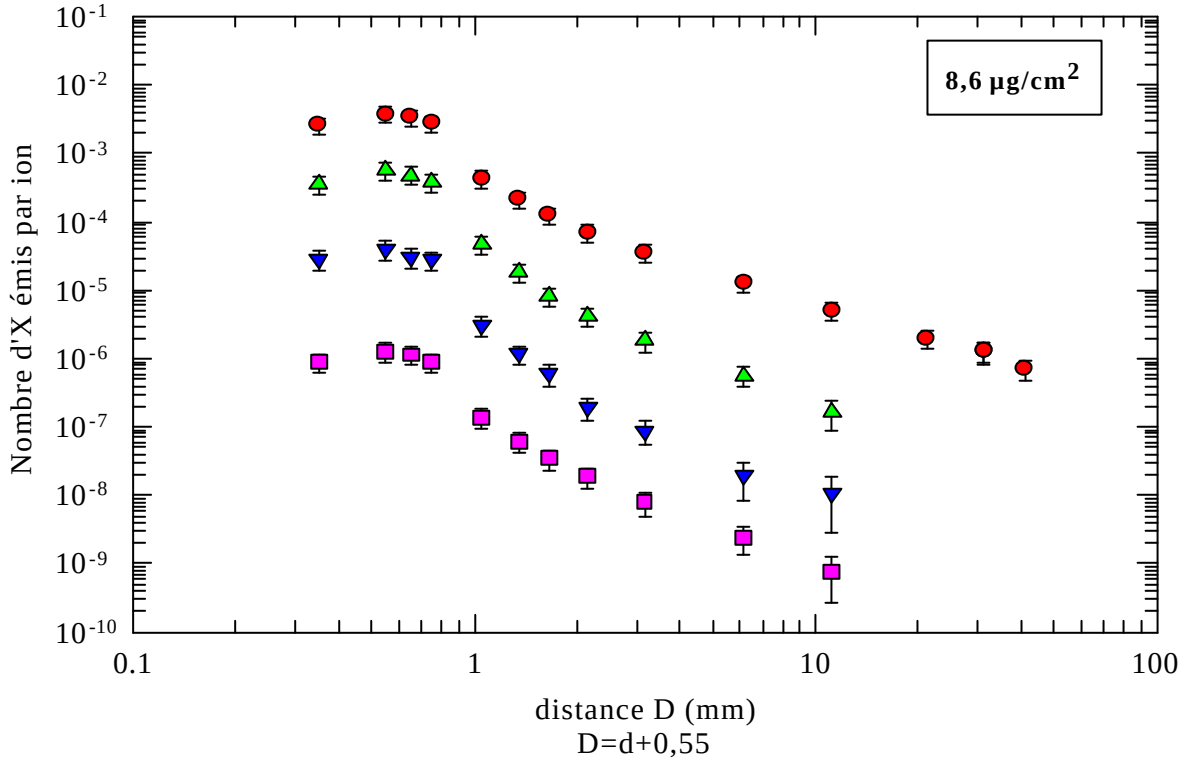
Pour comparer directement nos résultats expérimentaux aux calculs théoriques donnant l'évolution du rapport avec la distance d nous ajouterons à cette incertitude relative, l'incertitude relative sur l'épaisseur de cible et sur le rapport des efficacités des transitions (§II-3-2-2).

3) Présentation des résultats

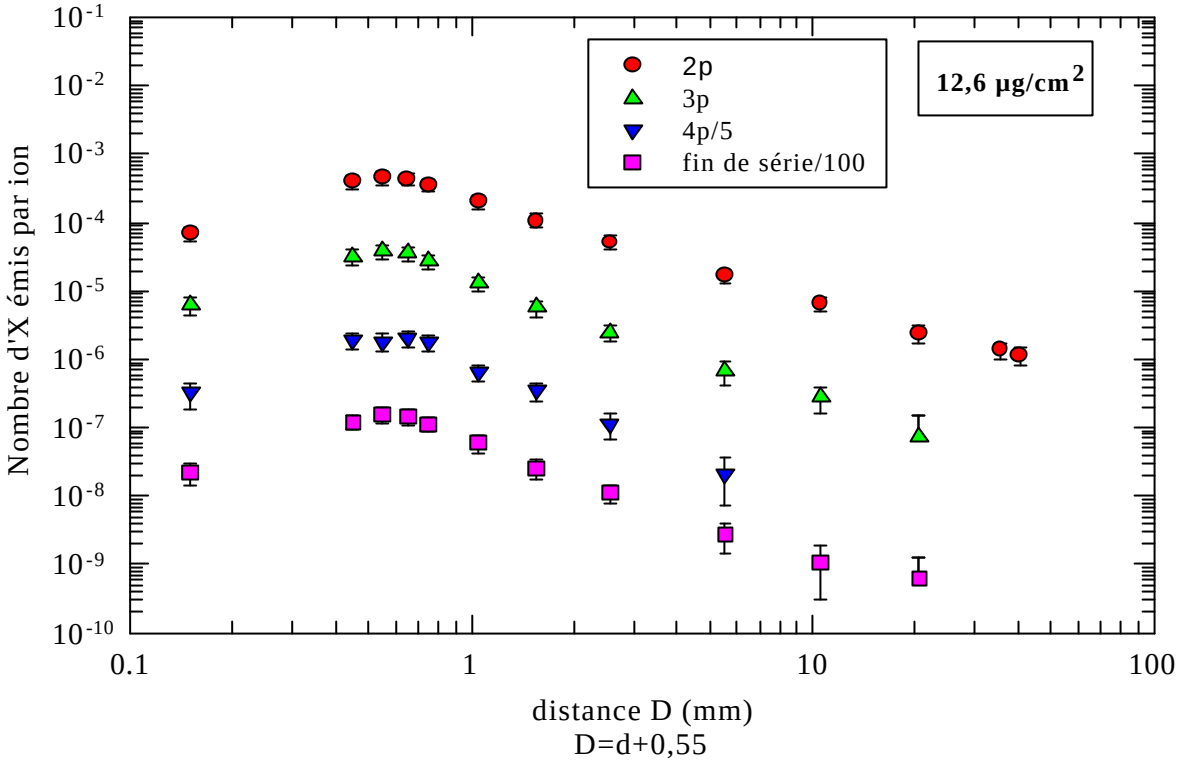
Pour faciliter la représentation graphique sur une échelle logarithmique en x et en y, nous avons tracé nos résultats en fonction d'une distance notée $D(mm) = d + 0{,}55$. Cela permet de dilater l'évolution des intensités des transitions à petites distances et de présenter les résultats pour toutes les transitions Lyman sur un même graphe.

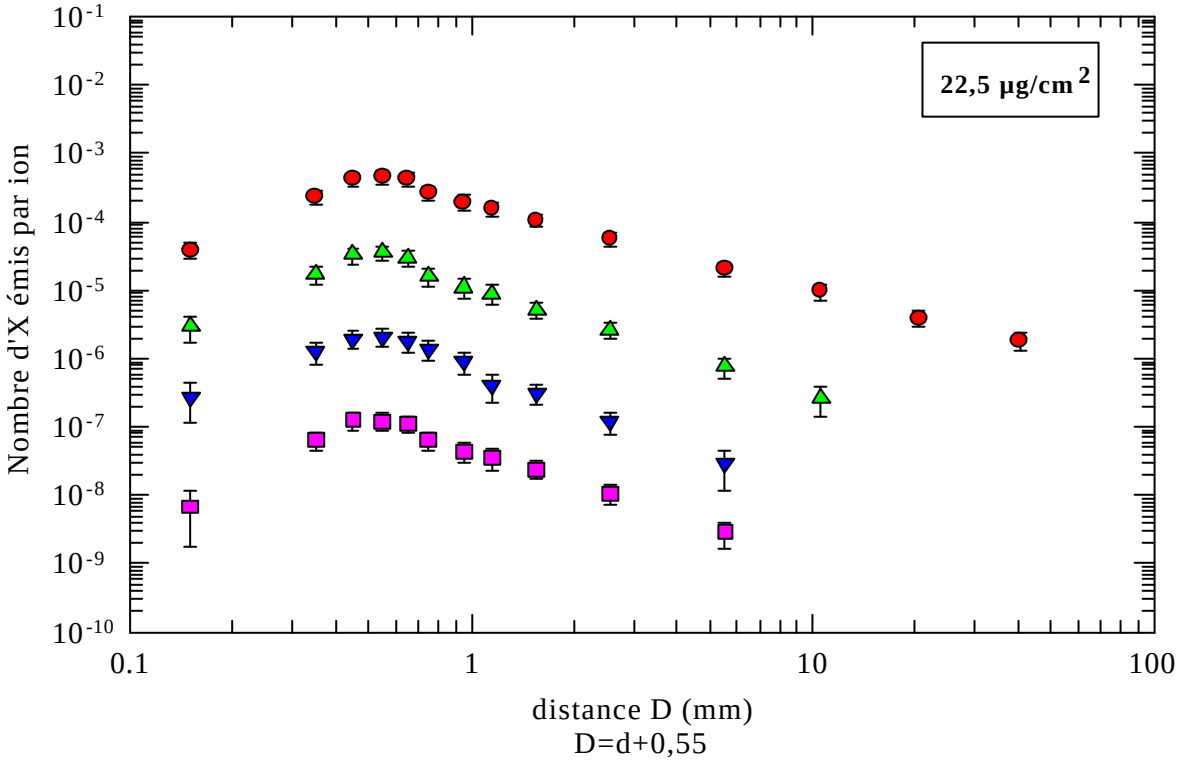
Nous avons reporté cette évolution dans le cas des 7 cibles d'épaisseurs différentes (figures III-13 à III-19). L'annexe I-a donne les tableaux de toutes les intensités expérimentales des transitions enregistrées par les détecteurs Si(Li) pour chacune des cibles.



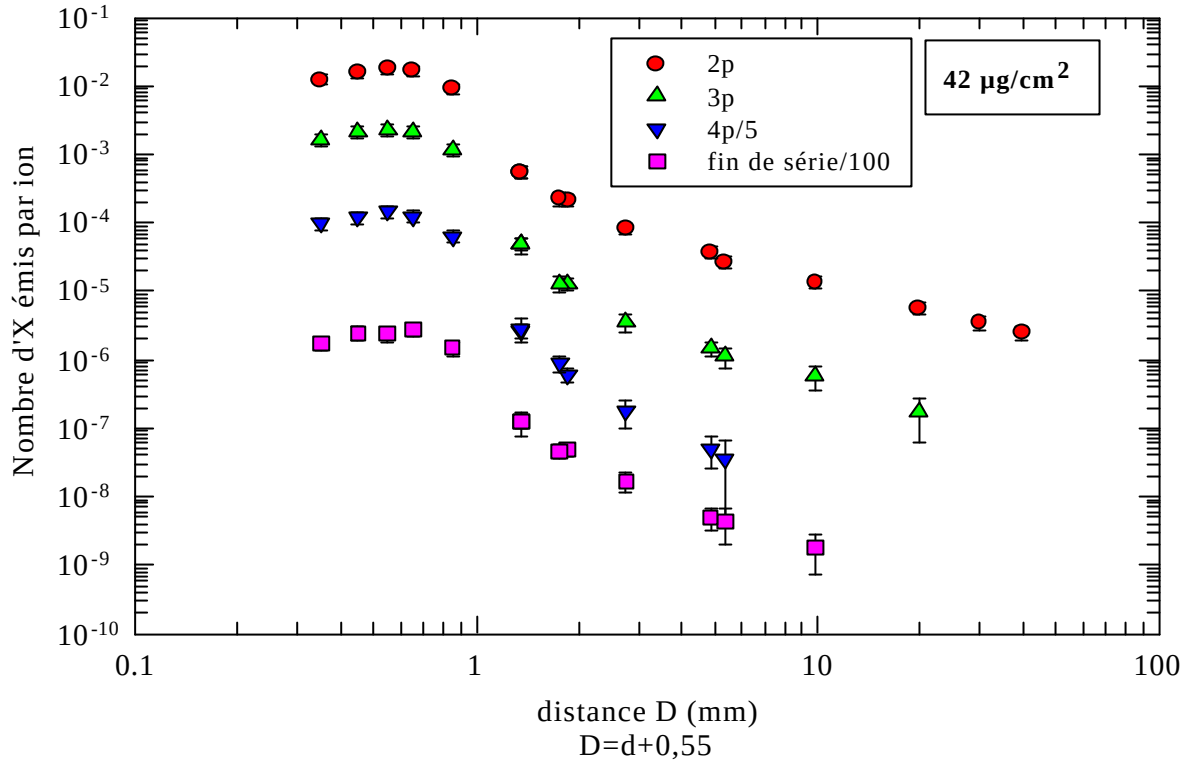


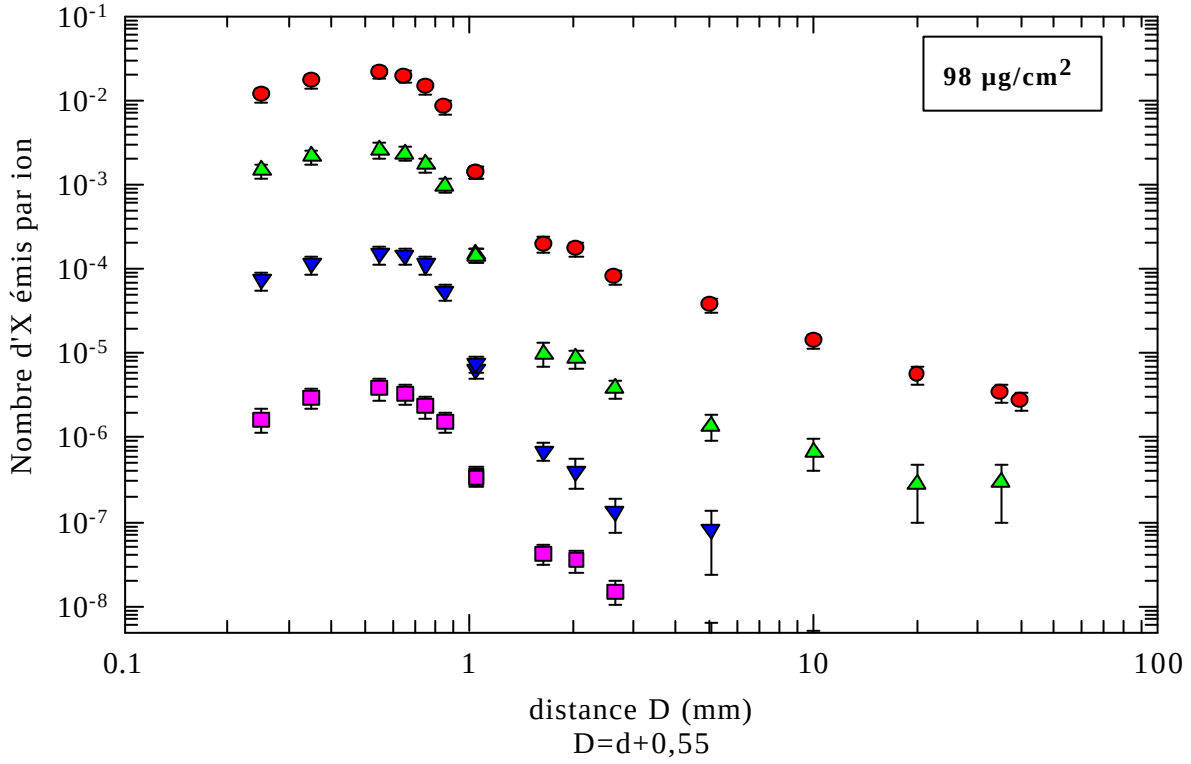
*Figures III-13 et III-14 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour des cibles respectivement de **3,5** et **8,6** µg/cm².*





*Figures III-15 et III-16 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour des cibles respectivement de **12,6** et **22,5** µg/cm².*





*Figures III-17 et III-18 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour des cibles respectivement de **42** et **98** µg/cm².*

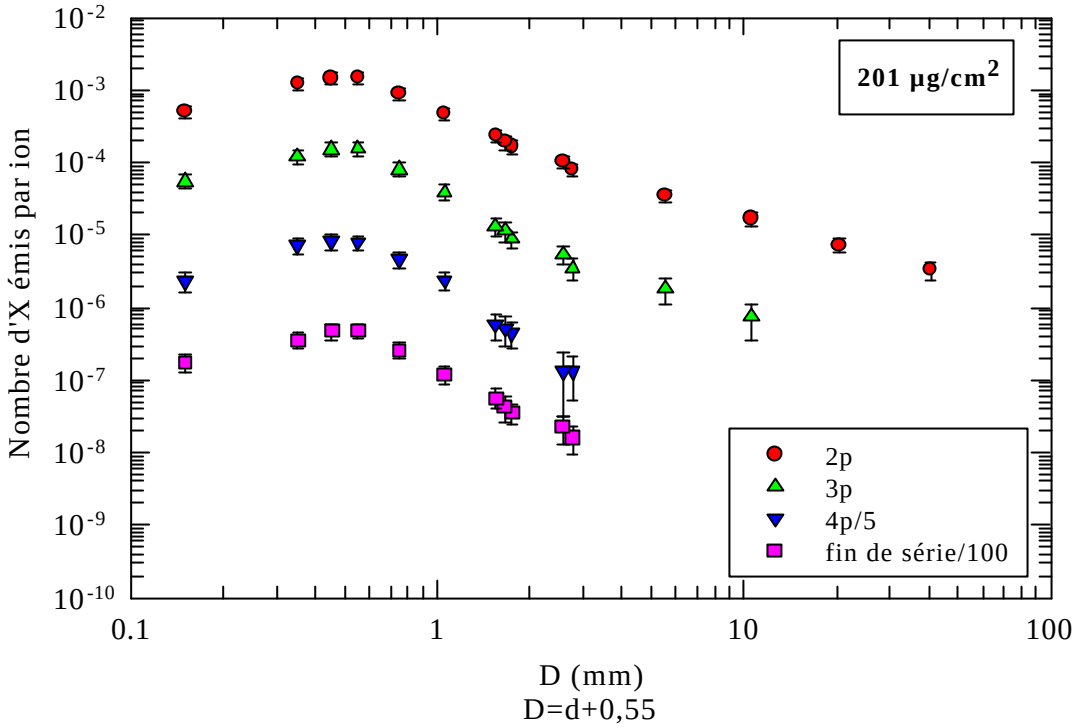


*Figure III-19 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour une cible de **201** µg/cm².*

L'ensemble des points expérimentaux obtenus pour des distances parcourues derrière la cible petites (d<0,45 mm soit D<1 mm) évolue peu. Comparer en valeur absolue le nombre d'X émis par ion pour une transition donnée jusqu'à d≈0,45 mm, en fonction de l'épaisseur, serait une erreur. En effet, pour ces points, l'intensité est très perturbée par des effets géométriques et des effets d'autoabsorption. Ces effets dits d'ombre proviennent *i)* des dimensions des supports par rapport à la largeur vue par les détecteurs à 90° et *ii)* de la planéité ou de la non planéité des cibles sur leur support. Nous montrerons, dans le chapitre V, que nous maîtrisons ces effets. Pour d>0,45 mm on trouve une évolution du nombre d'X émis par ion pour chaque transition Lyman en fonction de d soit du temps de vol (t) de l'ion, en accord avec une loi de puissance $N_{X/ion}^{n\ell}(t) \propto t^{-a}$ (§I-2-2).

Pour visualiser l'effet d'épaisseur de cible, nous avons tracé sur la figure III-20 l'évolution de chaque transition Lyman à partir de d=1,1 mm (soit D=1,65 mm) pour les cibles les plus fines (3,5 et 8,6µg/cm²) et les cibles les plus épaisses (98 et 201µg/cm²).

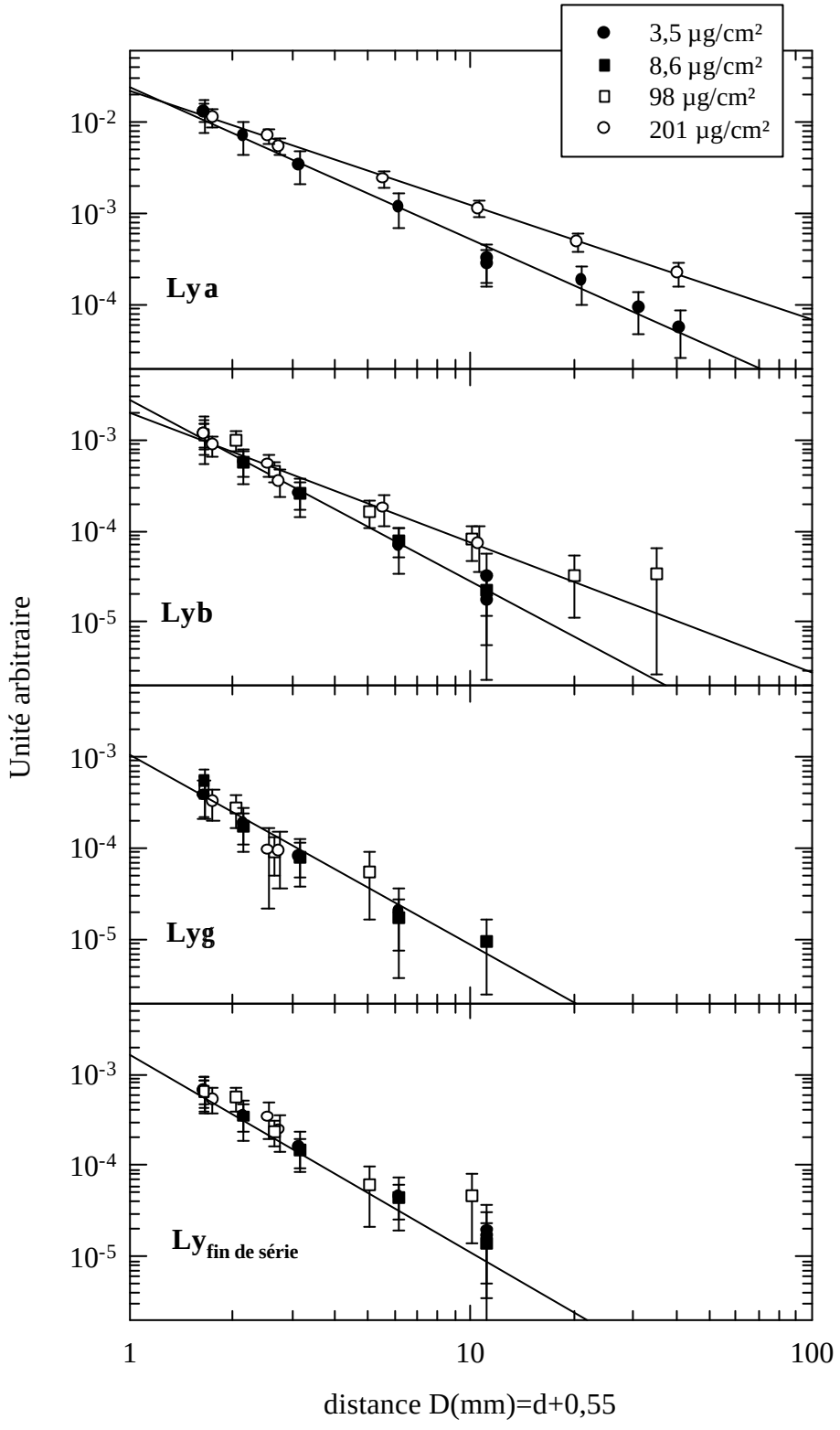


Figure III-20 : Evolution de chaque transition Lyman np observée à partir de d=1,1 mm pour les cibles les plus fines (3,5 et 8,6 µg/cm²) et pour les cibles les plus épaisses (98 et 201 µg/cm²). Les points expérimentaux à d=1,1 mm (soit D=1,65 mm) des cibles de 8,6 , 98 et 201 µg/cm² sont normalisés (voir texte).

Pour chaque transition, les points expérimentaux des cibles de 98, 201 et 8,6 µg/cm² sont normalisés au premier point (à D=1,65 mm) obtenu avec la cible de 3,5 µg/cm². Si on note a_{np} le coefficient de la pente des transitions Lyman, à partir de cette représentation trois constats peuvent être faits :

-(*1*) pour une même épaisseur de cible, on a :

$$a_{2p} < a_{3p} < a_{4p} \approx a_{\text{fin de série}}$$

-(*2*) en ce qui concerne *l'évolution des intensités des transitions 2p ®1s et 3p ®1s* : a_{np} diminue quand l'épaisseur de cible augmente ; les valeurs des coefficients a_{np} dépendent de l'épaisseur de cible traversée donc du nombre de collisions que l'ion projectile a subit. La valeur de a_{2p}, pour la transition 2p→1s, varie entre 1,69±0,13 pour la cible la plus fine et 1,26±0,08 pour la cible la plus épaisse. Pour la transition 3p→1s, cette différence de pente est moins marquée, à l'intérieur des barres d'erreurs, puisqu'on a a_{3p}=2±0,3 pour 3,5 et 8,6 µg/cm² et a_{3p}=1,4±0,2 pour 98 et 201µg/cm².

-(*3*) pour *les transitions 4p ®1s et å(np ®1s, n>4)* les pentes ne dépendent pas de l'épaisseur de cible dans la limite des barres d'erreur. Pour ces transitions, les valeurs de a_{np} (n≥4) tendent vers a_{4p}=2,22±0,25 et $a_{\text{fin de série}}$=1,88±0,17.

Ces constats relèvent principalement de l'effet des cascades sur les états np. En effet, prenons à titre d'exemple une population uniforme en ℓ pour chaque niveau n (ce qui revient ici à favoriser les petits moments angulaires), on a :

- ≈ 60% de la population d'un état n>2 (quel que soit n) qui cascade sur 2p (principalement $\ell = n-1, n-2$)

- ≈15% de la population d'un état de n>3 qui cascade sur 3p

- seulement 6% de la population d'un état de n>4 qui cascade sur 4p (principalement les états s et d).

Les différences de pente a_{np} observées en fonction de n, pour une cible d'épaisseur donnée (*constat-1*), sont donc expliquées par un effet de cascades de moins en moins important quand n augmente. L'état 2p est donc le plus sensible à cet effet, 4p et fin de série ayant une sensibilité comparable.

L'évolution des pentes a_{2p} et a_{3p} en fonction de l'épaisseur de cible (*constat-2*) démontre que des états de Rydberg (états de n élevé) de moment angulaire ℓ grand sont produits pendant la phase de transport par des collisions multiples. Ces états de haut ℓ vont alors cascader préférentiellement sur l'état 2p plutôt que sur les états np de n≥3 (§II-1-2).

Enfin, l'augmentation du nombre de collisions ne modifie pas la vitesse d'extinction des transitions Lyman np→1s avec n>3 (*constat-3*). Ce résultat montre qu'un régime d'équilibre des populations des états de n élevé mais de moment angulaire petit (s et d) est atteint dés la cible la plus fine.

Une comparaison détaillée avec les modèles et des expériences antérieures est présentée au Chapitre V.

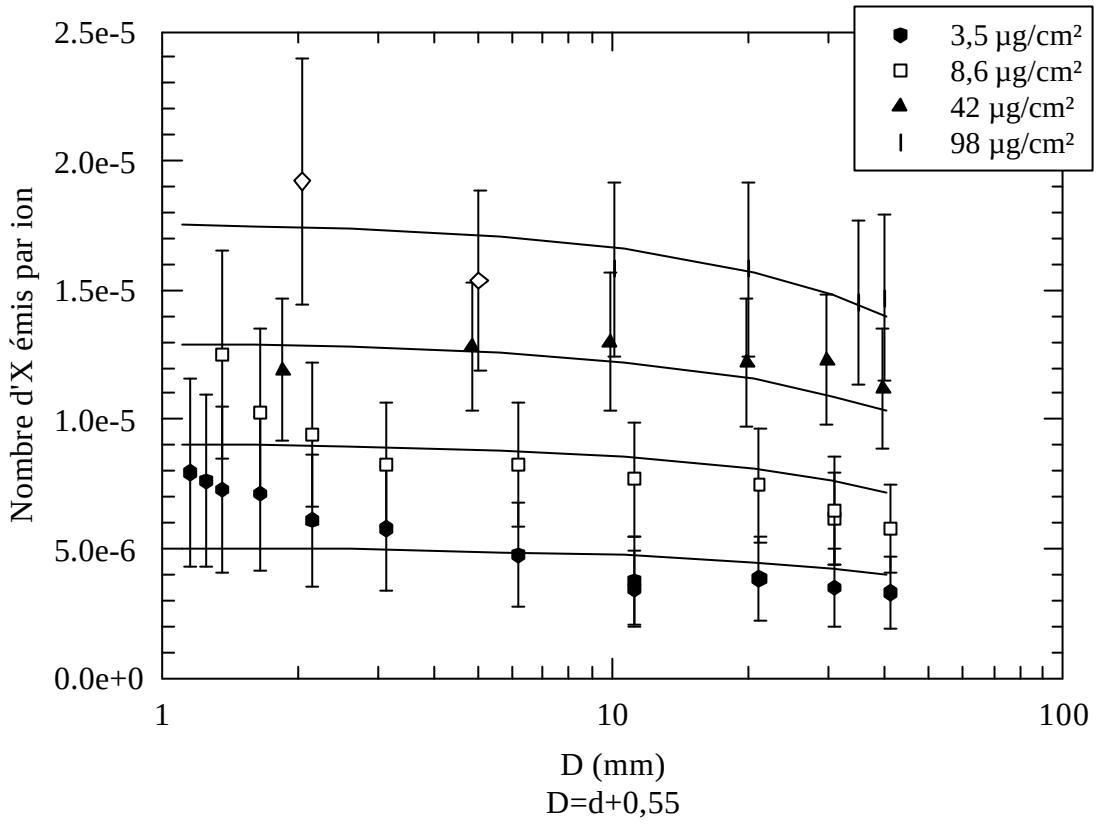


Figure III-21 : Evolution de l'intensité de la transition 2s ® 1s de type 2E1 en fonction de la distance d'observation derrière la cible (d) pour quelques épaisseurs de cible.
Les traits continus correspondent à la loi de décroissance exponentielle (voir texte)

L'intensité de la raie, due au processus de désexcitation 2E1, est tracée sur la figure III-21 en fonction de la distance d d'observation derrière la cible et pour plusieurs épaisseurs de cible. Elle évolue peu pour des valeurs de d comprise entre 0,45 et 50 mm, soit pour des valeurs de temps de vol compris entre 8 ps et 0,9 ns. Son comportement est caractéristique de la durée de vie (τ) de l'état 2s et suit une loi exponentielle $e^{-\frac{t}{\tau}} = e^{-\frac{d}{\lambda}}$ (avec $\tau = 3{,}5 10^{-9}$ s d'où λ= 175 mm). En effet la contribution des cascades de n élevé peut être considérée comme négligeable. En fonction de l'épaisseur de cible, son évolution sera donc le reflet direct de la

pertubation de l'état 2s pendant la phase transport et sera explicitée dans le chapitre V en comparant les résultats aux modèles.

III- 3- 2 Evolution des intensités relatives des raies Lyman normalisées à leur valeur en gaz en fonction de l'épaisseur de cible traversée

Nous avons évalué les intensités de chacune des raies Lyman par rapport à l'intensité totale de la série des transitions Lyman puis nous avons normalisé l'ensemble à leur valeur en gaz. On a :

$$I_R\left(np \rightarrow 1s\right) = \left(\frac{I_{np}}{\sum_n I_{np}} \right)_{Solide} \Bigg/ \left(\frac{I_{np}}{\sum_n I_{np}} \right)_{Gaz} \qquad \text{III(18)}$$

avec I_{np} définit formule (III-7)

L'intensité relative expérimentale en cible *solide* est obtenue grâce au dépouillement des spectres et la valeur en *gaz* caculée à partir des sections efficaces de capture CDW et des rapports de branchement entre les états. A épaisseur nulle, on s'attend à ce que les valeurs de $I_R(np \rightarrow 1s)$ tendent vers 1 si on admet que les sections efficaces de capture dans un état $n\ell$ ne sont pas modifiées entre une collision ion-atome (milieu gazeux) et ion-atome (milieu solide).

Nous avons entrepris d'étudier l'évolution de ce rapport en fonction de l'épaisseur de cible pour obtenir des données complémentaires sur la population et le transport des états excités en milieu solide. Rappelons ici que l'intensité relative des transitions Lyman promptes est une mesure sensible à la population des états internes (ici $n \leq 6$) alors que l'intensité des transitions Lyman retardées (décrite au paragraphe précédent) est caractéristique de la population des états externes ($n \geq 10$). Nous pourrons en particulier tester la valider des deux types de modèles décrits dans ce travail et comparer les résultats obtenus ici à ceux présentés dans les thèses de Despiney (*1994*) et Nicolaï (*1990*).

1) Calcul des barres d'erreur

Pour obtenir l'incertitude à attribuer à ce rapport d'intensité Lyman, il suffit d'appliquer la formule III(17) en « assimilant » $N^{n\ell}$ à I_{np} et $N^{n'\ell'}$ à $\sum_{n} I_{np}$ et en ajoutant l'erreur relative sur l'efficacité du détecteur(cf. §II-3-2-2). A titre d'exemple, le tableau III-9 donne quelques valeurs de ces incertitudes dans le cas où nous avons travaillé sur les spectres enregistrés avec la jonction Ge.

Cibles ($\mu g/cm^2$)	**Incertitudes(%) sur I_R(2p® 1s)**	**Incertitudes(%) sur I_R(3p® 1s)**	**Incertitudes(%) sur I_R(4p® 1s)**	**Incertitudes(%) sur I_R(å np® 1s, n>4)**
3,5	2	5	9	7
8,6	4	8	10	15
12,6	2	5	10	12
22,5	4	10	17	20
42	4	10	15	20
98	5	12	15	16
201	6	14	17	16

Tableau III-9 : Quelques valeurs des incertitudes obtenues sur des rapports d'intensités étudiés en fonction de l'épaisseur de cible traversée (détecteur Ge).

Plusieurs spectres ont été enregistrés pour une épaisseur de cible donnée ; les incertitudes reportées dans ce tableau sont des valeurs moyennes. L'annexe I-b donne l'ensemble des résultats extraits des spectres enregistrés à 150°.

2) Présentation des résultats

Sur la figure III-22 est présentée l'évolution $I_R(np \rightarrow 1s)$ en fonction de l'épaisseur de cible traversée obtenue grâce aux spectres enregistrés par le détecteur Ge. Au vu de ces résultats, une remarque essentielle peut être faite : les intensités relatives normalisées obtenues avec des cibles solides sont très différentes de celles obtenues avec des cibles gazeuses.

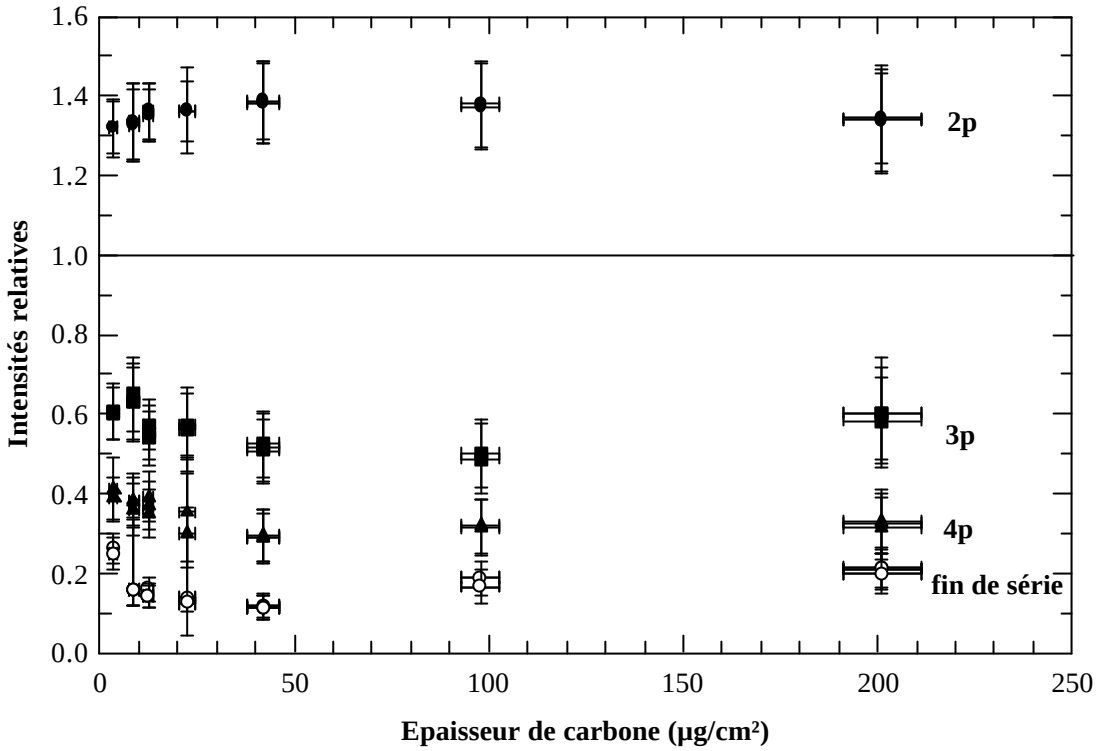


Figure III-22 : Evolution des intensités relatives des transitions Lyman avec l'épaisseur de cible traversée (points expérimentaux obtenus avec le détecteur Ge).

En effet, quelle que soit l'épaisseur on a toujours la quantité $\left(\frac{I_{2p}}{\sum_n I_{np}}\right)_{solide}$ supérieure à la valeur en gaz et $\left(\frac{I_{np}}{\sum_n I_{np}}\right)_{solide}$ avec n>2 inférieure. Cette remarque va dans le sens des observations déjà faites avec le système Kr^{36+} (33,2 MeV/u) sur C (§I-2-1). Cependant, on observe ici une augmentation très rapide de l'intensité relative de la transition Lyα avec l'épaisseur de cible au détriment des autres transitions Lyman. Cette évolution, comme nous le verrons dans le paragraphe V-3-1, est beaucoup plus rapide que dans le cas du $Kr^{36+}\rightarrow C$. Une discussion complète entre les deux systèmes de collision, appuyée par une comparaison expérience-modèles, est présentée dans le chapitre V.

Avec les spectres enregistrés à 90° et à $d\approx 0$, nous avons tracé la même évolution et les résultats obtenus peuvent se comparer avec ceux de la figure III-22. En effet, la polarisation dans un solide des raies émises est faible (§II-3-1) et ne gène donc pas une comparaison directe des résultats. Par ailleurs, à $d\approx 0$, les X retardés échappent complètement à la détection

à 90° mais leur contribution à la valeur $I_R(np \rightarrow 1s)$ est tellement faible qu'une comparaison donne des résultats très proches ; les X retardés dus aux états très excités contribuent peu au signal total des transitions Lyman (≤3%). Cependant, les problèmes d'autoabsorption dans la cible et/ou de sa non planéité rendent difficilement exploitables les spectres obtenus avec les détecteurs Si(Li) pour déterminer avec précision $I_R(np \rightarrow 1s)$. Par la suite, l'intensité des raies Lyman promptes sera déterminée à partir des spectres enregistrés par le détecteur Ge.

III- 3- 3 Evolution de la section efficace totale d'émission Lyman en fonction de l'épaisseur de cible

Rappelons ici que cette section efficace s'exprime (formule III(8), §III-1):

$$\sigma(\text{Lym tot}) = \sigma^{\text{Ly}\alpha}_{\text{production}} + \sigma^{\text{Ly}\beta}_{\text{production}} + \sigma^{\text{Ly}\gamma}_{\text{production}} + \sigma^{\text{Ly(fin de série)}}_{\text{production}}$$

Cette section efficace totale a été déterminée à partir des spectres enregistrés par le détecteur Ge.

1) Calcul des incertitudes

Afin de visualiser tous les facteurs intervenant dans le calcul des incertitudes attribuées aux sections efficaces totales d'émission Lyman, la formule III(8), rappelée ci-dessus, peut s'écrire connaissant $\sigma^{np}_{\text{production}}$ (formule III(9), §III-1) :

$$\sigma(\text{Lym tot}) = \frac{1{,}6\ 10^{-19} \times q \times \left\{ N^{2p}/\varepsilon^{2p} + N^{3p}/\varepsilon^{3p} + N^{4p}/\varepsilon^{4p} + N^{\text{fin de série}}/\varepsilon^{\text{fin de série}} \right\}}{10^{-10} \times \%\text{cpt} \times \text{Echelle Faraday} \times N_c \times \frac{\Omega_L}{4\pi} \times \frac{d\Omega_p}{d\Omega_L} \times \varepsilon_{\text{glob.}}}$$

(III-19)

L'incertitude est alors la somme d'une série d'erreurs systématiques (ne dépendant pas du spectre étudié) et de l'erreur sur l'épaisseur de cible, sur le % de comptage et sur la statistique (portant ici sur la somme des raies Lyman et incluant l'erreur statistique sur le bruit de fond global).

Les erreurs systématiques portent sur :

- l'intensité du faisceau (≈1%)

- l'angle solide (≈2% pour le détecteur Ge qui enregistre des spectres à la position x=0, §II-3-2-6))

- l'efficacité de chaque transition Lyman pour le détecteur Ge (voir tableau II-9)

L'erreur sur le pourcentage de comptage (%cpt) de chacun des spectres est à peu près constante et vaut ≈2% (§II-3-3).

L'erreur sur l'épaisseur varie d'une cible à l'autre et est donnée dans le tableau II-4 (§II-1-3-2).

La somme des erreurs statistiques sur les transitions Lyman varie entre 1,5 et 6% suivant le spectre.

Le tableau III-10 récapitule d'une part les incertitudes moyennes dues à l'erreur sur l'épaisseur et à l'erreur statistique que l'on attribue aux sections efficaces totales d'émission Lyman si l'on veut déterminer leur évolution en fonction de l'épaisseur de cible, d'autre part les incertitudes sur les valeurs absolues lorsque l'on veut faire une comparaison expérience-modèles.

Epaisseur	**s (Lym tot) Incertitude sur l'évolution (%)**	**s (Lym tot) Incertitude sur la valeur absolue (%)**
3,5	28,5	-52 ; +64
8,6	17	-41 ; +53
12,6	11	-35 ; +47
22,5	12	-36 ; +48,5
42	9	-32 ; +46
98	9,5	-34 ; +46
201	11	-35 ; +47

Tableau III-10: Incertitudes attribuées à la section efficace totale d'émission Lyman pour son évolution en fonction de l'épaisseur de cible.

2) Présentation des résultats

L'évolution de la section efficace totale d'émission Lyman en fonction de l'épaisseur est présentée figure III-23.

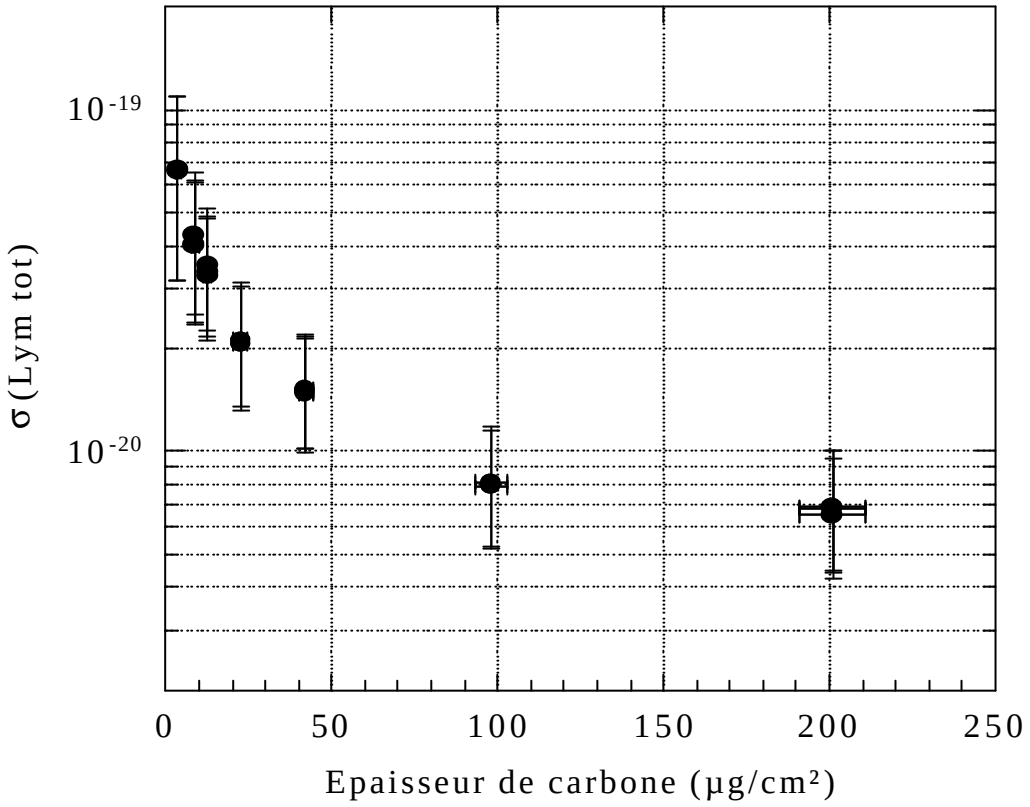


Figure III-23 : Evolution de la section efficace totale de production de Lyman avec l'épaisseur de cible traversée.

A épaisseur nulle, seul le processus de capture intervient. La section efficace totale d'émission Lyman est alors reliée à la section efficace de capture en n≥2. En effet, une capture s'effectuant dans n'importe quel état, exceptés 2s et 1s, donne soit par désexcitation directe soit en fin de cascades une transition Lyman (§II-1-2). La section efficace totale de capture en n≥2, notée σ(capt tot n≥2), est donc à la population directe de la couche 2s près égale à :

$$\sigma(\text{capt tot } n \geq 2) = \sigma_{\text{production}}(\text{Ly}\alpha + \text{Ly}\beta + \text{Ly}\gamma + \ldots) + \sigma(\text{np} \rightarrow 2\text{s}) \qquad \text{III(20)}$$

où σ(np→2s) est la section efficace de peuplement par cascade de l'état 2s.

Connaissant le rapport de branchement $R\left[\frac{np \rightarrow 2s}{np \rightarrow 1s)}\right] = 0{,}14$, rapport quasi indépendant de n (*Omidvar, 1983*), la valeur de $\sigma(np \rightarrow 2s)$ se déduit des sections efficaces d'émission Lyman de $n \geq 3$ par la formule :

$$\sigma(np \rightarrow 2s) = 0{,}14 \times \sigma_{production}(Ly\beta + Ly\gamma + \ldots.) \qquad \text{III(21)}$$

La section efficace de capture totale en $n \geq 2$ s'écrit donc en fonction des sections efficaces de production de Lyman :

$$\sigma(\text{capt tot } n \geq 2) = \sigma^{Ly\alpha}_{production} + 1{,}14 \sum_{n \geq 3} \sigma^{Ly\ np}_{production} \qquad \text{III(22)}$$

On peut donc, par cette mesure, tester, à épaisseur « nulle » en solide, la validité de l'approximation CDW en ce qui concerne la section efficace totale de capture. L'évolution de σ (Lym tot), en fonction de l'épaisseur de cible, permet de tester, quant à elle, l'évolution globale des sections efficaces totales d'excitation et d'ionisation intervenant pendant la phase de transport de l'ion dans la cible.

Les résultats expérimentaux seront comparés dans le chapitre V avec d'autres expériences et avec le modèle d'équations d'évolution décrit dans le prochain chapitre.

IV
DESCRIPTION ET DISCUSSION DES MODELES

Deux modèles ont été élaborés pour décrire le transport des états excités du projectile dans une cible solide et donc pour tenter d'expliquer la forte population d'états de Rydberg de haut moment angulaire ℓ dans les collisions ion-solide. Ces deux modèles sont basés sur la même hypothèse de départ à savoir que les états excités sont, dans un premier temps (phase n°1), produits dans la matière avec la même distribution $n\ell$ que celle obtenue avec une cible gazeuse. Cette distribution initiale évolue ensuite sous l'effet des collisions jusqu'à la sortie de la cible (phase n°2 dite phase de transport).

Ces deux modèles statistiques sont dits collisionnels puisqu'ils supposent que l'ion projectile subit une série de collisions avec les noyaux et les électrons de la cible ; le traitement de ces collisions étant différent d'un modèle à l'autre.

Pour le premier modèle dit **modèle dans l'espace des phases quantique (modèle EPQ)**, on considère les collisions binaires entre l'ion projectile et les atomes de la cible. Il fait donc appel aux sections efficaces atomiques (interaction entre un ion et un atome isolé) et traite l'évolution des populations des états quantiques $n\ell$, par l'intermédiaire d'un système d'équations différentielles couplées. Le second dit **modèle dans l'espace des phases classique (modèle EPC)** est basé sur l'équation microscopique de la dynamique classique qui décrit le mouvement de l'électron projectile, sur une orbite classique, dans un potentiel électron projectile - noyau projectile ; ce mouvement est perturbé par une force stochastique de Langevin représentant les collisions dans le solide. Cette force fait appel, comme nous le verrons à des sections efficaces de collisions « élastiques et inélastiques ». Ce modèle permet d'utiliser la méthode Monte Carlo qui n'est qu'une manière particulière de résoudre l'équation du transport. Pour ces deux modèles, aucune interférence entre états n'est possible. Après une description détaillée, nous comparerons les populations en n et ℓ des états excités de l'ion projectile obtenues en sortie de cible et tenterons d'interpréter les résultats en comparant directement les valeurs des sections efficaces intervenant dans chacun de ces modèles.

IV - 1 LE MODELE D'EQUATIONS D'EVOLUTION (ESPACE DES PHASES QUANTIQUE)

IV - 1- 1 Principe général

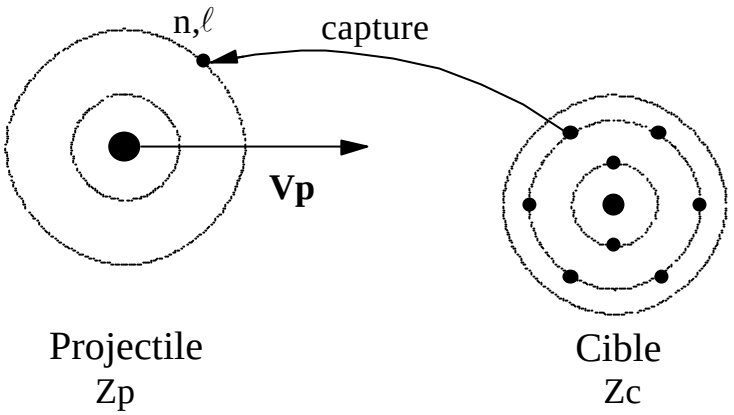
Le modèle EPQ correspond à une description statistique des collisions binaires de haute fréquence du projectile avec les atomes de la cible. Il régit l'évolution des populations électroniques des états $n\ell$ de l'ion projectile grâce à un système d'équations différentielles. Chacune des équations permet de suivre le *devenir* d'un état $n\ell$ par l'intermédiaire des sections efficaces des divers processus pouvant affecter la population de cet état. Ces processus, en compétition, sont la capture, l'ionisation, l'excitation intracouche ($n,\ell \rightarrow n,\ \ell' \neq \ell$), l'excitation intercouche ($n,\ell \rightarrow n' \neq n,\ \ell'$) ainsi que la désexcitation radiative du niveau $n\ell$. Compte tenu du système de collision étudié ($Ar^{18+} \rightarrow C$ à v_p=23 ua), on peut négliger les processus multiples (double capture, double excitation...). Par ailleurs, seules les transitions dipolaires des processus radiatifs sont considérées. Ce type de modèle a été développé dans un premier temps pour tenter d'expliquer l'évolution des intensités relatives des raies Lyman avec le temps de transit de l'ion dans la cible (*Nicolaï 1990, Despiney 1994*). Il prenait en compte divers processus jusqu'à la couche n=10 du projectile comme la capture, l'ionisation et l'excitation intracouche de type dipolaire. Par contre, jusqu'à maintenant, ce modèle négligeait dans son ensemble le processus d'excitation intercouche ainsi que l'excitation intracouche non dipolaire. De plus, il n'avait jamais été appliqué à l'étude des intensités des raies Lyman retardées en fonction du temps de vol de l'ion projectile derrière la cible (§I-2).

Lors de ce travail, nous avons d'une part apporté une amélioration au programme existant en calculant puis en introduisant les sections efficaces d'excitation intercouche et intracouche de type non dipolaire jusqu'à n=6 (limitation due à la complexité et à la lourdeur de ce type de calcul, paragraphe IV-1-3-3). D'autre part nous avons adjoint un nouveau programme de calcul qui permet, à partir des populations des états $n\ell$ du projectile en sortie de cible, de prédire l'évolution des transitions Lyman retardées (en valeur absolue) en fonction cette fois du temps de vol de l'ion derrière la cible.

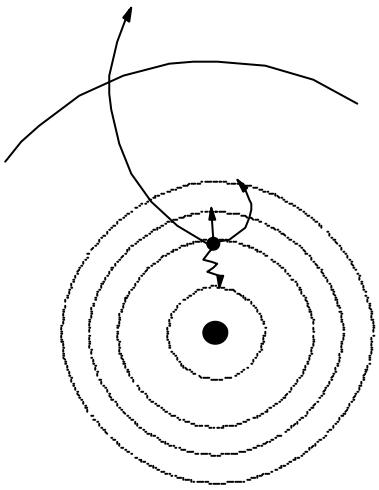
La figure IV-1 présente le principe général de ce modèle et le tableau IV-1 donne un récapitulatif de toutes les sections efficaces introduites dans le système d'équations

d'évolution décrit dans le prochain paragraphe. Il est d'ores et déjà important de noter que tous les calculs à suivre ne font intervenir aucune polarisation éventuelle du milieu.

a) *Phase n°1* : capture d'un électron sur un état n,ℓ



b) *Phase n°2* : transport de l' électron capturé dans la cible



processus compétitifs :
ionisation
excitation nℓ-nℓ'
excitation nℓ-n'ℓ'

Figure IV-1 : Principe général du modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ).

Processus affectant la population d'un état nℓ	**Sections efficaces calculées jusqu'à n_{max}**	**Nombre de sections efficaces introduites**
Capture dans l'état nℓ	$n_{max}=10$	54
Ionisation de la couche n	$n_{max}=10$	9
Excitation intracouche n,ℓ⇔n, ℓ'≠ℓ - dipolaire n,ℓ⇔n, ℓ'=ℓ±1 - non dipolaire Δℓ=±2, ±3,...	 - $n_{max}=10$ - $n_{max}=6$	 45×2 20×2
Excitation intercouche n,ℓ⇔n'≠n, ℓ' avec Δn=±1 et Δℓ=±1, ±2,...	$n_{max}=5$ (5ℓ⇔6ℓ')	64×2
Désexcitation radiative n,ℓ→n'(n'<n), ℓ'avec Δn quelconque et Δℓ=-1	$n_{max}=10$	276

Tableau IV-1 : Récapitulatif des processus pris en compte dans le modèle d'équations d'évolution jusqu'au nombre quantique principal n_{max}.

IV - 1- 2 Système d'équations différentielles

Ce système permet de suivre directement le devenir d'un état nℓ donné. Soit $U_{n\ell}(x)$ la fraction d'ions à un électron dans un état nℓ à une distance x dans la cible. Les différentes fractions sont solutions de l'équation différentielle d'évolution dont la forme générale est :

$$\frac{1}{N}\frac{dU_{n\ell}(x)}{dx} = C_{n\ell} - \left[I_n + R_{n\ell} + \sum_{\ell'(\ell'\neq\ell)} E_{n\ell\to n\ell'} + \sum_{\substack{n'\ell' \\ n'=n\pm1}} E_{n\ell\to n'\ell'} \right] U_{n\ell} + \sum_{\ell'(\ell'\neq\ell)} E_{n\ell'\to n\ell} U_{n\ell'} + \sum_{\substack{n'\ell' \\ n'=n\pm1}} E_{n'\ell'\to n\ell} U_{n'\ell'} + \sum_{n'\ell'} R_{n'\ell'}^{n\ell} U_{n'\ell'} \qquad \text{IV(1)}$$

avec :

- N : densité de la cible (atomes/unité de volume)

- $C_{n\ell}$: section efficace de capture dans l'état $n\ell$ du projectile (calcul CDW, chapitre I).

- I_n : section efficace d'ionisation de la couche n du projectile (calcul PWBA*).

- $E_{n\ell\rightarrow n\ell'}$ et $E_{n\ell'\rightarrow n\ell}$ (avec $\ell'\neq\ell$) : sections efficaces d'excitation intracouche dipolaires et non dipolaires (calcul PWBA*).

- $E_{n\ell\rightarrow n'\ell'}$ et $E_{n'\ell'\rightarrow n\ell}$ (avec $n'=n\pm1$) : sections efficaces d'excitation intercouche dipolaires et non dipolaires (calcul PWBA*).

- $R_{n\ell}=\sum_{n'\ell'} R_{n\ell}^{n'\ell'}$ et $R_{n'\ell'}^{n\ell}$: sections efficaces respectivement totale et partielle de désexcitation radiative de l'état $n\ell$ (*Bethe et Salpeter 1977, Omidvar 1983*).

* le calcul PWBA est explicité dans les paragraphes I-1-3 et IV-1-3-2.

Notons que le dernier terme de l'équation IV(1) reflète la contribution des cascades peuplant un état $n\ell$ donné.

Avec $n_{max}=10$, le nombre d'états excités $n\ell$ peuplés par capture à considérer, c'est-à-dire le nombre d'équations différentielles, est égal à $[n_{max}(n_{max}+1)/2]-1=54$ ce qui correspond aux états compris entre 2s et n=10, $\ell=9$. L'état 1s n'est pas pris en compte ici car sa contribution à la population d'un état $n\ell$ de $n\geq2$ est négligeable (la probabilité d'avoir une capture en 1s plus une excitation $1s\rightarrow n\ell$ est très petite devant celle de la capture directe dans un état $n\ell$ de $n\geq2$).

La résolution numérique de ce système d'équations différentielles permet d'obtenir les populations des différents états $n\ell$ quelle que soit l'épaisseur de cible traversée. A partir de ces populations, il est alors possible de calculer le nombre d'X total émis par projectile, noté $N_{tot.}(n\ell)$, à partir du niveau $n\ell$ vers n'importe quel autre niveau. Ce nombre, directement comparable aux résultats obtenus avec le détecteur Ge, correspond à la somme des X émis à l'intérieur de la cible, $N_{int.}(n\ell)$, et des X émis hors de la cible, $N_{ext.}(n\ell)$. On a :

$$N_{tot.}(n\ell) = N_{int.}(n\ell) + N_{ext.}(n\ell) \qquad \text{IV(2)}$$

avec : - $N_{int.}(n\ell) = N\int_0^e R_{n\ell} U_{n\ell}(x)dx$ où e est l'épaisseur de cible et x la distance à l'intérieur de la cible.

- $N_{ext.}(n\ell) = \tilde{U}_{n\ell}(e) = U_{n\ell}(e) + \sum_{\substack{n'>n \\ \ell'=\ell\pm1}} \tilde{U}_{n'\ell'}(e) \frac{R^{n\ell}_{n'\ell'}}{R_{n'\ell'}}$

où $U_{n\ell}(e)$ est la population de l'état $n\ell$ en sortie de cible, $\tilde{U}_{n'\ell'}(e)$ la population de l'état $n'\ell'$ après la série de cascades successives provenant d'états plus excités et $R^{n\ell}_{n'\ell'} / R_{n'\ell'}$ le rapport de branchement.

On peut donc aussi prédire en particulier l'évolution d'intensité d'une transition Lyman np donnée en fonction du temps de transit de l'ion dans la cible (c'est-à-dire de l'épaisseur).

De plus, on remarquera que dans le cas de la collision Ar^{18+} (v_p=23 ua) sur C, la proportion de désexcitation dans la cible est négligeable, y compris pour la cible la plus épaisse (4% d'états - principalement 2p - se désexcitent à l'intérieur de la cible de 201 µg/cm² d'épaisseur).

IV - 1- 3 Calcul des sections efficaces atomiques

Ce paragraphe est divisé en deux sous paragraphes afin de distinguer les sections efficaces de la *phase n°1* dite phase de **peuplement primaire** des états excités de l'ion projectile, de celles qui interviennent dans la *phase n°2* dite **phase de transport**. Comme nous l'avons vu au paragraphe II-1-1, le processus primaire de la *phase n°1* est la capture alors que les autres processus n'interviennent que dans la *phase n°2*. Dans les deux modèles décrits ici, les sections efficaces de capture sont basées sur l'approximation CDW (§I-1-2). Néanmoins le traitement étant différent dans chacun des modèles EPQ et EPC, le premier paragraphe permet de spécifier les conditions initiales. De plus, nous verrons, tout particulièrement, que le calcul des sections efficaces de la phase transport fait intervenir les deux types d'interactions que sont l'interaction ion projectile - noyau cible écranté par ses électrons et l'interaction ion projectile - électron cible. Cette remarque importante permet une comparaison quasi directe avec le second modèle décrit au paragraphe IV-2.

1) Les conditions initiales : sections efficaces de capture

54 sections efficaces données par un calcul CDW sont utilisées - de la capture dans l'état 2s à la capture dans l'état n=10, ℓ=9. La distribution des états peuplés par ce processus

varie en $1/n^3$ approximativement à partir de n=2 et est piquée en ℓ=1 (états p). A titre d'exemple, sur la figure IV-2(a) est tracée la distribution en n et sur la figure IV-2(b) deux distributions en ℓ pour n=4 et 10, dans le cas du système Ar^{18+} (v_p=23 ua) sur C. Dans ce cas la section efficace totale de capture vaut 4,82 10^{-20} cm². On peut relever que le rapport des sections efficaces de capture dans l'état np et ns du projectile, rapport noté $\sigma_{capt.}(np)/\sigma_{capt.}(ns)$, reste constant avec n et vaut à peu près 1,6.

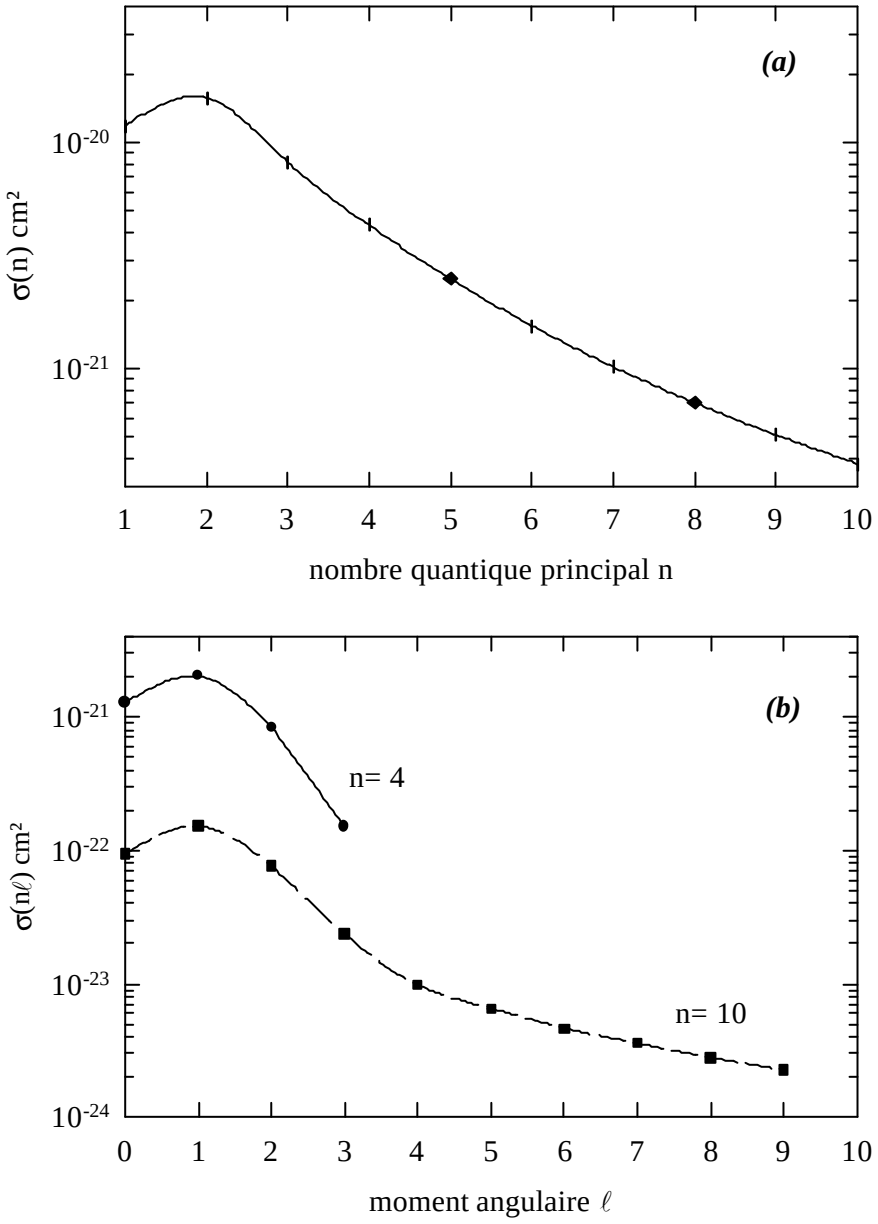


*Figure IV-2 : Distributions des sections efficaces de capture pour Ar^{18+} (v_p=23 ua) sur C : **(a)** distribution en n et **(b)** deux distributions en ℓ pour n=4 et n=10.*

2) Phase de transport : sections efficaces d'ionisation et d'excitation

Dans tous les calculs qui vont suivre, on fait l'hypothèse que l'ion projectile a une trajectoire rectiligne. Les sections efficaces sont calculées dans ce paragraphe à partir de la théorie PWBA (Plane Wave Born Approximation). Il s'agit d'un calcul de type Born I adapté au régime des hautes vitesses. Ce type de calcul traite en fait l'ionisation ou l'excitation d'un ion à un électron par une cible de charge Zc sans électrons. Le principe du calcul a déjà été décrit dans le chapitre I (§I-1-3) et nous décrirons ici la façon de prendre en compte le rôle des électrons cible via les effets d'écrantage et d'antiécrantage.

Les sections efficaces ainsi calculées sont proportionnelles à l'intégrale (formule I(9), §I-1-3) :

$$\int_0^\infty F(q)S(q)dq \qquad \text{IV(3)}$$

avec : - q : module de la quantité de mouvement transférée au cours de la collision.

- F(q) : facteur de forme atomique ou probabilité de transition, d'un état initial à un état final, calculée à partir des fonctions d'ondes hydrogénoï des et du potentiel d'interaction entre une cible nue et un projectile ne possédant qu'un seul électron (*McDowel et Coleman, 1970*).

- S(q) : Effets d'écrantage et d'antiécrantage. Avec un potentiel tenant compte de l'ensemble des électrons de la cible et toujours dans le cadre de l'approximation PWBA, McGuire et *al* (*1981*) et Anholt (*1985*) ont montré que S(q) pouvait se mettre sous la forme :

$$S(q) = \frac{1}{Zc^2}\left\{\left|Zc - \sum_i \left\langle \Psi_i \left| e^{i\vec{q}.\vec{r}} \right| \Psi_i \right\rangle\right|^2 + \left(Zc - \sum_i \left| \left\langle \Psi_i \left| e^{i\vec{q}.\vec{r}} \right| \Psi_i \right\rangle \right|^2 \right)\right\} \qquad \text{IV(4)}$$

où ψ_i représente l'orbite atomique du $i^{ème}$ électron de la cible et $\sum_i^{Zc} \left\langle \Psi_i \left| e^{i\vec{q}.\vec{r}} \right| \Psi_i \right\rangle = F_c$ est le facteur de forme de la transition considérée (ces derniers sont tabulés par Hubell et *al* (*1975*)). Le 1^{er} terme de l'équation IV(4) représente la charge effective écrantée de la cible et le $2^{ème}$

terme correspond à l'effet d'antiécrantage. Le terme $\sum_i \left| \langle \Psi_i | e^{i\vec{q}.\vec{r}} | \Psi_i \rangle \right|^2$ est compris entre F_c et $\frac{F_c^2}{Zc}$ avec $F_c/Zc<<1$ (*Anholt, 1985*). On peut maximiser le second terme de l'équation IV(4) et donc écrire:

$$S(q) = \left(1 - \frac{F_c}{Zc}\right)^2 + \frac{1}{Zc}\left(1 - \left(\frac{F_c}{Zc}\right)^2\right) \qquad \text{IV(5)}$$

On peut aussi utiliser une approximation de type Thomas-Fermi (*Drepper et Briggs 1976, Roschenthaler et al 1983*) pour F(q), bien que cette procédure donne des résultats assez imprécis dans le cas des très petites valeurs de quantité de mouvement transférées (cas de l'excitation intracouche par exemple). Dans cette approximation, S(q) se met sous la forme :

$$S(q) = \left(\frac{q^2}{q^2 + d^{-2}}\right)^2 + \frac{1}{Zc}\left(1 - \left(\frac{d^{-2}}{q^2 + d^{-2}}\right)^2\right) \qquad \text{IV(6)}$$

avec $d=0{,}885\ Zc^{-1/3}$ la longueur de Thomas-Fermi.

<u>L'effet d'écrantage</u> (premier terme de l'équation IV(5) ou IV(6)) reflète la diminution du potentiel effectif du noyau cible dû à la présence de ses électrons. Ce terme a donc une influence importante pour de faibles quantités de mouvement transférées au cours de la collision c'est-à-dire de grands paramètres d'impact. A la limite $q \to 0$, l'électron lié au projectile voit alors un atome neutre ; la charge effective est nulle et la probabilité d'excitation tend vers zéro. Par contre, pour de grandes quantités de mouvement transférées, la perturbation est essentiellement due au noyau cible (l'effet d'écrantage est alors nul). Dans l'évaluation de cet effet, on suppose que rien n'arrive aux électrons liés au noyau cible puisqu'on utilise l'approximation Born I. Dans ce cas la distribution électronique n'est pas modifiée au cours de la collision (pour tenir compte d'une polarisation des électrons cibles, il faudrait utiliser l'approximation de Born II). Cet effet d'écrantage tend à réduire les sections efficaces d'ionisation et d'excitation.

L'effet d'antiécrantage (second terme de l'équation IV(5) ou IV(6)) correspond à la contribution des électrons cibles au processus d'ionisation ou d'excitation de l'électron projectile par l'intermédiaire de l'interaction directe électron cible - électron projectile. Dans l'évaluation très approximative de cet effet, les électrons cibles sont supposés être peu liés à la cible ou quasi libres. Cet effet tend à augmenter les sections efficaces d'ionisation et d'excitation.

De façon à cerner le rôle des électrons cibles sur les sections efficaces d'excitation et le type d'approximation faite ici pour traiter l'antiécrantage, on peut comparer ces calculs avec par exemple les données expérimentales (*Adoui 1995*) que l'on possède pour le système $Ar^{q+}(v_p=23\ ua) \rightarrow He$ sur l'excitation intercouche $1s \rightarrow 2p$ de l'Ar^{17+} et sur l'excitation intracouche $2s \rightarrow 2p$ de l'Ar^{16+}. Il est également intéressant de comparer nos calculs théoriques avec d'autres traitements comme la méthode DRT (Distributed Response Theory) développée récemment par J.F. Reading (*1996*) et la méthode Impulse Approximation (IA) (*Montenegro et al 1994*). Dans le cadre de IA, on traite l'effet d'écrantage en utilisant les sections efficaces de collision électron - ion et les électrons ont la vitesse du projectile ; les électrons cibles sont donc considérés comme libres. Dans l'approche DRT, on traite explicitement l'évolution de la fonction d'onde des électrons cibles en fonction du temps pendant la collision ion - atome. Par ailleurs, des fonctions d'onde Hartree Fock sont utilisées pour décrire le devenir de l'état initial et final de l'électron du projectile contrairement à l'approximation PWBA où on se limite à des fonctions d'onde hydrogénoïdes.

	Ar^{17+} (v_p=23 ua) ® He s (1s ® 2p) expérience : 7,0(±1,0) 10^{-21} cm^2			**Ar^{16+} (v_p=23 ua) ® He s (2s ® 2p) expérience : 3,7(±1,7) 10^{-19} cm^2**		
	PWBA	DRT	IA	PWBA	DRT	IA
avec écrantage seul	5,3	5,25	5,3	0,83	0,83	0,83
avec écrantage et antiécrantage	6,4	7,5	8,1	1,82	1,82	5,1

Tableau IV-2 : Comparaison expérience - théories de l'excitation 1s ® 2p de l'Ar^{17+} et 2s ® 2p de l'Ar^{16+} par une cible gazeuse d'hélium.

Dans le tableau IV-2 sont reportées les diverses valeurs qui permettent de comparer tous ces calculs avec l'expérience. On remarquera que tous ces calculs évaluent de la même façon l'effet d'écrantage. Les deux approches du type PWBA et DRT qui donnent les mêmes résultats sur l'effet d'antiécrantage sont en désaccord très net avec ceux donnés par la méthode IA. Ce désaccord est d'autant plus important que l'on s'intéresse à un processus mettant en jeu des petites quantités de mouvement transférées (i.e. l'excitation intracouche $2s \rightarrow 2p$ par rapport à l'excitation intercouche $1s \rightarrow 2p$), où l'effet d'interaction électron projectile - électron cible joue un rôle important sur la section efficace. Si on compare maintenant ces valeurs calculées aux résultats expérimentaux, l'excitation intercouche est correctement reproduite par les calculs PWBA et DRT mais ces derniers semblent sous estimer l'influence de l'effet d'antiécrantage pour l'excitation intracouche. Utilisant les calculs PWBA jusqu'à n=10 pour calculer ces sections efficaces, il est possible qu'on sous estime leur contribution et ce d'autant plus que n augmente ; l'effet d'antiécrantage augmentant avec le nombre quantique principal (voir figure IV- 4).

De façon générale, l'utilisation de sections efficaces atomiques pour expliquer le transport d'un ion à un électron dans le solide peut soulever une remarque. L'utilisation d'un potentiel atomique ne prend pas en compte le fait que dans un solide l'ion projectile se trouve rapidement sous l'influence du potentiel d'un atome cible voisin. Pour le calcul de la section efficace, on intégre de $q=0$ à $q \rightarrow \infty$, en considérant chaque atome comme étant isolé.

i) Les sections efficaces d'ionisation :

Elles sont introduites pour chacun des 54 sous niveaux $n\ell$ qui nous intéressent. Elles sont calculées en tenant compte de l'effet d'écrantage et d'antiécrantage dans l'approximation Thomas-Fermi (formule IV(6)). La figure IV-3 présente l'évolution de la section efficace d'ionisation avec le nombre quantique n (jusqu'à n=30) pour notre système de collision ainsi que la contribution de chacun des deux effets cités précédemment. On remarque, tout de suite, que l'effet d'antiécrantage (processus d'interaction électron projectile - électron cible) ne contribue pratiquement pas au processus total d'ionisation (du moins jusqu'à n=10, n_{max} traité par le modèle EPQ) mais que l'effet d'écrantage joue un rôle important.

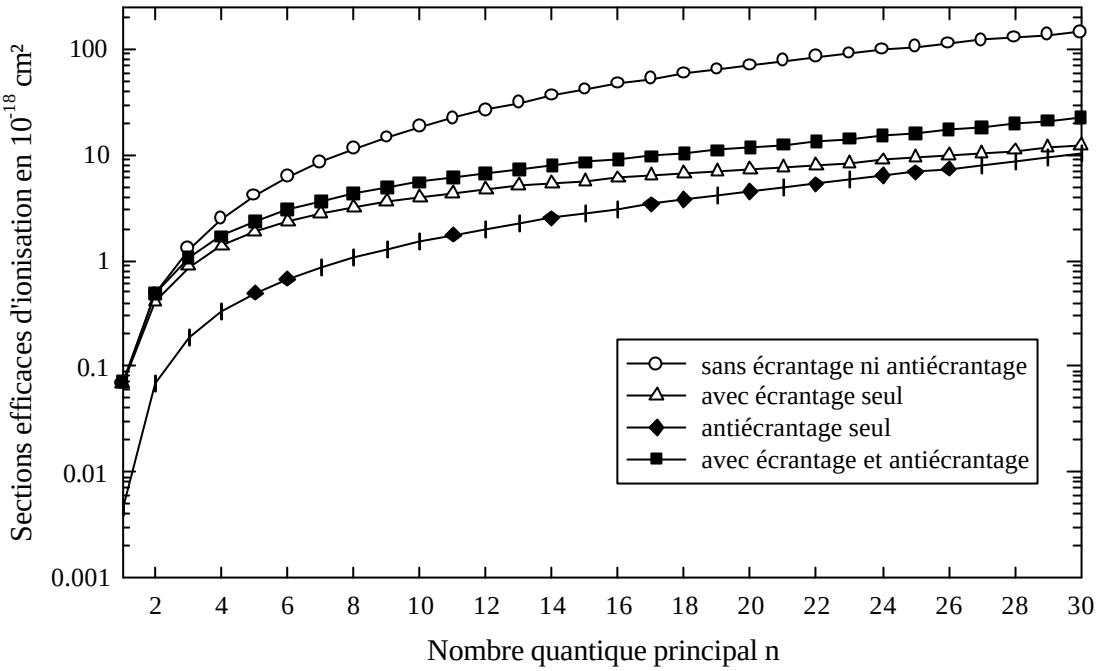


Figure IV-3 : Sections efficaces atomiques d'ionisation des couches jusqu'à n=30 de l'ion projectile Ar^{17+} (vp=23 ua) par du carbone.

ii) Les sections efficaces d'excitation intracouche nℓ → nℓ'

Ces sections efficaces d'excitation sont calculées en prenant l'approximation d'Anholt (*1985*) (formule IV(5)) pour traiter les effets d'écrantage et d'antiécrantage et non pas celle de Thomas-Fermi, comme dans le cas des sections efficaces d'ionisation. On peut, cependant, noter que la différence des valeurs obtenues entre ces deux approximations n'excède pas 9%. Pour une couche n donnée, il est possible de calculer les sections efficaces nℓ→nℓ' de type dipolaire à partir de la section efficace ns→np en appliquant une formule analytique simple (*Nicolaï et al, 1990*) :

$$\sigma(n, \ell - 1 \rightarrow n, \ell) = \frac{\ell (n^2 - \ell^2)}{(2\ell - 1)(n^2 - 1)} \sigma(ns \rightarrow np)$$

et IV(7)

$$\sigma(n, \ell \rightarrow n, \ell - 1) = \frac{\ell (n^2 - \ell^2)}{(2\ell + 1)(n^2 - 1)} \sigma(ns \rightarrow np)$$

la section efficace du processus $(n,\ell\text{-}1\rightarrow n\ell)$ étant reliée à celle du processus inverse $(n\ell\rightarrow n,\ell\text{-}1)$ par :

$$\frac{\sigma(n,\ell-1\rightarrow n\ell)}{\sigma(n\ell\rightarrow n,\ell-1)}=\frac{2\ell+1}{2\ell-1} \qquad \text{IV(8)}$$

La figure IV-4 montre l'évolution des sections efficaces $ns\rightarrow np$, en fonction de n, de l'Ar^{17+} à v_p=23 ua pour une cible de carbone. On remarque alors que la prise en compte des effets d'écrantage et d'antiécrantage fait que les sections efficaces saturent rapidement. La valeur limite quand $n\rightarrow\infty$ est donnée grossièrement par (*Nicolaï et al, 1990*) :

$$\lim_{n\rightarrow\infty}\sigma(ns\rightarrow np)=0{,}731\frac{6\pi a_0^2\alpha^2}{\beta^2}Zc^{1/3}$$

avec Zc le numéro atomique de la cible, $\beta=v_p/c$, α=1/137,036 et a_0 le rayon de Bohr.

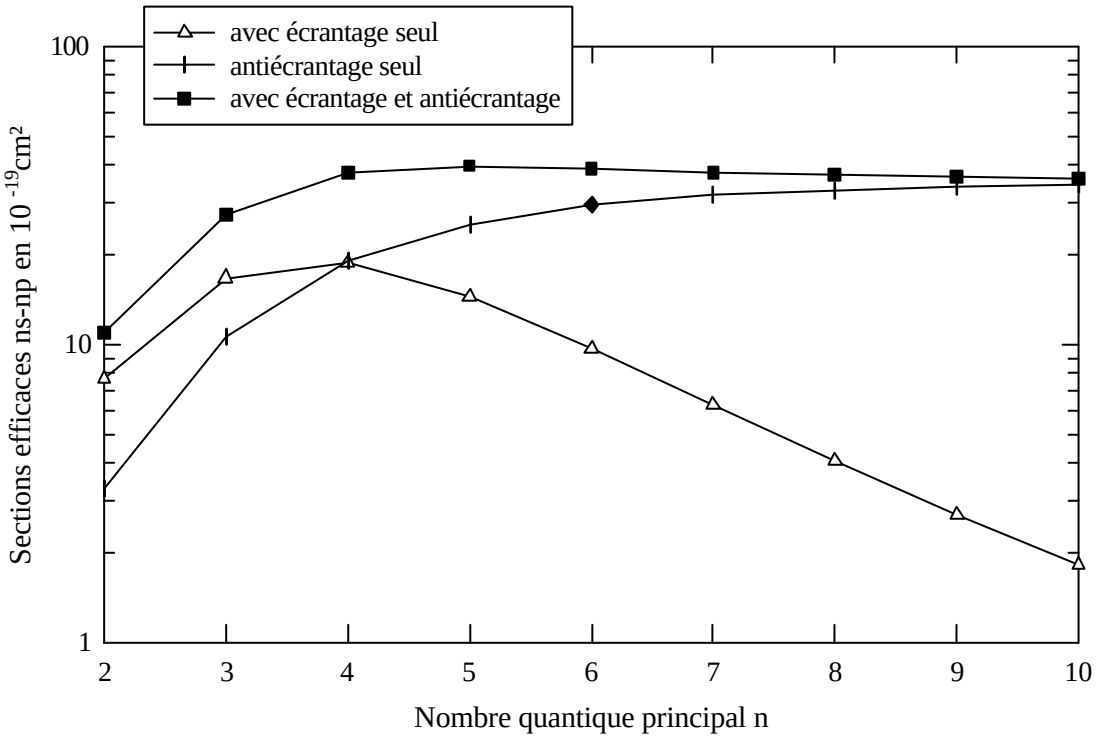


Figure IV-4 : Sections efficaces d'excitation intracouche ns ® np de l'ion Ar^{17+} (v_p=23 ua) pour une cible de carbone.

Pour des valeurs de n>4, l'effet de l'écrantage augmente rapidement avec n ce qui a pour conséquence de diminuer fortement la section efficace. Dans le même temps l'effet

d'antiécrantage augmente fortement ce qui provoque une saturation de la section efficace globale à partir de n=5. Ce type de processus augmente la population des états de grands moments angulaires (formule IV(8)) puisqu'on a, par exemple $\sigma(np\rightarrow nd)=(5/3)\sigma(nd\rightarrow np)$. Il provoquera donc un accroissement des cascades vers 2p et une diminution de la population des autres états np (n>2).

Par ailleurs, les sections efficaces de type $n\ell\rightarrow n\ell'$ non dipolaire ont été calculées jusqu'à n=6 et introduites dans l'équation d'évolution (formule IV(1)). Ces sections efficaces sont nettement plus petites que les sections efficaces dipolaires ; par exemple: $\sigma(5s\rightarrow 5p)$ est 2,5 fois plus grande que $\sigma(5s\rightarrow 5d)$ et $\sigma(5p\rightarrow 5d)$ est 3 fois plus grande que $\sigma(5p\rightarrow 5f)$. Néanmoins elles augmentent quand n augmente (relativement aux sections efficaces dipolaires). De plus, elles sont plus grandes que les sections efficaces d'excitation intercouche de type dipolaire et du même ordre de grandeur que les sections efficaces d'excitation intercouche de type non dipolaires (détaillées au paragraphe suivant) ; par exemple pour un état 5p, $\sigma(5p\rightarrow 5f)$ est 2,5 fois grande que $\sigma(5p\rightarrow 6d)$, $\sigma(5p\rightarrow 5f)$ est 11 fois plus grande que $\sigma(5p\rightarrow 6s)$ avec également $\sigma(5p\rightarrow 5f)\approx 3\times\sigma(5p\rightarrow 6h)$. Ces sections efficaces entraîneront donc aussi un accroissement du moment angulaire de l'état excité du projectile et favoriseront la production d'une raie Lymanα (2p→1s) via les cascades Yrast (§II-1-2).

iii) sections efficaces d'excitation intercouche $n\ell$ ® $n'\ell'$:

Pour le calcul de telles sections efficaces, nous avons utilisé le même type de calcul que pour les sections efficaces d'excitation intracouche mais en tenant compte de l'effet d'écrantage et d'antiécrantage par une approximation de Thomas-Fermi. Il n'y a ici, par contre, aucune loi analytique permettant de réduire le nombre de sections efficaces d'excitation intercouche à calculer. Nous avons, à ce jour, introduit dans ce modèle toutes les sections efficaces jusqu'à n=5 avec $\Delta n=1$ c'est-à-dire tous les processus d'excitation n=2→n=3, 3→4, 4→5 et 5→6. Il faut savoir que pour calculer, par exemple n=4→n=5, nous avons besoin d'évaluer 20 sections efficaces ($4\ell\rightarrow 5\ell'$) et que pour évaluer, par exemple $\sigma_{exc}(4p\rightarrow 5f)$, il nous faut connaître 2 sections efficaces du type $\sigma_{exc}(4,p,m\rightarrow 5,f,m)$ avec m le nombre quantique magnétique égal à 0 ou 1 (on suppose que les états de même $n\ell$ et de m différents sont peuplés de manière équiprobables c'est-à-dire qu'on a :

$$\sigma_{exc}(4,p,m=1\rightarrow 5,f,m=1)=\sigma_{exc}(4,p,m=-1\rightarrow 5,f,m=-1)).$$

Nous avons calculé à l'aide du logiciel Mathématica tous les facteurs de forme intervenant dans ces diverses sections efficaces. A titre d'exemple, la formule IV(5) donne celui intervenant dans $\sigma_{exc}(4p\rightarrow 5f)$.

$$
\begin{aligned}
F_{4p\rightarrow 5f}(q) &= \frac{1}{3}F_{4p0\rightarrow 5f0}(q) + \frac{5}{3}F_{4p1\rightarrow 5f1}(q) \\
&= 2^{50}\ 5^{10}\ 3\ q\ (6458881069783989 - 516959023574822400\ q^2 \\
&\quad + 19113928769761920000\ q^4 - 366370425603072000000\ q^6 \\
&\quad + 375915092106240000000\ q^8 - 2072034017280000000000\ q^{10} \\
&\quad + 5987101900800000000000\ q^{12} - 8013742080000000000000\ q^{14} \\
&\quad + 3997696000000000000000\ q^{16}) / (400\ q^2 + 81)^{18}
\end{aligned}
\qquad \text{IV(9)}
$$

sachant que :

$$F_{n\ell m\rightarrow n'\ell' m'}(q) = \frac{2}{q^3}\left|\int \varphi^*_{n\ell m}(\vec{r})\, e^{i\vec{q}.\vec{r}}\, \varphi_{n'\ell' m'}(\vec{r})\, d\vec{r}\right|^2$$

où $\varphi_{n\ell m}$ est la fonction d'onde hydrogénoïde de associée à l'état $n\ell m$.

$\sigma_{exc}(n\rightarrow n')$	sans écrantage ni antiécrantage	avec écrantage seul	antiécrantage seul	avec écrantage et antiécrantage
2→3	18,8	4,55	1,38	5,93
3→4	49,8	8,78	4,07	12,85
4→5	154,3	11,56	7,46	19,02
5→6	1602	62	51	113
2→4	3,4	1,1	0,27	1,37
3→5	8,2	2,65	0,93	3,58
4→6	23,6	4,19	1,93	6,12

Tableau IV-3 : Sections efficaces d'excitation intercouche totales $\Delta n=1$ et 2 en $10^{-19} cm^2$ pour le système Ar^{17+} (v_p=23 ua) ® C.

Dans le tableau IV-3 sont reportées les sections efficaces intercouches totales ($n\rightarrow n'$) avec $\Delta n=1$ et 2. Comme nous pouvons le constater les transitions intercouches sont fortement écrantées. Si on regarde en détail les transitions $n\ell\rightarrow n'\ell'$, ce sont en fait les transitions de $\Delta\ell=\pm 1$ qui sont le plus sensibles aux effets d'écrantage puisqu'elles correspondent à des

transitions à plus “longues” distances que celles du type $\Delta\ell\neq\pm1$. Nous n’avons pas introduit dans le modèle les sections efficaces intercouches avec $\Delta n=2$ puisque $\sigma_{exc}(2\rightarrow4)$ est 4 fois plus petite que $\sigma_{exc}(2\rightarrow3)$, $\sigma_{exc}(3\rightarrow5)$ 3,5 fois plus petite que $\sigma_{exc}(3\rightarrow4)$ et $\sigma_{exc}(4\rightarrow6)$ 3 fois plus petite que $\sigma_{exc}(4\rightarrow5)$. On notera, cependant, que la différence entre les sections efficaces $\Delta n=1$ et $\Delta n=2$ va fortement diminuer quand on s’intéresse à des n de plus en plus élevés.

Ce processus d’excitation intercouche négligé jusqu'à maintenant peut jouer un rôle important puisque :

- $\sigma_{exc}(n\rightarrow n')$ avec $\Delta n=1$ et n=2, 3, 4 et 5 sont du même ordre de grandeur que les sections efficaces d’ionisation affectant la même couche n.

- $\sigma_{exc}(4p\rightarrow5+4p\rightarrow3)=21,2\ 10^{-19}$ cm² est seulement 1,7 fois plus petite que la section efficace intracouche perturbant l’état 4p soit $\sigma(4p\rightarrow4d)+\sigma(4p\rightarrow4s)+\sigma(4p\rightarrow4f)=36,6\ 10^{-19}$cm². La même remarque peut être faite pour les états 3p et 5p.

Contrairement aux sections efficaces intracouches, les sections efficaces intercouches non dipolaires $\Delta\ell=\pm2, \pm3,...$ sont comparables aux processus intercouches dipolaires $\Delta\ell=\pm1$ ce qui favorise, là aussi, le peuplement des grands ℓ. Par exemple, $\sigma_{exc}(5f\rightarrow6g)=8,38\ 10^{-19}$ cm² est équivalente à $\sigma_{exc}(5f\rightarrow6h)=9,32\ 10^{-19}$ cm² ; le processus d’excitation intercouche va augmenter la population de l’état 2p par l’intermédiaire de la cascade Yrast (§II-1-2) à partir de l’état 6g.

Nous verrons plus loin, dans le paragraphe consacré à la comparaison des deux modèles, les conséquences dues à la limitation jusqu’à n=6 dans la prise en compte de ces sections efficaces intercouche et intracouche de type non dipolaire. Par contre pour tenter d’être un peu plus complet, nous avons pris en compte de façon approximative la population des états de n>10.

3) Traitement global des sections efficaces des processus atomiques pour n>10

Nous avons pris en compte le peuplement par capture des états $n\ell$ du projectile de n>10 en multipliant la population de chaque état 10ℓ par un facteur égal à 5,52 ; facteur basé sur le fait qu’on peut appliquer une loi en $1/n^3$ à partir de n=10 pour déduire la population par capture d’un état de n>10 ; en effet :

$$5{,}52 \approx 10^3 \sum_{10}^{\infty} 1/n^3$$

Chaque population 10ℓ multipliée par ce facteur revient :

i) à considérer que la section efficace d'ionisation de n>10 est égale à celle de n=10. On sous-estime donc la perte d'ions hydrogénoï des (voir figure IV(3)).

ii) à négliger l'excitation intercouche et l'excitation intracouche non dipolaire qui ne sont pas prises en compte pour n=10.

Pour tenir compte du fait que les états de n>10 ont des durées de vie plus grandes que celles des états de n=10, on a multiplié la section efficace de désexcitation radiative de l'état n=10 par le facteur :

$$0{,}4 \approx \frac{\sum_{10}^{\infty} \sigma_{rad}(n) \times \frac{1}{n^3}}{\sigma_{rad}(n=10) \sum_{10}^{\infty} \frac{1}{n^3}}$$

la durée de vie d'un état hydrogénoï de variant en n^3 (*Bethe et Salpeter, 1977*) et en appliquant une loi d'échelle sur les populations des états de n>10 en $1/n^3$ (comme expliquée précédemment).

Ce type d'approximation doit reproduire correctement les populations $n\ell$ finales à épaisseur nulle mais conduit à une forte sous-estimation de la population des états de n et ℓ élevés après le transport de l'ion en fonction de l'épaisseur de cible. La prédiction des états de n élevé et de ℓ bas après transport devrait, par contre, être à peu près correcte (c'est-à-dire à l'ionisation près).

IV - 1- 4 Limites et conclusions

Ce modèle permet de réellement "suivre" la population d'un état excité $n\ell$ du projectile en tenant compte de sa durée de vie radiative et de prédire l'intensité des transitions Lyman $np \rightarrow 1s$ émises à l'intérieur de la cible ainsi que derrière la cible.

Il est, par contre, limité par le nombre de sections efficaces introduites. Avec ce système d'équations on ne peut pas suivre l'électron dans les états du continuum du projectile, électron

qui peut être recapturé par collision. Cependant, avec la prise en compte de toutes les sections efficaces du tableau IV-1, on peut s'attendre, en ce qui concerne *l'évolution des intensités relatives des transitions Lyman avec l'épaisseur de cible* plus sensible à la population des états internes, à ce que les résultats expérimentaux soient relativement bien reproduits si le rôle des électrons de la cible (écrantage et antiécrantage) est correctement traité et si la polarisation du milieu n'influence pas ces résultats. Rappelons que dans un calcul de type Born I, utilisé pour les sections efficaces d'ionisation et d'excitation, la répartition des charges autour du noyau cible est considérée comme *gelée* au cours de la collision. En ce qui concerne *l'évolution des intensités des transitions Lyman retardées avec le temps de vol de l'ion projectile*, sensible au peuplement des états de Rydberg de n et ℓ élevé, on peut s'attendre à ce que cette évolution soit relativement bien reproduite dans deux cas :

- dans le cas où les états de Rydberg de n très élevé sont très peu peuplés c'est-à-dire dans le cas de la cible la plus fine (3,5 µg/cm²) puisque les ions subissent en moyenne une seule collision.
- dans le cas particulier de l'évolution des intensités des transitions $4p \rightarrow 1s$ et $\sum(np \rightarrow 1s,\ n>4)$ car les états np (n>3) ne sont pas sensibles aux cascades des états de Rydberg de ℓ élevé.

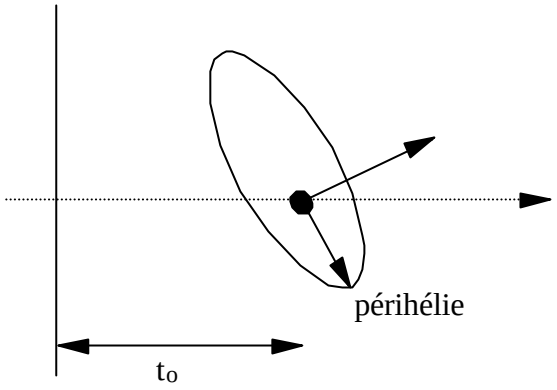
Notons enfin que de part sa conception, ce modèle ne tient pas compte de la polarisation du milieu induite par l'ion projectile.

IV - 2 LE MODELE DU "TRANSPORT" CLASSIQUE (ESPACE DES PHASES CLASSIQUE)

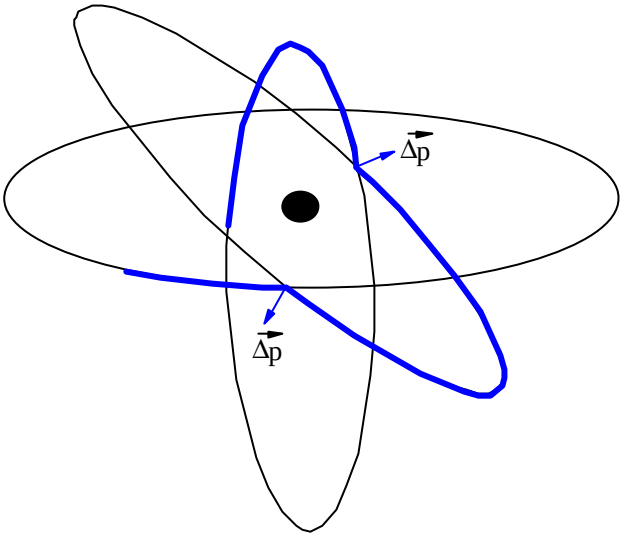
IV - 2- 1 Principe général

Le modèle du transport classique décrit par J. Burgdörfer (*1989*) fut développé car le traitement de l'évolution de l'électron projectile autour du noyau projectile et à l'intérieur du solide en terme de mécanique quantique semble être une tâche très lourde. Le nombre d'états à considérer est grand et le choix d'une base appropriée représentant des états atomiques

a) *Phase n°1:* Capture d'un électron sur une orbite classique



b) *Phase n°2:* Transport de l'électron capturé
(Les deux figures ci dessous sont équivalentes)



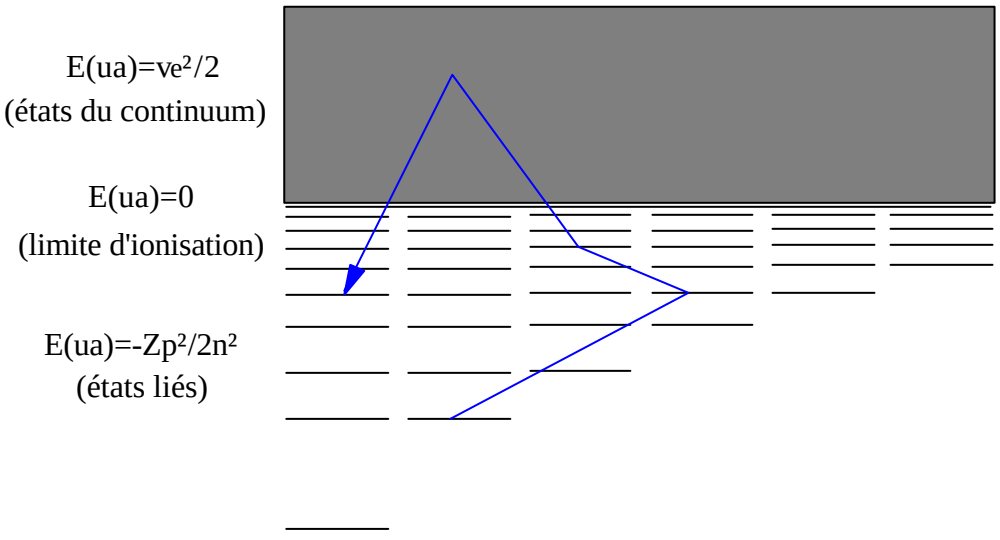


Figure IV-5 : Principe général du transport classique.

perturbés n'est pas trivial. Pour des états de Rydberg de n très élevé, les effets quantiques sont négligeables et le temps entre deux collisions est plus petit que la période de révolution sur une orbite ce qui ne permet pas de définir facilement un état stationnaire de nombres quantiques déterminés. En fait, le paquet d'onde transitoire formé à l'intérieur du solide a alors peu en commun avec des états atomiques stationnaires. Un modèle basé sur une description classique de l'espace des phases peut se justifier dans un certain régime au-dessus d'un nombre quantique principal critique n_c pour lequel l'électron projectile hautement excité, avec une énergie de liaison négative ou positive, est fortement perturbé par des interactions collisionnelles. On peut considérer que ce nombre quantique n_c est atteint quand le temps de révolution sur une orbite ($t_{orbite}=2\pi\times(n^3/Zp^2)$) est égal à λ_{tot}/v_p où λ_{tot} est le libre parcours moyen total pour qu'une collision ait lieu. Dans le cas d'un ion Ar^{17+} (v_p=23 ua) dans une feuille de carbone, ce régime est atteint à partir de n=7. La dynamique classique permet de résoudre le problème du transport de l'électron dans le potentiel de l'ion projectile pour des états de n grand.

Pour l'adaptation de ce modèle à nos conditions expérimentales, nous n'avons pas fait de distinction de régime : le mouvement de l'électron projectile suit l'équation de Langevin quelque soit l'état dans lequel il se trouve. Cette approximation, pouvant entraîner des erreurs dues à des effets quantiques pour les états très liés, sera discutée dans le paragraphe VI-2-4. Des ions Ar^{18+} pénètrent dans des feuilles de carbone, ils subissent une première collision qui détermine les conditions initiales des états excités *(phase n°1*). Ces conditions sont déterminées grâce à une distribution discrète en n et des distributions en ℓ continues (déduites de CDW) du processus de capture intervenant dans cette phase. Dans l'évolution ultérieure, fortement influencée par la matière condensé (*phase n°2*), les électrons capturés sont soumis au potentiel de l'ion projectile et aux collisions qu'ils subissent avec les noyaux (collisions élastiques) et les électrons de la cible (collisions inélastiques). La figure IV-4 illustre le principe de ce modèle, chaque étape figure IV-4a et IV-4b sera dans la suite discutée. En sortie de cible il faut projeter les états classiques obtenus après transport sur la base des états quantiques $n\ell$ afin de pouvoir comparer les deux modèles.

Nous détaillerons les calculs des sections efficaces des deux types de chocs cités au dessus car, contrairement au modèle d'équations d'évolution, ces calculs traitent la partie interaction électron-électron (antiécrantage) via la réponse diélectrique du milieu et non pas des collisions de type binaires ce qui intègre en fait la polarisation du milieu, non pas induite par l'ion, mais par l'électron de cet ion.

IV - 2- 2 L'équation du mouvement et force de Langevin

Notons, tout de suite, que cette équation n'intervient que dans la phase n°2 dite phase de transport puisqu'elle décrit le mouvement de l'électron projectile sur une orbite classique (*J.Burgdörfer et J.Gibbons, 1990*) dans un potentiel effectif noté V_p (électron projectile - noyau projectile) perturbé par une force stochastique de Langevin $\vec{F}(t)$ décrivant les collisions élastiques et inélastiques que l'électron subit dans le solide. Cette équation s'écrit :

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -\vec{\nabla}V_p + \vec{F}(t) \qquad \text{IV(10)}$$

où $\vec{p}_e$ est le vecteur quantité de mouvement de l'électron

Nous avons choisi comme potentiel V_p un potentiel de type coulombien complètement isotrope. Le choix d'un tel potentiel implique qu'on néglige une polarisation éventuelle du milieu induite par le noyau projectile. Nous discuterons, dans le chapitre V, des résultats obtenus par Kemmler et al (*1991*) où deux formes du potentiel ont été testées. L'avantage de notre choix est que les caractéristiques des trajectoires de l'électron projectile autour du noyau projectile sont simples puisqu'elles sont décrites par des orbites de Keppler. Dans ce cas nous avons trois types de trajectoire possibles suivant la valeur de l'énergie de l'électron dans le référentiel de l'ion :

- Si E<0 c'est-à-dire $E(ua)=-Zp^2/2n^2$ (états liés), la trajectoire est une ellipse (l'excentricité est donc inférieure à 1). Le mouvement de l'électron est fini. Notons que pour une excentricité égale à 0, la trajectoire devient un cercle.

- Si E=0 (limite d'ionisation), la trajectoire est une parabole (l'excentricité vaut 1). Le mouvement de l'électron est alors infini

- Si E>0 c'est-à-dire $E(ua)=v_e^2/2$ (états du continuum) avec v_e la vitesse de l'électron dans le référentiel de l'ion, la trajectoire est une hyperbole (l'excentricité est supérieure à 1). Le mouvement est dans ce cas aussi infini.

La force stochastique qui vient perturber ces trajectoires est décrite par une séquence de quantités de mouvement transférées instantanément au cours des collisions. Elle est donnée par :

$$\vec{F}(t) = \sum_{\alpha=1,\ 2} \sum_{i} \Delta\vec{p}_i^{\,\alpha} \delta(t - t_i^{\alpha}) \qquad \text{IV(11)}$$

où $\Delta\vec{p}_i^{\,\alpha}$ est la quantité de mouvement transférée par collision au temps t_i^{α}.

La détermination de $\vec{F}(t)$ est ainsi réduite à une séquence stochastique de paires $(\Delta\vec{p}_i^{\,\alpha}, t_i^{\alpha})$. La somme portant sur l'indice α sépare les diffusions élastiques (α=1, interaction électron projectile - noyau écranté) des diffusions inélastiques (α=2, interaction électron projectile - électron cible). Les valeurs de $\Delta\vec{p}_i^{\,\alpha}$ et t_i^{α} sont déterminées par la dynamique des collisions (§IV-2-3-2). L'approximation d'une quantité de mouvement transférée instantanément repose sur le fait que le temps de collision t_c est petit devant la période d'une orbite t_{orbite} (t_{orbite}>>t_c). La phase de transport est illustrée sur la figure IV-5b.

IV - 2- 3 Calcul des sections efficaces

1) Les conditions initiales : la capture

Le tirage du temps t_0 où se produit la première collision (*phase n°1*) c'est-à-dire la capture d'un électron cible par l'ion Ar^{18+}, s'effectue suivant une loi de Poisson. Nous avons introduit dans ce modèle 30 sections efficaces de capture (théorie CDW) pour les 30 premières couche n du projectile. Connaissant la couche n de capture au temps t_0, on en déduit par la relation E(ua)=-$Zp^2/2n^2$, l'énergie initiale de l'état excité. Cet état est lié, la trajectoire de la première orbite est donc une ellipse.

Il était plus difficile d'envisager d'introduire toutes les sections efficaces de capture en ℓ pour chacune des valeurs de n. Nous sommes donc passés d'une distribution en ℓ discrète à une distribution continue (par la méthode des probabilités cumulées). La fonction reproduisant la distribution continue en ℓ (fonction F, figure IV-6) ne change pas quelle que soit la valeur de n, au facteur de normalisation prés égal à $Zp^2/2E$ (= n^2). A titre d'exemple, la figure IV-6 montre l'évolution de deux distributions en ℓ continues pour n=4 et n=10. Nous avons vérifié que les fonctions F redonnent bien les distributions quantiques en ℓ. On peut alors effectuer, connaissant n, un tirage du moment angulaire initial ℓ puis du périhélie de l'orbite (figure IV-5a). Afin de déterminer complètement notre état excité initial de l'espace

des phases, il suffit d'évaluer les trois angles d'Euler caractéristiques d'une orientation aléatoire de l'orbite initiale par rapport à l'axe du faisceau.

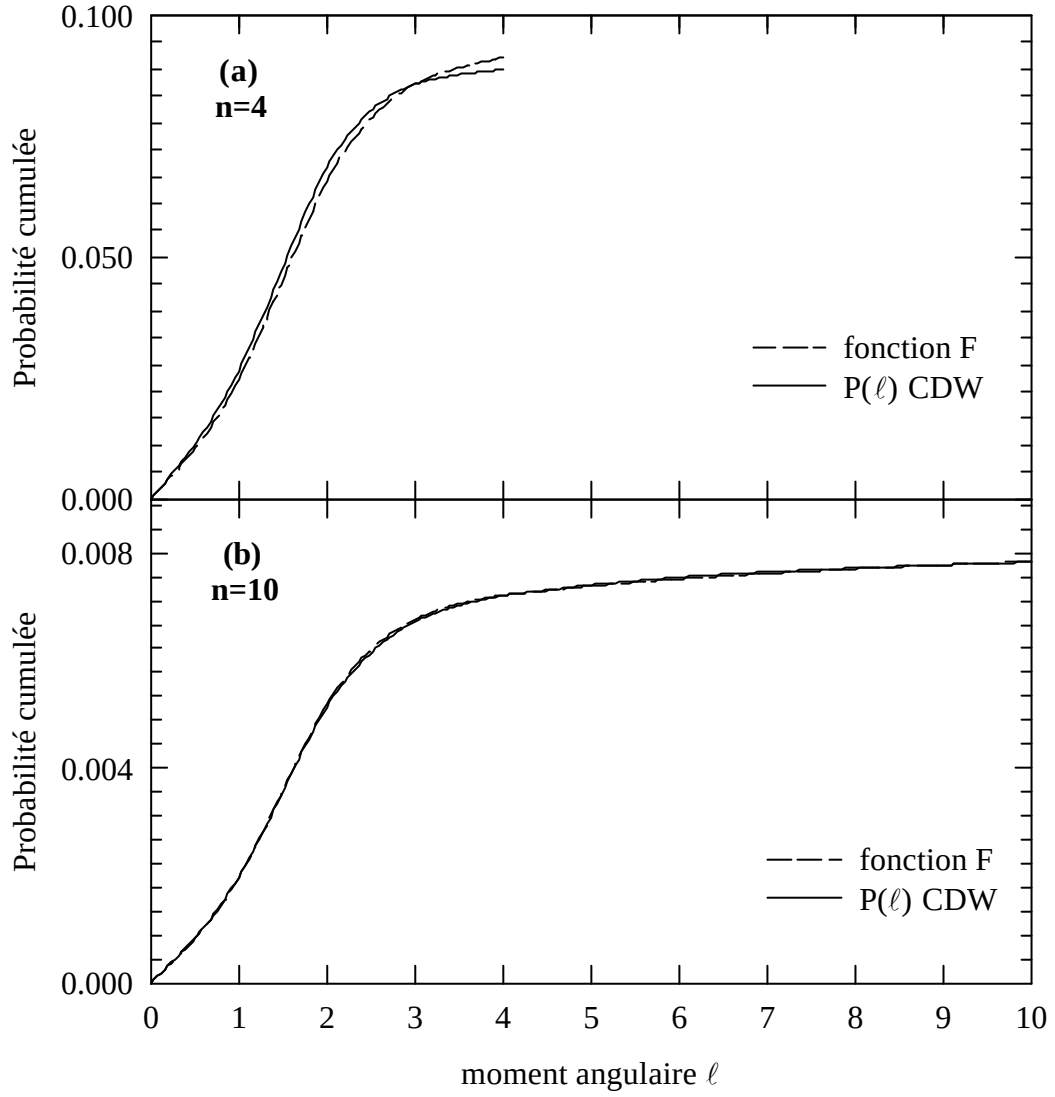


Figure IV-6 : Comparaison pour n=4 et n=10 de la distribution P(ℓ) CDW et de la fonction F reproduisant la distribution continue en ℓ utilisée.

2) Phase de transport : sections efficaces des chocs élastiques et inélastiques

Les sections efficaces sont calculées ici pour des électrons libres. Le calcul de telles sections efficaces détermine la distribution de probabilité des quantités de mouvement transférées $\Delta\vec{p}_i^{\alpha}$ et l'intervalle de temps entre deux collisions $\Delta t^{\alpha} = t_{i+1}^{\alpha} - t_i^{\alpha}$. Il est usuel de calculer, en fait, l'inverse du libre parcours moyen élastique ou inélastique proportionnel aux sections efficaces ($\lambda^{-1}=n\sigma$ avec n densité d'atomes cibles). Ces grandeurs, utilisées dans une simulation classique, seront calculées par des méthodes quantiques. En résumé, dans cette phase de transport, l'évolution de l'électron projectile autour du noyau projectile est calculée classiquement tandis que la force stochastique est déterminée par des méthodes quantiques.

Inverse du libre parcours moyen élastique $\lambda_{élast}^{-1}$:

Les chocs élastiques concernent les interactions de l'électron projectile avec les noyaux cibles écrantés : l'électron projectile peut diffuser élastiquement sur le potentiel du solide. L'énergie que peut perdre cet électron est alors négligeable par rapport à son énergie incidente dans le référentiel de la cible. Pour représenter le potentiel d'interaction, plutôt que d'utiliser un potentiel purement atomique, figure IV-7a, un potentiel tenant compte de l'influence des atomes voisins du solide est construit, figure IV-7c. Le point de départ de cette construction est un potentiel atomique qui est ensuite corrigé afin de simuler le milieu, figure IV-7b (*Von H Raith 1968*).

Le calcul utilisant le potentiel *du solide* favorise plutôt les petits paramètres d'impact (c'est-à-dire les grandes quantités de mouvement transférées) et réduit la section efficace géométrique. Sur la figure IV-8, est tracée l'évolution de $\lambda_{élast}^{-1}$ en fonction de l'énergie de l'électron projectile, obtenue grâce à la méthode des déphasages (*Cohen-Tannoudji, Tome II*). A titre d'exemple, pour une vitesse de l'électron $v_e=v_p=23$ ua c'est-à-dire E(ua)=276 ua, on a $\lambda_{élast}=530$ ua soit $\sigma_{élast}=35\ 10^{-19}$ cm².

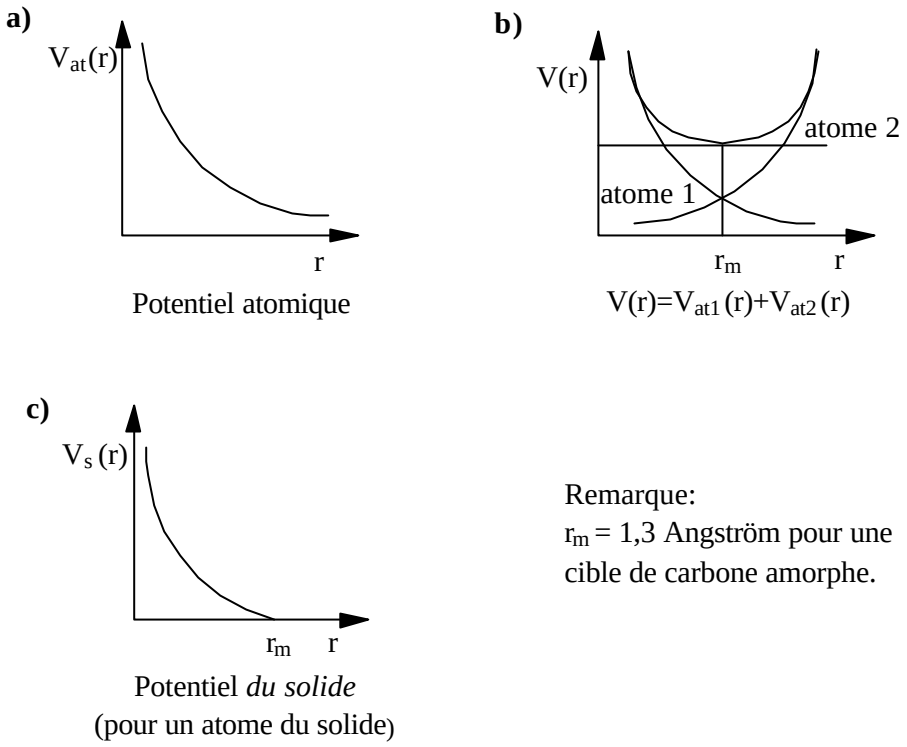


Figure IV-7 : Représentation du potentiel solide utilisé dans le calcul des sections efficaces des chocs élastiques.

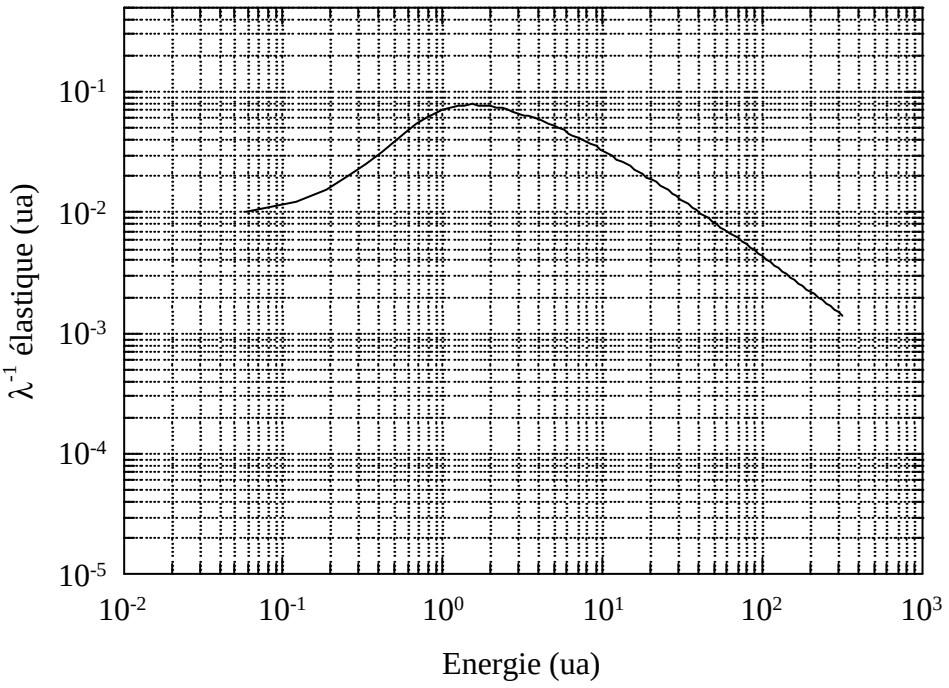


Figure IV-8 : Inverse des libres parcours moyen élastiques en fonction de l'énergie de l'électron du projectile.

Inverse du libre parcours moyen inélastique $\lambda_{inélast}^{-1}$:

Les chocs inélastiques concernent les interactions de l'électron projectile avec les électrons de la cible. Ces interactions conduisent à des excitations électroniques du milieu. Il est important de retenir que ces modifications sont traitées ici comme étant dues à la polarisation du milieu induite par l'électron projectile. La réponse diélectrique du milieu peut être séparée en deux composantes suivant que le champ électromagnétique est *1)* parallèle (composante longitudinale) ou *2)* perpendiculaire (composante transverse) à son vecteur d'onde $\vec{k}$. Dans le domaine des vitesses non relativistes, la composante longitudinale domine le transfert en énergie vers le gaz d'électrons. L'inverse du libre parcours moyen doublement différentiel en énergie ω et en module de quantité de mouvement transférée p peut s'écrire alors, en fonction de la constante diélectrique du milieu $\varepsilon_{//}(\omega,p)$:

$$\frac{d^2\lambda_{inélast}^{-1}}{d\omega dp} = \frac{2}{\pi v_e{}^2 p}\,\mathrm{Im}\left(\frac{-1}{\varepsilon_{//}(\omega,p)}\right) \qquad \text{IV(12)}$$

Pour du carbone, sur la figure IV-9, est tracée l'évolution de $\lambda_{inélast}^{-1}$ avec l'énergie de l'électron projectile. Pour $v_e=v_p=23$ ua, on a $\lambda_{inélast}=263$ ua soit $\sigma_{inélast}=72\ 10^{-19}$ cm².

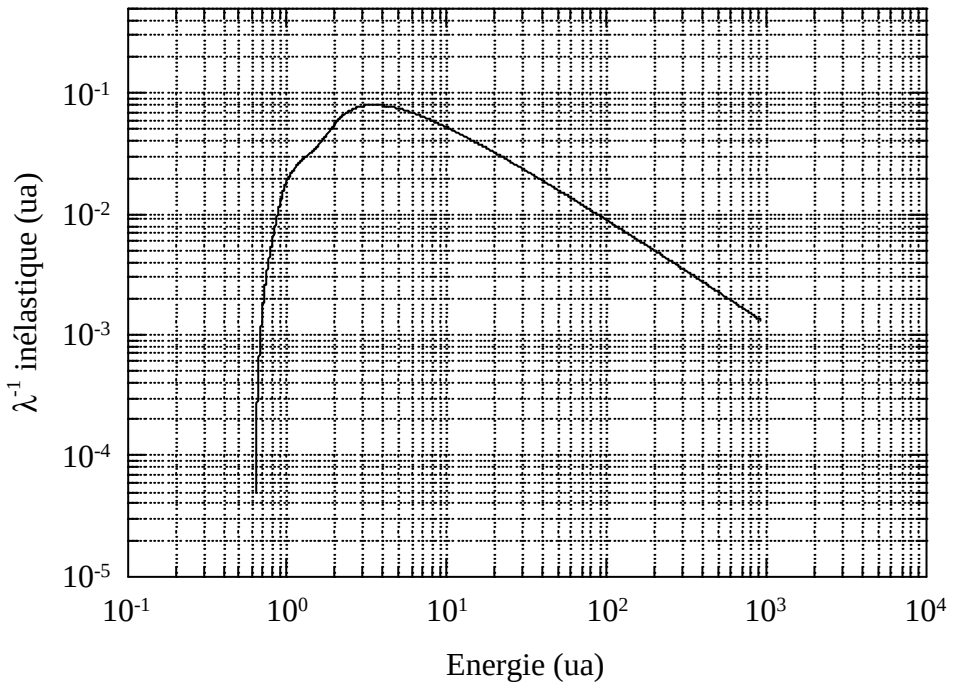


Figure IV-9 : Inverse des libres parcours moyen inélastiques en fonction de l'énergie de l'électron du projectile.

Les distributions de probabilité de quantité de mouvement transférée sont alors proportionnelles à l'inverse du libre parcours moyen élastique ou inélastique (*Gervais et al 1996*).

$$W_{\text{élast}}(\Delta\vec{p}) \propto \frac{1}{p}\left.\frac{d\lambda^{-1}_{\text{élast}}}{dp}\right|_{p=\Delta p} \qquad \text{IV(13)}$$

$$W_{\text{inélast}}(\Delta\vec{p},\Delta E) \propto \frac{1}{p}\left.\frac{d^2\lambda^{-1}_{\text{inélast}}}{d\omega dp}\right|_{p=\Delta p,\omega=\Delta E} \qquad \text{IV(14)}$$

où ΔE est l'énergie transférée au cours de la collision. Enfin le temps de vol Δt^{α} (ou la distance x parcourue) entre deux collisions successives suit une probabilité de distribution de Poisson puisqu'on suppose que le milieu traversé est homogène :

$$W_{\alpha}(x) = \lambda_{\alpha}^{-1}\exp(-x/\lambda_{\alpha}) \qquad \text{IV(15)}$$

avec soit α=1 collision élastique soit α=2 collision inélastique. Le temps de vol moyen est égal à λ_{α}/v_e (v_e vitesse de l'électron projectile dans le référentiel du projectile).

Après projection sur la base des états $n\ell$, il nous est possible d'extraire de ce modèle les sections efficaces d'excitation intracouche et intercouche afin de les comparer à celles introduites dans le modèle EPQ.

i) Sections efficaces d'excitation intracouche :

Nous pouvons d'ores et déjà vérifier que ces sections efficaces obéissent bien à la formule IV(8) utilisée dans le modèle EPQ :

$$\frac{\sigma(n,\ell-1\rightarrow n\ell)}{\sigma(n\ell\rightarrow n,\ell-1)} = \frac{2\ell+1}{2\ell-1}$$

La figure IV-10 donne l'évolution des sections efficaces ns→np avec le nombre quantique principal. La contribution des chocs élastiques seuls correspond à une forte diminution des sections efficaces quand n augmente. A partir de n=4, seul les chocs

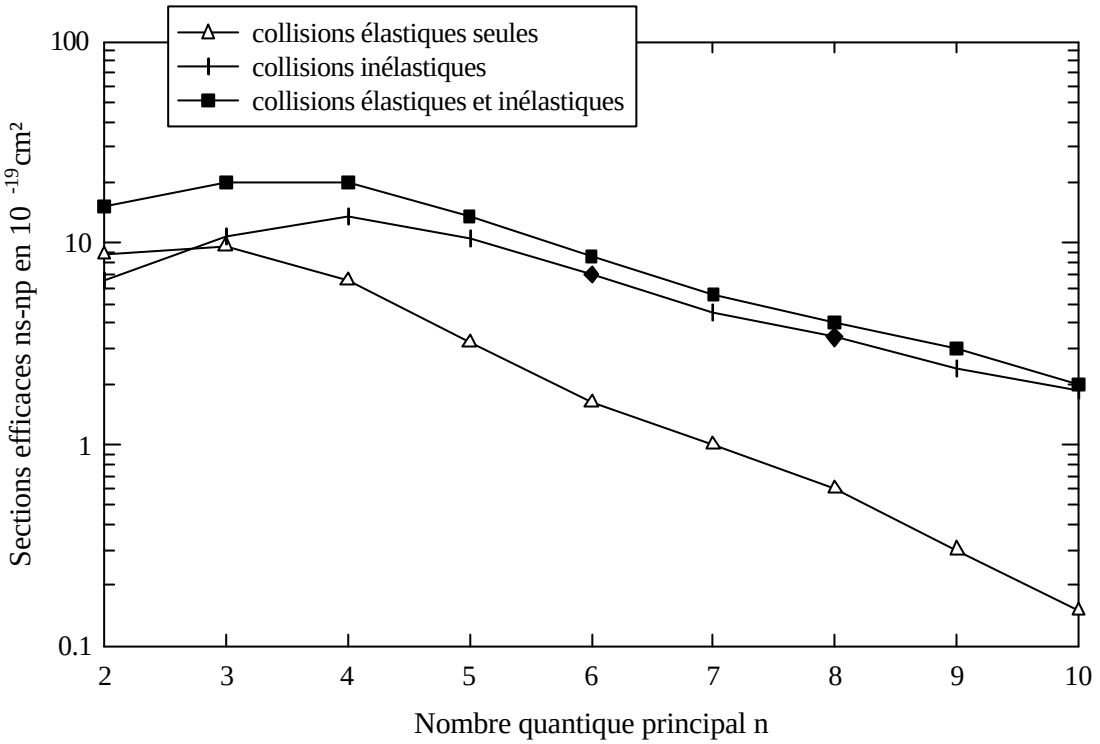


Figure IV-10 : Evolution des sections efficaces d'excitation intracouche ns ® np de l'Ar^{17+} à v_p=23 ua, extraites du modèle du transport classique (modèle EPC), en fonction du nombre quantique n.

inélastiques contribuent à la valeur globale des sections efficaces. De façon générale, ce type de processus voit sa probabilité diminuer très rapidement avec n au dessus de n=5 alors qu'il saturait dans le modèle EPQ. Les transitions dipolaires sont aussi, pour ce modèle, plus grandes que les autres types de transitions. Pour notre système de collision, on a, par exemple, $\sigma(5s\rightarrow5p)\approx4\times\sigma(5s\rightarrow5d)$ et $\sigma(5p\rightarrow5d)\approx4\times\sigma(5p\rightarrow5f)$. Mais comme dans le modèle EPQ, ces sections efficaces d'excitation intracouche non dipolaires sont du même ordre de grandeur que les sections efficaces d'excitation intercouche de type dipolaire ($\sigma(5p\rightarrow5f)\approx\sigma(5p\rightarrow6d)$) et plus grandes que les sections efficaces d'excitation intercouche de type non dipolaire ($\sigma(5s\rightarrow5f)\approx4,5\times\sigma(5p\rightarrow6s)$ et $\sigma(5s\rightarrow5f)\approx4\times\sigma(5p\rightarrow6h)$). Ces sections efficaces d'excitation intracouche vont, dans leur ensemble, contribuer à un mélange ℓ-ℓ' en favorisant les grands ℓ.

ii) Sections efficaces d'excitation intercouche :

Il apparaît tout de suite que les transitions du type $\Delta\ell$=0 et +1 sont plus grandes que les autres type de transitions. Le tableau IV-4 illustre ce constat pour n=5.

n=5,ℓ=0→6ℓ’	σ	n=5,ℓ=1→6ℓ’	σ
50→60	3,3	51→60	0,6
50→61	3	51→61	3,7
50→62	1,5	51→62	2,8
50→63	0,8	51→63	1,4
50→64	0,6	51→64	0,9
50→65	0,5	51→65	0,6

Tableau IV-4 : Valeurs des sections efficaces d’excitation intercouche en 10^{-19} cm² des transitions 5ℓ ®6ℓ’ avec ℓ=0 et 1 pour l’état initial.

De plus, à partir de n=7 les sections efficaces intracouches diminuant rapidement, il devient plus facile pour l’électron de changer de n que de changer de ℓ pour une même valeur de n. Ce changement de n s’accompagne avec les mêmes probabilités soit d’une transition du type Δℓ=0 soit d’une transition du type Δℓ=+1 : (σ(6s→7s)≈σ(6s→7p) ou σ(6f→7f)≈σ(6f→7g)).

Ce modèle tient compte, contrairement au modèle EPQ, de toutes les autres transitions du type Δn=2,3,.... Les plus grandes sont évidemment celles du type Δn=2 et leur importance augmente quand n augmente. Elles favorisent également les transitions de Δℓ=0 et +1. Au dessus de n=6, les sections efficaces intercouche de Δn=2 ne sont plus que 2 fois plus petites que celles de Δn=1 : (σ(7p→9p)≈0,5×σ(7p→8p) et σ(7p→9d)≈0,5×σ(7p→8d)).

Les populations des états de bas moment angulaires ℓ seront donc plus grandes que dans le modèle EPQ. Mais ce modèle prenant en compte un grand nombre d’états et tous les processus pouvant affecter leur population, la population de grand moment angulaire ℓ pour les états de n élevé sera aussi importante.

IV - 2- 4 Limites et conclusions

Pour une telle théorie, la durée de vie des états liés à l'intérieur du solide n'est pas prise en compte. Les trajectoires sont connues et bien définies par les propriétés du potentiel V_p et de la fréquence des collisions.

Les distributions finales en énergie à la sortie de la cible (après toute la phase de transport) sont continues. Afin de discrétiser ces distributions et d'associer à une énergie finale un nombre quantique principal n, il est nécessaire de projeter l'espace des phases classique sur l'espace des phases quantique. Cette projection est faite en associant à un état classique l'état quantique d'énergie et de moment angulaire le plus proche : pour une énergie comprise entre $E(ua)=-Zp^2/2(n-1/2)^2$ et $E(ua)=-Zp^2/2(n+1/2)^2$ est associé une valeur discrète de n, et à un moment angulaire final compris entre ℓ et $\ell+1$ est associé une valeur entière ℓ. Ce type de méthode est acceptable tant que les valeurs de n obtenues sont grandes. Par contre, pour des valeurs caractéristiques des états internes, l'erreur commise peut s'avérer importante. En sortie de cible, nous avons obtenu des états dont le nombre quantique principal n peut s'élever jusqu'à 50. Ce type de modèle étant classique, la désexcitation radiative des niveaux à l'intérieur de la cible est bien sûr ignorée. Ce modèle n'est donc valable que pour des conditions particulières pour lesquelles la désexcitation de l'ion dans la cible est négligeable : l'ion projectile ne doit pas être trop lourd ($\tau_{n\ell} \propto n^3\ell^2/Zp^4$ durée de vie d'un niveau hydrogénoï de n,ℓ) et le choix des épaisseurs des cibles doit être judicieux ce qui est le cas de notre étude comme le montre le modèle EPQ. Par ailleurs, ce modèle exclut toute possibilité à un ion argon ionisé de capturer de nouveau un électron puisqu'on suit l'électron ionisé dans les états du continuum (un système classique à trois corps est instable). Notons par contre que ce même électron du continuum peut être recapturé sur des états liés par collision ce qui n'est pas le cas dans le modèle EPQ.

A titre indicatif, nous avons reporté dans le tableau IV-5 le nombre de collisions que l'électron projectile subit en traversant des cibles de carbone dont les épaisseurs varient de 3,5 µg/cm² à 201 µg/cm². Ce nombre de collisions est d'ailleurs strictement proportionnel à l'épaisseur de cible.

Epaisseur (µg/cm²)	collisions élastiques et inélastiques	collisions élastiques seules	collisions inélastiques seules
3,5	0,96	0,32	0,64
8,6	2,36	0,78	1,58
12,6	3,46	1,15	2,31
22,5	6,44	1,88	4,36
42	11,73	3,91	7,82
98	28,77	9,85	18,92
201	60,11	20,30	39,81

Tableau IV-5 : Estimation par le modèle du transport classique du nombre de collisions moyen subit par l'électron de l'ion Ar^{17+} (v_p=23 ua) dans des feuilles de carbone.

En conclusion, on peut s'attendre à ce que le modèle EPC soit particulièrement bien adapté pour prédire la distribution ℓ des états de Rydberg et donc reproduire *l'évolution des intensités des transitions Lyman retardées avec le temps de vol de l'ion projectile*, du moins en ce qui concerne les intensités des transitions 2p→1s et 3p→1s, les états np avec n>3 n'étant sensibles qu'aux cascades d'états excités de moment angulaire ℓ petit. Pour *l'évolution des intensités relatives des raies Lyman avec l'épaisseur*, moins sensibles aux états de Rydberg de haut ℓ, ce modèle est peut être moins adapté car on peut imaginer que des erreurs peuvent être faites en passant d'une distribution continue à une distribution discrète

IV - 3 COMPARAISON DES DEUX MODELES

Rappelons quelles sont les différences ou les similitudes entre ces deux modèles.

La première grande différence réside dans la définition de l'espace des phases qui est quantique dans le cas du modèle d'équations d'évolution et classique dans le cas du second modèle.

Le modèle d'équations d'évolution ne tient compte que d'un nombre très limité de couches n de l'ion projectile (tableau IV-1) alors que le modèle du transport classique n'est à priori pas limitatif.

En ce qui concerne la phase de peuplement primaire des états excités de l'ion (*phase n°1*) par le processus de capture, les deux modèles sont complètement identiques. Par contre, pour la phase de transport (*phase n°2*), le calcul des diverses sections efficaces diffère par le choix des potentiels d'interaction, par la prise en compte ou non d'une polarisation induite par l'électron projectile et surtout par la méthode de calcul proprement dite : méthode perturbative pour le premier modèle (EPQ) et la méthode des déphasages pour le second (EPC).

- Les sections efficaces avec effet d'écrantage, du modèle d'équations d'évolution peuvent se comparer aux sections efficaces des collisions élastiques du modèle du transport classique. En effet, l'effet d'écrantage et les chocs élastiques font intervenir des interactions du type électron projectile - noyau écranté. La différence réside dans le choix du potentiel d'interaction qui est dans le premier cas purement atomique et dans le second dit *solide* (le potentiel est atomique mais corrigé de l'influence des atomes voisins du solide). Cette différence entre les deux types de potentiel influera sur les valeurs des sections efficaces.

- Les sections efficaces avec effet d'antiécrantage peuvent se comparer aux sections efficaces des chocs inélastiques puisqu'elles font, dans les deux cas, intervenir des interactions entre l'électron projectile et les électrons de la cible. Cependant pour évaluer l'effet d'antiécrantage, on considère des collisions binaires entre l'électron projectile et un électron de la cible alors que le calcul des sections efficaces des chocs inélastiques fait intervenir la réponse diélectrique du milieu.

Rappelons enfin que dans ces deux modèles, l'effet de polarisation du milieu induite par la charge du projectile n'est pas pris en compte.

Dans la suite nous présentons la comparaison des sections efficaces intracouches et intercouches introduites dans EPQ et extraites de EPC. Cette comparaison permet de comprendre les populations obtenues en sortie de cible (après **la phase de transport**) par chacun des modèles. Les populations sont discutées dans le paragraphe IV-3-2. Ces discussions éclaireront les comparaisons expérience - modèles faites dans le chapitre V.

IV - 3- 1 Les sections efficaces

Nous avons remarqué que le choix d'un potentiel *du solide* (modèle du "transport" classique ou modèle EPC, §IV-2-3-2) plutôt que d'un potentiel atomique (modèle d'équations d'évolution ou modèle EPQ) à deux effets: (1) il favorise les grandes quantités de mouvement

transférées et (2) il réduit les sections efficaces géométriques. Les conséquences de l'effet (1) sont, que pour le modèle EPC, les sections efficaces intracouches seront plus petites et les sections efficaces intercouches plus grandes que celles que l'on peut obtenir dans le cas du modèle EPQ. L'effet (2) aura pour conséquence de réduire globalement les sections efficaces d'excitation quelle que soit la quantité de mouvement transférée.

Nous commencerons par commenter et comparer les **sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire comme de type non dipolaire**. Au vu des résultats, la première remarque qui peut être faite est que:

$$\sigma^{EPQ}_{n\ell-n\ell'} > \sigma^{EPC}_{n\ell-n\ell'} \text{ pour } n>2$$

Cette inégalité est tout à fait attendue, au vu de ce qui est discuté au début de ce paragraphe. Pour n=2, on a σ^{EPQ}_{2s-2p} =15 10^{-19}cm² légèrement supérieure à σ^{EPC}_{2s-2p} =11 10^{-19}cm².

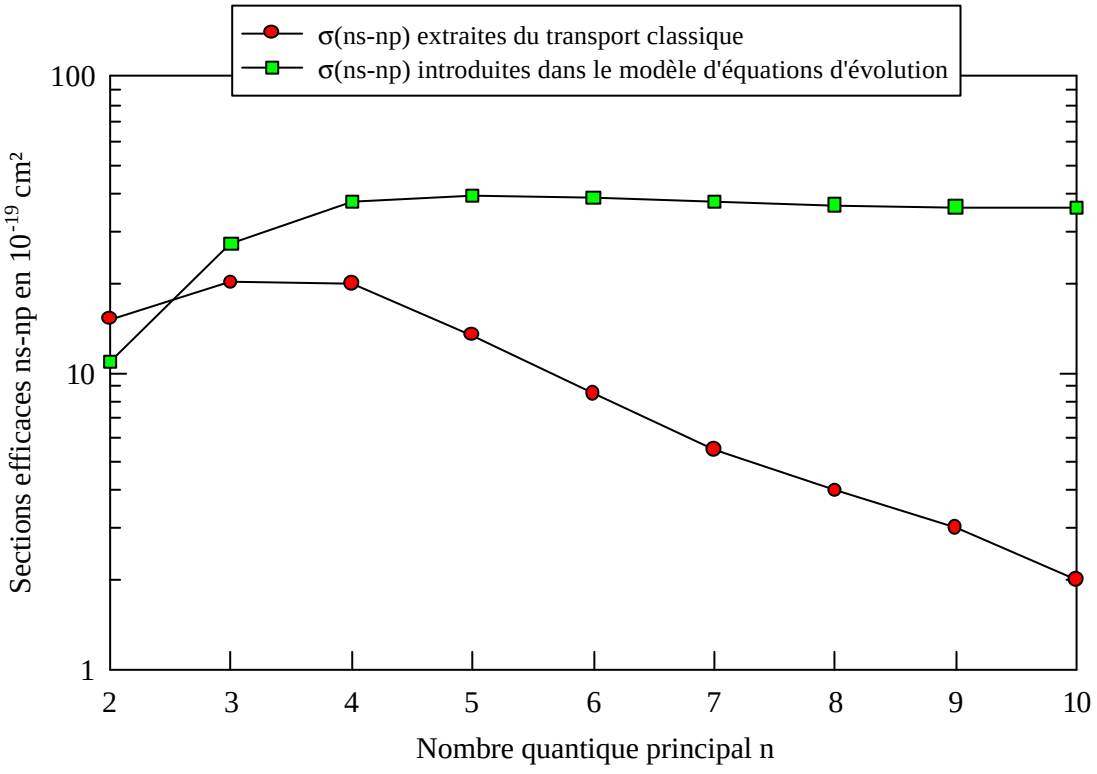


Figure IV-11 : Comparaison des sections efficaces ns ® np introduites ou extraites pour chacun des deux modèles.

L'évolution des sections efficaces ns-np avec le nombre quantique principal n est présentée figure IV- 11. Cette évolution diffère complètement d'un modèle à l'autre : dans le cas du modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ), les sections efficaces augmentent puis saturent à partir de n=4 alors que, dans le cas du modèle du transport classique (modèle EPC), elles augmentent puis diminuent rapidement à partir de n=4.

En ce qui concerne les **sections efficaces intercouches**, l'effet (2) de la réduction des sections efficaces géométriques domine l'effet (1) favorisant les grands transferts de moment puisqu'on a:

$$\sigma^{EPQ}_{n\ell-n'\ell'} > \text{ ou } \approx \sigma^{EPC}_{n\ell-n'\ell'}$$

A titre d'exemple, la figure IV-12 montre les sections efficaces d'excitation intercouche intervenant dans chacun des deux modèles pour les transitions (n=5, ℓ=0)→(6ℓ'), (n=5, ℓ=1)→(6ℓ') et (n=5, ℓ=3)→(6ℓ'). Comme nous l'avons déjà remarqué les transitions du type $\Delta\ell$=0, +1 sont plus favorisées dans le cas du modèle EPC que dans celui appelé EPQ.

En conclusion, les sections efficaces d'excitation intracouche et intercouche avec Δn=1 introduites dans le modèle d'équations d'évolution sont toutes supérieures ou du même ordre de grandeur que celles extraites du modèle du "transport" classique. Nous avons vu que le traitement de l'effet d'antiécrantage dans l'évaluation des sections efficaces d'excitation intracouche ou intercouche introduites dans le modèle EPQ est approximatif (§IV-1-3-2). Pour le modèle EPC, un traitement différent de cet effet (calcul des sections efficaces des chocs inélastiques §IV-2-3-2) donne des valeurs de sections efficaces plus petites. Il apparaît donc que, dans le cas du modèle EPQ, augmenter les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire, pour reproduire l'évolution des intensités relatives des raies Lyman (§I-2-1), n'a apparemment aucune signification physique. On notera finalement que les sections efficaces obtenues dans les deux approches (EPQ et EPC) sont néanmoins, d'une façon générale, du même ordre de grandeur.

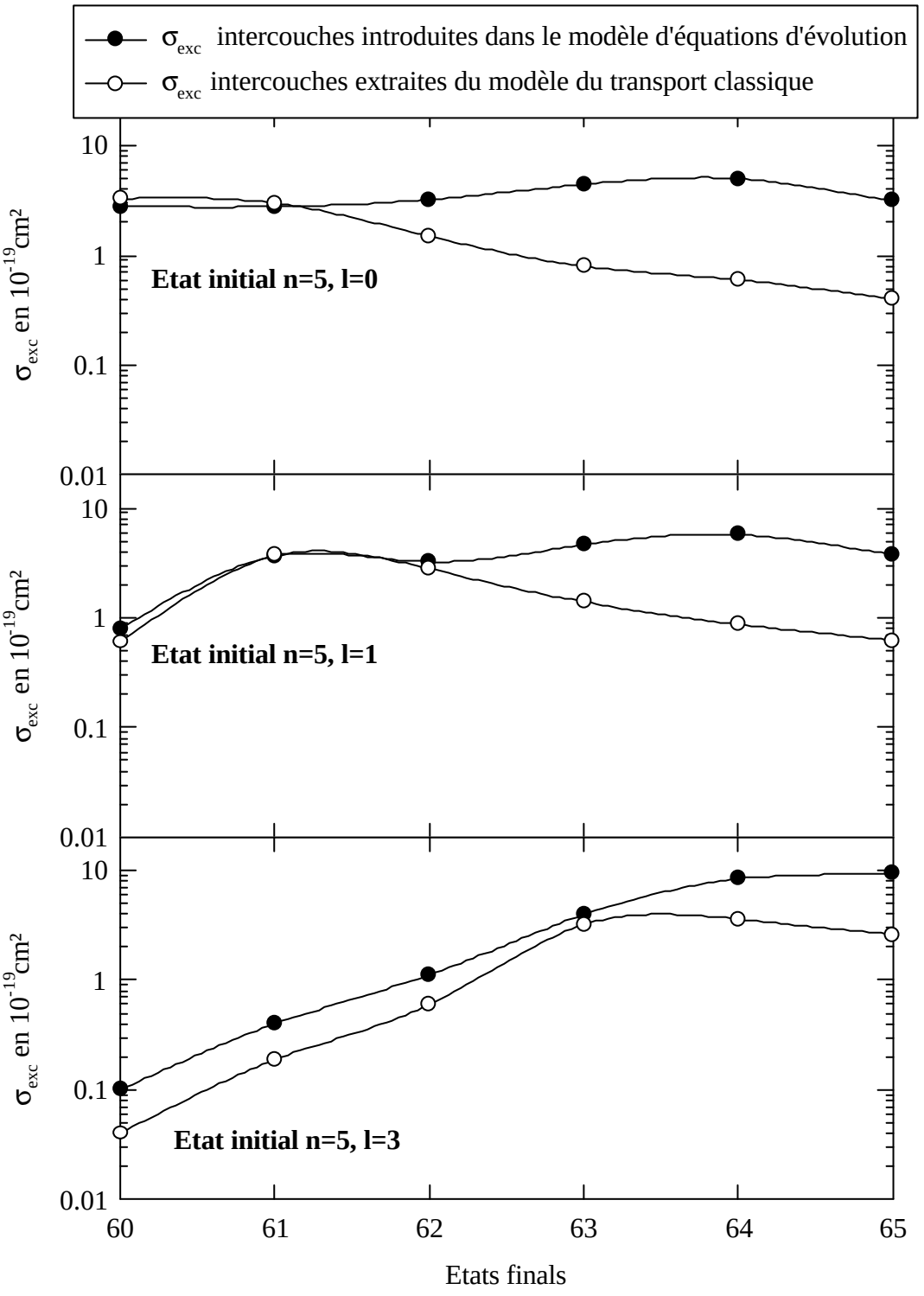


Figure IV-12 : Comparaison des sections efficaces d'excitation intercouche extraites ou introduites dans chacun des deux modèles dans le cas des transitions (n=5, ℓ=0) ®(6ℓ'), (n=5, ℓ=1) ®(6ℓ') et (n=5, ℓ=3) ®(6ℓ').

IV - 3- 2 Les populations obtenues en sortie de cible

Dans le cas du modèle EPC, nous pouvons calculer le pourcentage d'ions hydrogénoï des se trouvant dans des états de n>10: cette fraction d'ions ne dépasse pas 3% quelle que soit l'épaisseur de cible. Cependant, bien que cette proportion soit faible, ces ions se désexcitent pour peupler des états np et auront une grande influence sur l'intensité des transitions Lyman retardées à grand temps de vol de l'ion derrière la cible (chapitre V). A ce stade, étant entendu que la désexcitation radiative des niveaux électroniques est négligeable dans la cible, on peut, néanmoins, comparer les populations n ℓ obtenues en sortie de cible, par les deux modèles, en se limitant à n=10. Pour cela, le facteur 5,52 introduit dans le modèle EPQ pour tenir compte des états de n>10 n'est pas considéré.

Comparons tout d'abord les <u>populations « totales »</u>, soit $\sum_{2}^{10} \mathrm{pop(n)}$, en sortie de cible prédites par les deux modèles : les valeurs obtenues par le modèle EPQ et par le modèle EPC sont très proches jusqu'à n=6. Pour la cible la plus épaisse (201 µg/cm²), le nombre d'ions à un électron émergeant est légèrement plus petit dans le cas du modèle EPC que dans celui du modèle EPQ pour les états internes ($n \leq 6$) ; voir figures IV-13 et IV-14. Notons que le modèle EPC inclut la possibilité de recapture d'un électron du continuum et que EPQ tient compte de la possibilité d'une capture pour un ion ayant déjà subit une capture et une ionisation.

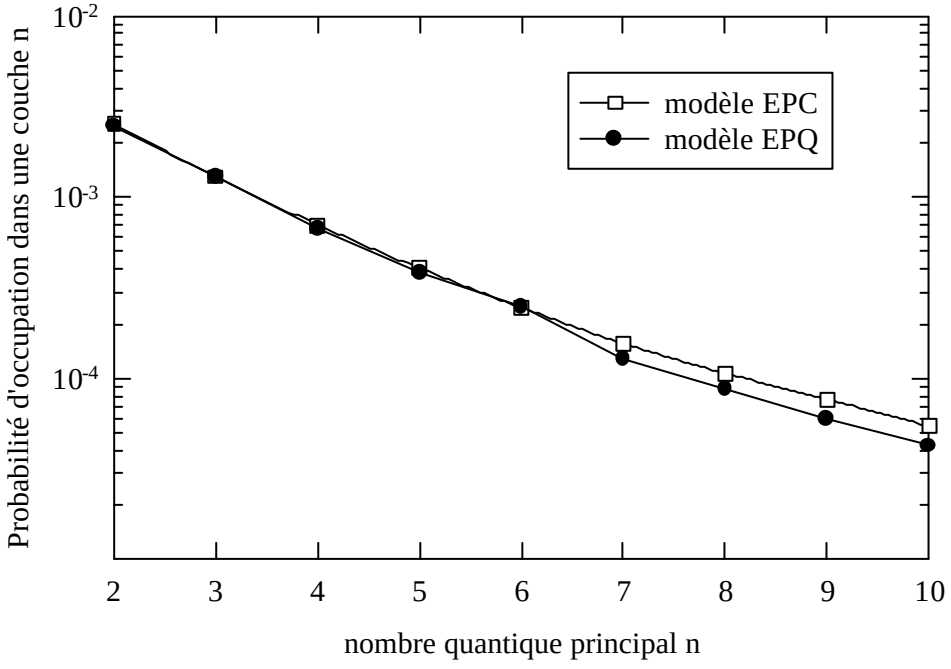


*Figure IV-13 : Distribution en n obtenue en sortie d'une cible de **3,5** µg/cm².*

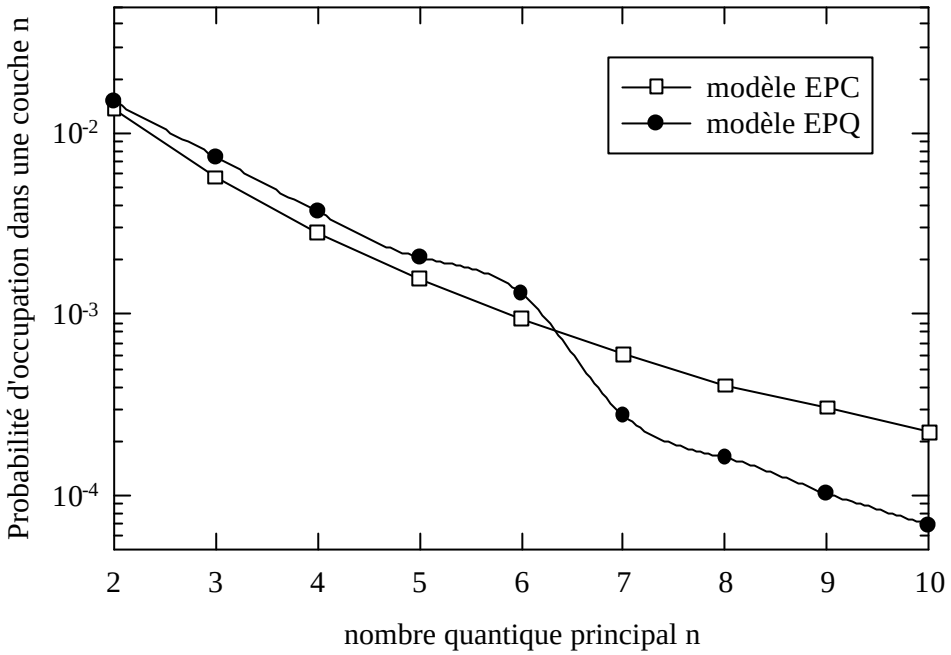


*Figure IV-14 : Distribution en n obtenue en sortie d'une cible de **201** µg/cm².*

Un examen plus détaillé de la forme des distributions en n, obtenues en sortie de cible, montre qu'elles sont équivalentes jusqu'à n=6 mais qu'un décrochement net apparaît pour des niveaux de n plus grands. Ce comportement, illustré figures IV-13 et IV-14, où sont comparées les distributions en n calculées à partir des modèles EPQ et EPC pour les cibles de 3,5 et 201 µg/cm², s'explique par le fait que, dans le modèle EPQ, les sections efficaces d'excitation intercouche , n vers n', ne sont pas prises en compte pour les états de n>6. Si on analyse maintenant les distributions P(ℓ), pour chaque état n jusqu'à n=10, on retrouve pour le modèle EPQ une nette « cassure » dans la forme de ces distributions entre n≤6 et n>6 (voir figure IV-15 (a)). Le modèle EPC prévoit par contre (figure IV-15 (b)), des formes de distributions assez équivalentes quel que soit n. Cette différence, dans les distributions P(ℓ) du modèle EPQ, peut donc être légitimement attribuée à la non prise en compte du processus d'excitation intercouche mais aussi du processus d'excitation intracouche non dipolaire.

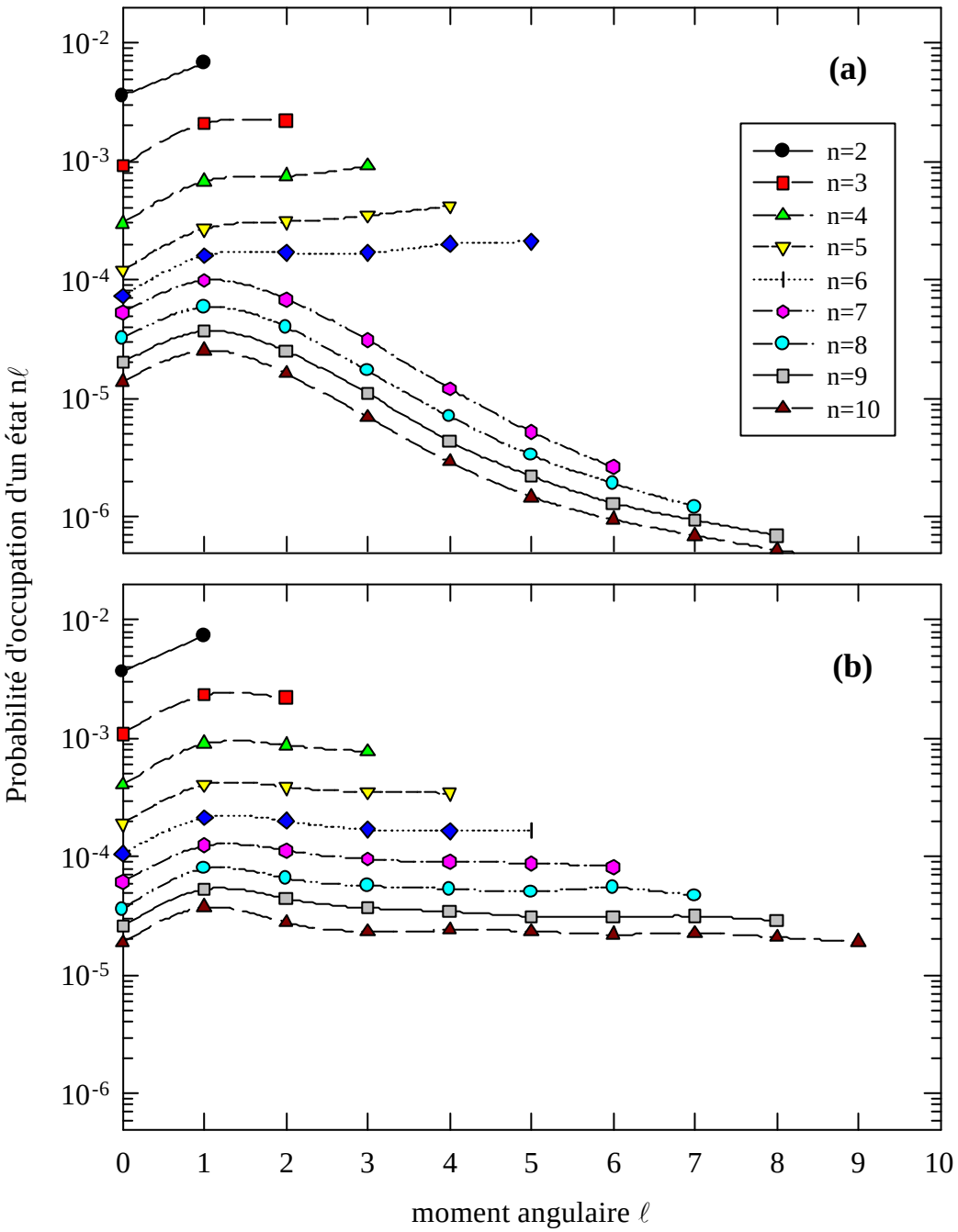


Figure IV-15 : Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de ***22,5*** *µg/cm².*

(a) modèle d'équations d'évolution

(b) modèle du transport classique

Si maintenant, dans le modèle EPQ, on augmente les sections efficaces intracouches de type dipolaire [(*)]- résultats présentés figure IV-16 - on compense en quelque sorte ces lacunes. En effet, pour les états de n>6, les distributions P(ℓ) obtenues tendent vers celles du modèle EPC. Plus précisément cette opération diminue fortement la probabilité d'occupation d'un état nℓ de ℓ=0 et 1 pour des valeurs de n comprises entre 6 et 10 au profit des états de grand ℓ. Evidemment, la distribution en n ne sera pas affectée par cette opération.

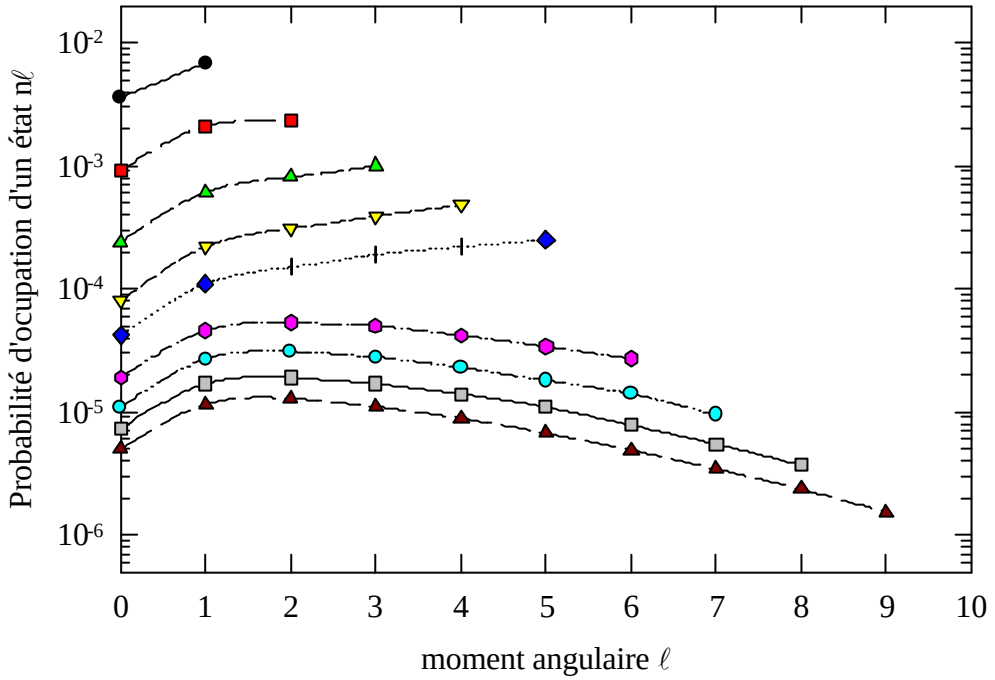


*Figure IV-16 : Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de **22,5** µg/cm² avec le modèle d'équations d'évolution et pour des sections efficaces d'excitation intracouche multipliées par un facteur 15 à partir de n=7 (utilisé ici à titre d'exemple).*

Enfin, pour terminer cette analyse, on peut remarquer que, pour les états de n≤6, les distributions P(ℓ) prédites par les deux modèles sont très semblables. Néanmoins, dans le modèle EPQ, les probabilités d'occupation des états de bas moment angulaire ℓ sont plus petites que celles du modèle EPC, et les P(ℓ) des états de ℓ=n-1 sont légèrement plus grandes.

[(*)]L'augmentation de ces sections efficaces intracouches, a été proposée pour interpréter les résultats sur l'évolution des transitions Lyman du Kr^{35+} en fonction de l'épaisseur de cible de carbone et de cuivre. La différence portant sur les facteurs multiplicatifs qu'il faut appliquer aux sections efficaces intracouches dipolaires, entre l'ancienne version du modèle (*Nicolaï 1990*,*Nicolaï et al 1990*,*Despiney 1994*, cf. §I-2-1) et la version mise au point lors de ce travail sera discutée dans le prochain chapitre (§V-3-1).

Les figures IV-17 et IV-18 présentent respectivement les résultats obtenus pour la cible la plus fine de 3,5 µg/cm² et pour la cible la plus épaisse utilisée de 201 µg/cm². On peut ainsi observer l'influence des collisions multiples. Pour la cible de 3,5 µg/cm² les distributions en ℓ sont piquées sur des valeurs de ℓ faibles tandis que pour la cible de 201 µg/cm² les distributions ont tendance à devenir statistiques. En fait les collisions multiples "détruisent" les états de ℓ très bas (ℓ=0, 1) en faveur des états de haut moment angulaire ℓ. Les distributions P(ℓ) obtenues avec le modèle EPQ en multipliant les sections efficaces d'excitation intracouches d'un facteur constant quelle que soit l'épaisseur de cible, tendent vers celles du modèle EPC (cf. figures IV-16, IV-17, IV-18).

A partir des populations P(nℓ), des états excités de l'ion après transport dans la cible, calculées par ces deux modèles, nous pourrons extraire les intensités des transitions Lyman et ainsi les comparer directement à nos résultats expérimentaux.

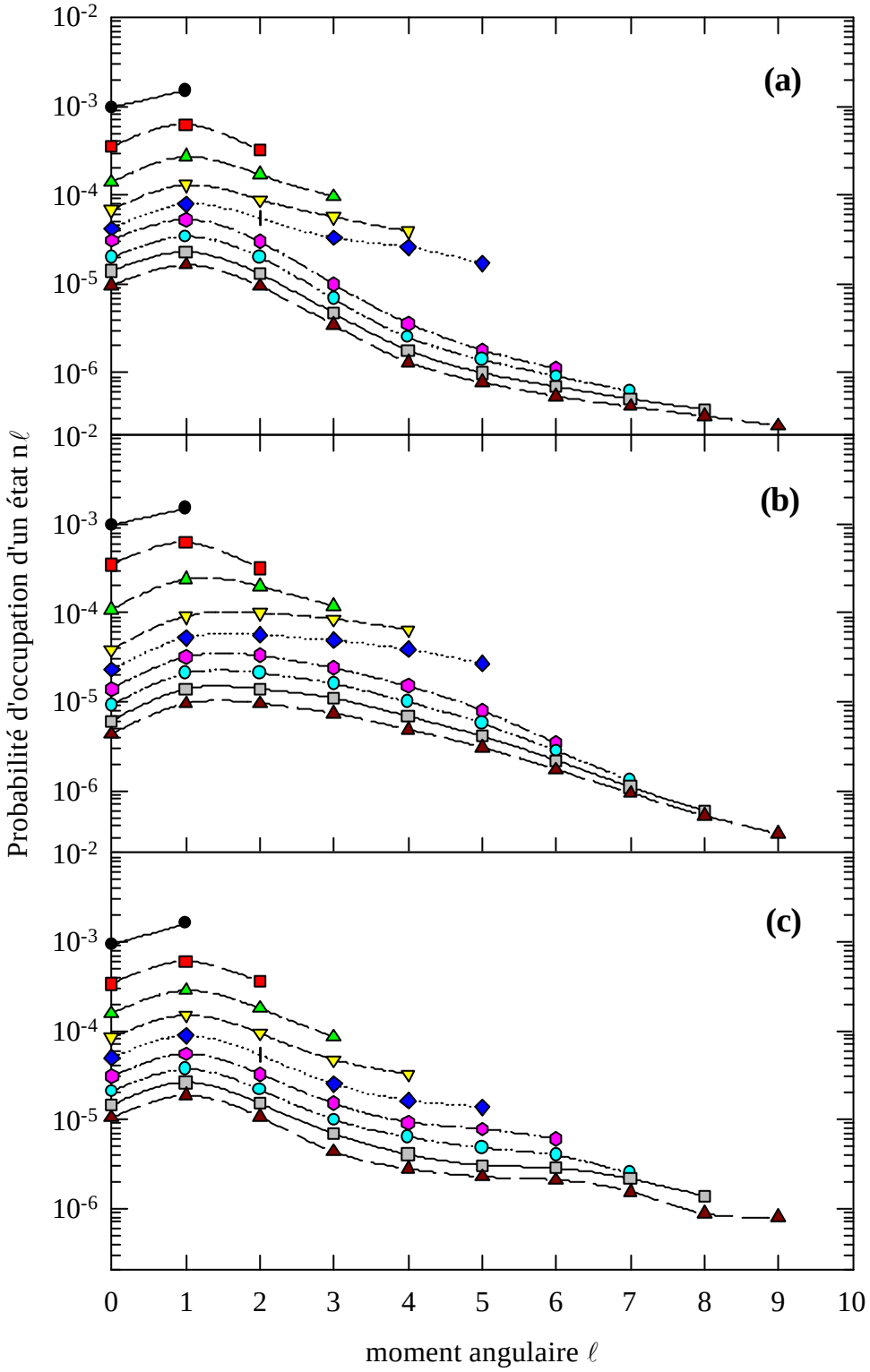


*Figure IV-17 : Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de **3,5** µg/cm².*

(a) modèle d'équations d'évolution.

(b) modèle d'équations d'évolution avec les sections efficaces d'excitation intracouche augmentées (comme pour la cible de 22,5 µg/cm²).

(c) modèle du transport classique.

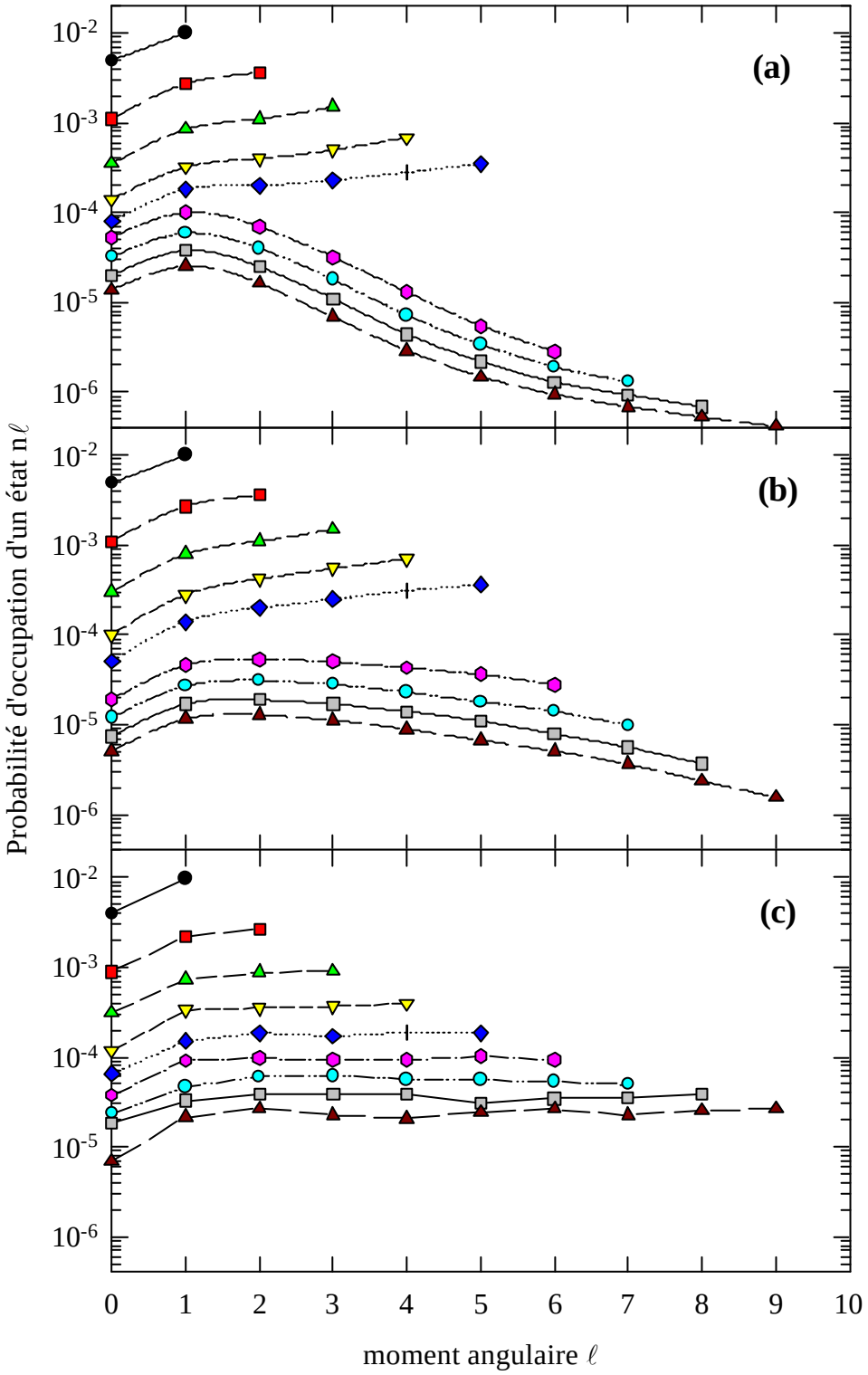


*Figure IV-18 : Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de **201** µg/cm². (a) modèle d'équations d'évolution. (b) modèle d'équations d'évolution avec les sections efficaces d'excitation intracouche augmentées (comme pour la cible de 22,5 µg/cm²). (c) modèle du transport classique.*

V

COMPARAISON DES MODELES AVEC L'EXPERIENCE ET DISCUSSION DES RESULTATS

Ce chapitre est séparé en deux grandes parties afin de distinguer d'un côté l'évolution des transitions Lyman avec le temps de vol de l'ion - évolution sensible à **la population des états externes** de l'ion- et de l'autre l'évolution des transitions Lyman promptes avec le temps de transit de l'ion dans la cible - évolution sensible à **la population des états internes**. Nous comparerons dans chacun des cas nos résultats expérimentaux pour Ar^{18+} sur C (13,6 MeV/u) avec ceux obtenus pour d'autres systèmes de collision. Avant de pouvoir faire une comparaison directe entre l'expérience et les modèles, développés et présentés au chapitre précédent, nous commencerons par expliquer le traitement que nous avons appliqué aux populations $n\ell$ prédites en sortie de cible pour remonter à l'intensité des transitions Lyman observée.

V- 1 TRAITEMENT DES DONNEES ISSUES DES MODELES

Les deux modèles collisionnels décrits au chapitre précédent permettent d'obtenir en sortie de cible les populations en n et ℓ des états excités de l'ion projectile. L'expérience, quant à elle, nous permet d'avoir accès à l'intensité des transitions Lyman $np \rightarrow 1s$ après cascades provenant des états excités de n et ℓ supérieurs. Avant d'effectuer une comparaison entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux, il nous faut donc calculer la contribution des cascades des états excités peuplant les états np. Par ailleurs, dans le cas de l'étude des transitions Lyman en fonction du temps de vol, nous devons tenir compte d'un certain nombre d'effets dus à la translation des cibles devant les détecteurs, aux effets liés à la résolution en temps ainsi qu'à ceux induits par la non-planéité des cibles.

V- 1- 1 Les cascades

Le calcul de la contribution des cascades était ici crucial pour traiter son évolution en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible et pour prendre en compte des états excités jusqu'à n=50.

1) Contribution des cascades en fonction du temps de vol

Pour obtenir l'évolution des transitions Lyman retardées avec le temps de vol, noté t, de l'ion, il suffit de remarquer que l'équation IV(1) du paragraphe IV-1-2 rappelée ici :

$$\frac{1}{N}\frac{dU_{n\ell}(x)}{dx} = C_{n\ell} - \left[I_n + R_{n\ell} + \sum_{\ell'(\ell'\neq\ell)} E_{n\ell\to n\ell'} + \sum_{\substack{n'\ell' \\ n'=n\pm1}} E_{n\ell\to n'\ell'} \right] U_{n\ell} + \sum_{\ell'(\ell'\neq\ell)} E_{n\ell'\to n\ell} U_{n\ell'} + \sum_{\substack{n'\ell' \\ n'=n\pm1}} E_{n'\ell'\to n\ell} U_{n'\ell'} + \sum_{n'\ell'} R^{n\ell}_{n'\ell'} U_{n'\ell'}$$

peut s'écrire en sortie de cible, compte tenu de la relation $R_{n\ell} = \frac{A_{n\ell}}{Nv_p}$, comme :

$$\frac{dU_{n\ell}(t)}{dt} = -A_{n\ell} U_{n\ell}(t) + \sum_{n'\ell'} A^{n\ell}_{n'\ell'} U_{n'\ell'}(t) \qquad V(1)$$

où $A_{n\ell} = \sum_{n'\ell'} A^{n'\ell'}_{n\ell}$ est la probabilité de désexcitation radiative par unité de temps de l'état $n\ell$.

Avec le modèle du « transport » classique nous avons considéré les états excités de l'ion projectile jusqu'à n=50. En notation matricielle l'équation V(1) peut s'écrire :

$$\frac{dU(t)}{dt} = M\,U(t) \qquad V(2)$$

avec U, le vecteur à une colonne représentant les probabilités qu'un état $n\ell$ soit peuplé (pour chacun des états, soit 1274 états pour n=50), et M la matrice (1274×1274 pour n=50) représentant les probabilités de désexcitation de chacun des niveaux.

La solution formelle de cette équation est :

$$U(t) = e^{Mt}\,U(0) \qquad V(3)$$

avec U(0) la matrice à 1 colonne représentant les probabilités d'occupation d'un état $n\ell$ obtenues en sortie de cible. M est une matrice triangulaire diagonalisable. On écrit alors $M=S\,D\,S^{-1}$ et l'équation V(3) devient :

$$U(t) = Se^{Dt}S^{-1}U(0) \qquad V(4)$$

où D est une matrice diagonale simple à calculer, S (matrice triangulaire) et S^{-1} étant les matrices de changement de base.

Pour connaître les solutions de l'équation V(2), il suffit donc de calculer la matrice M. Pour un ion hydrogénoï de, nous avons en unité atomique (*Omidvar 1983*) :

$$A_{n\ell}^{n'\ell'} = \frac{Zp^4}{6c^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)^3 (j+1) R^2_{n\ell,n'\ell'} \qquad V(5)$$

où - c est la vitesse de la lumière en ua, soit 137,036

- j = min(ℓ, ℓ')

- $R^2_{n\ell,n'\ell'} = \left|\int_0^\infty R_{n\ell}(r) R_{n'\ell'}(r) r^3 dr\right|^2$ est la partie radiale de la probabilité de transition dipolaire électrique de l'état nℓ vers l'état n'ℓ'. Dans l'annexe III est présentée en détail la méthode de calcul de $R^2_{n\ell,n'\ell'}$.

Connaissant à chaque temps de vol t derrière la cible la fraction d'ions dans un état nℓ se désexcitant vers l'état n'ℓ' en émettant un X, il est possible d'en déduire le nombre d'X émis par ion et par unité de temps pour une transition se désexcitant vers 1s :

$$\frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(t)}{dt} = A^{1s}_{n\ell} U_{n\ell}(t) \qquad V(6)$$

On peut ainsi calculer son évolution pour les transitions 2p→1s, 3p→1s, 4p→1s, Σ(np→1s, n>4) et 2s→1s avec le temps de vol.

2) Contribution des cascades pour les transitions Lyman promptes

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'évolution globale des transitions Lyman avec l'épaisseur de cible. Le modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ) traite les cascades directement via les équations IV(1) et IV(2). Pour le modèle du "transport classique", connaissant $\frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(t)}{dt}$ il suffit de calculer l'intégrale $\int_t \frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(t)}{dt} dt$ pour chaque épaisseur de cible.

V- 1- 2 Traitement des effets géométriques

On est donc capable de calculer, pour chaque épaisseur de cible et pour un temps de vol t donné, la quantité $\frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(t)}{dt}$. L'observation des transitions Lyman par des détecteurs placés à 90° et collimatés par des fentes nécessite la prise en compte d'autres effets :

i) la zone d'observation étant délimitée par des collimateurs de 300 µm, on détecte une intensité $\tilde{N}^{n\ell}_{X/ion}(t)$ intégrée sur un temps Δt. Cette intégration doit tenir compte des effets de bords détaillés plus loin.

ii) l'angle solide pour ces détecteurs reste fixe lorsque la cible est translatée, mais leur efficacité géométrique ne reste pas constante. En effet, le support de la cible va entraîner des effets « d'ombre » lorsqu'il va pénétrer dans la zone interceptée par les collimateurs placés devant les détecteurs.

Ces effets doivent être pris en compte avant toute comparaison expérience - modèles.

1) Cas où le support de cible est en dehors de la zone interceptée par les collimateurs

Compte tenu des caractéristiques géométriques des collimateurs, dans le cas le plus simple la fonction réponse (efficacité géométrique ε_g) est représenté figure V-1. Dans ce cas on ne voit pas du tout de transitions Lyman émises au niveau de la cible. On n'enregistre que des transitions Lyman retardées.

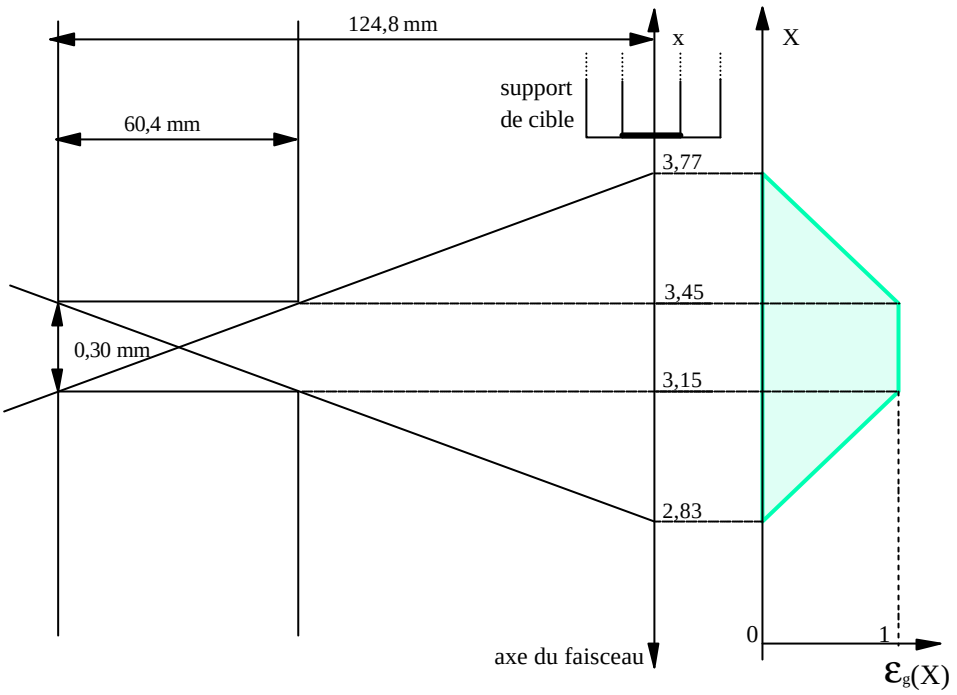


Figure V-1 : Fonction réponse des collimateurs dans le cas le plus simple : cible hors de la zone d'interception.

Soit x la position de la cible par rapport au centre de la chambre de collision, on appelle X la position à laquelle les transitions Lyman sont émises avec : $X = x - v_p t$.
L'intensité des transitions Lyman observée sur Δt pour une valeur de t donnée est obtenue en convoluant la fonction réponse des collimateurs, qui est une fonction de X, avec les valeurs théoriques $\frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(t)}{dt}$. On calcule, par exemple, dans le cas du détecteur Si(Li)(1)(*) :

$$\tilde{N}^{n\ell}_{X/ion}(t) = \int_{2,83}^{3,77} \frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(X)}{dX}\, \varepsilon_g(X)\, dX \qquad V(7)$$

avec :

$$\frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(X)}{dX} = \frac{1}{v_p}\, \frac{dN^{n\ell}_{X/ion}(t)}{dt} \qquad V(8)$$

et $\varepsilon_g(X)$ donné, pour ce cas précis (figure V-1), par les formules :

(*) Dans la suite, pour ce paragraphe traitant des effets géométriques, seul le cas du détecteur Si(Li)(1) sera considéré. Le même type de calcul a été effectué pour le détecteur Si(Li)(2) en changeant les bornes d'intégration et en modifiant $\varepsilon_g(X)$.

- $X \geq 3{,}77$ $\quad \varepsilon_g(X) = 0$
- $3{,}45 \leq X \leq 3{,}77$ $\quad \varepsilon_g(X) = \dfrac{3{,}77 - X}{0{,}32}$
- $3{,}15 \leq X \leq 3{,}45$ $\quad \varepsilon_g(X) = 1$ V(9)
- $2{,}83 \leq X \leq 3{,}15$ $\quad \varepsilon_g(X) = \dfrac{X - 2{,}83}{0{,}32}$
- $X \leq 2{,}83$ $\quad \varepsilon_g(X) = 0$

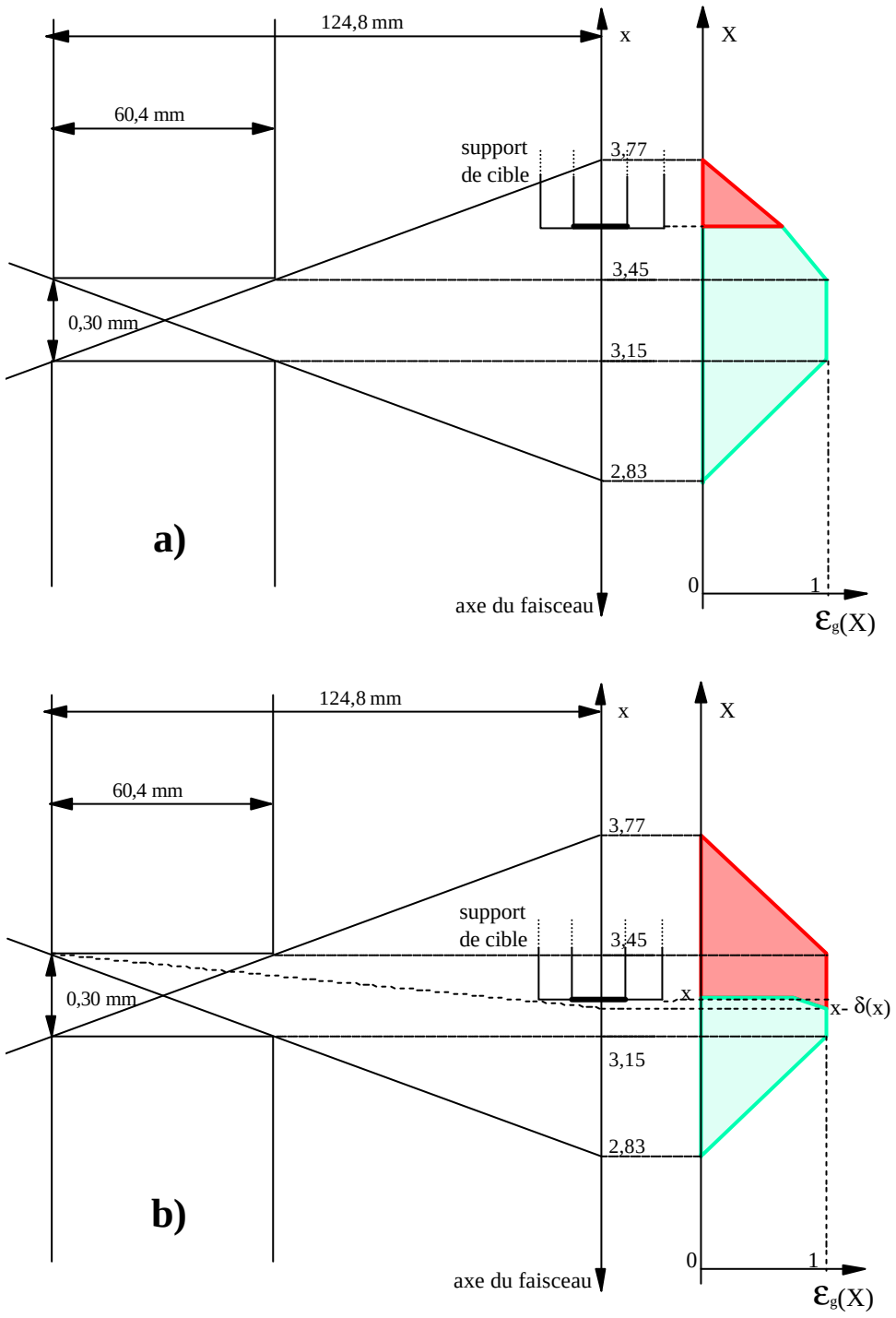
2) Cas où le support de cible est dans la zone d'observation

Pour les faibles temps de vol, la cible rentre dans la zone d'observation comprise entre $2{,}83 \leq X \leq 3{,}77$. Ceci a deux effets : i) la zone d'observation des Lyman retardées est réduite, ii) les Lyman promptes émises au niveau de la cible peuvent être vues avec une efficacité de détection qui dépend de la position de la cible.

Cas des Lyman retardées :

On peut distinguer trois cas lorsque la cible pénètre de plus en plus dans la zone d'observation, voir figure V-2 :

a) la cible est à une position x telle que $3{,}45 \leq x \leq 3{,}77$, représentée figure V-2(a). L'intensité des transitions Lyman observée sur Δt, pour une valeur de t donnée, est obtenue par la relation V(7) citée précédemment, avec $\varepsilon_g(X)$ donné par les formules V(9), mais où la borne d'intervalle 3,77 est à remplacer par x (position de la cible par rapport au centre de la chambre).



*Figures V-2(a et b) : Schéma de principe du calcul de la fonction réponse des collimateurs dans les cas (**a et b**) où la cible est dans la zone d'observation; cas des Lyman retardées. (La zone hachurée correspond à la zone masquée dans chacun des deux cas).*

b) la cible est à une position x telle que 3,15 + e ≤ x ≤ 3,45. Dans cette région, la zone masquée dépend de la largeur ℓ du support de cible. Le paramètre e introduit ci-dessus, qui intervient dans la position limite de la cible est égal à :

$$e = \frac{3{,}45 - 3{,}15}{124{,}8} \times \frac{\ell}{2} = \frac{0{,}3}{124{,}8} \times \frac{\ell}{2} \qquad \text{V(10)}$$

Pour l'efficacité $\varepsilon_g(X)$, on distingue quatre cas représentés figure V-2(b) :

- X ≤ 2,83 ou X ≥ x $\varepsilon_g(X) = 0$
- x - δ(x) ≤ X ≤ x, où $\delta(x) = \dfrac{3{,}45 - x}{124{,}8 - \ell/2} \times \ell/2$

$$\varepsilon_g(X) = \frac{x - 3{,}15}{0{,}3} + \frac{3{,}45 - x}{0{,}3\delta(x)}(x - X) \qquad \text{V(11)}$$

- 3,15 ≤ X ≤ x - δ(x) $\varepsilon_g(X) = 1$
- 2,83 ≤ X ≤ 3,15 , on retrouve $\varepsilon_g(X) = \dfrac{X - 2{,}83}{0{,}32}$

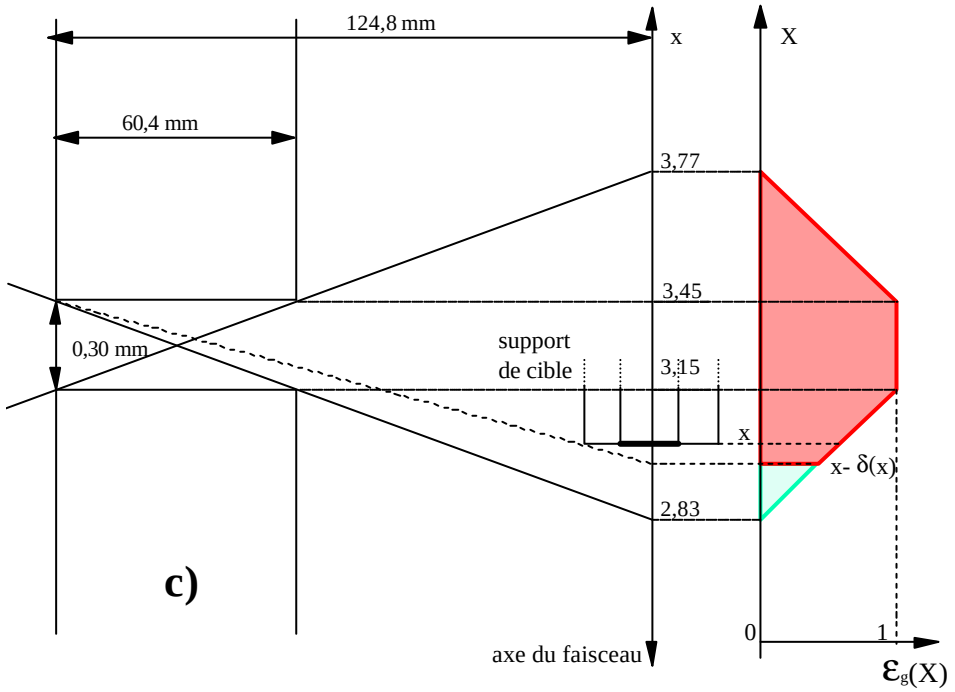


*Figure V-2(c) : Schéma de principe du calcul de la fonction réponse des collimateurs dans le cas (**c**) où la cible est dans la zone d'observation; cas des Lyman retardées.*

(La zone hachurée correspond à la zone masquée).

c) la cible est à une position x telle que 2,83 + *e'* ≤ x ≤ 3,15 + *e*. Dans cette région, la zone masquée dépend aussi de la largeur du support de cible. Ici le paramètre e', qui intervient dans la position limite de la cible, est égal à :

$$e' = \frac{3{,}45 - 2{,}83}{124{,}8} \times \frac{\ell}{2} = \frac{0{,}3}{60{,}4} \times \frac{\ell}{2} \qquad \text{V(12)}$$

Pour l'efficacité $\varepsilon_g(X)$, il n'y a plus que deux cas représentés figure V-2(c) :

- $X \leq 2{,}83$ ou $X \geq x - \delta(x)$ (voir formule V(11)) $\qquad \varepsilon_g(X) = 0$
- $2{,}83 \leq X \leq x - \delta(x)$, on retrouve $\qquad \varepsilon_g(X) = \dfrac{X - 2{,}83}{0{,}32}$ V(13)

<u>Cas des Lyman émises au niveau de la cible :</u>

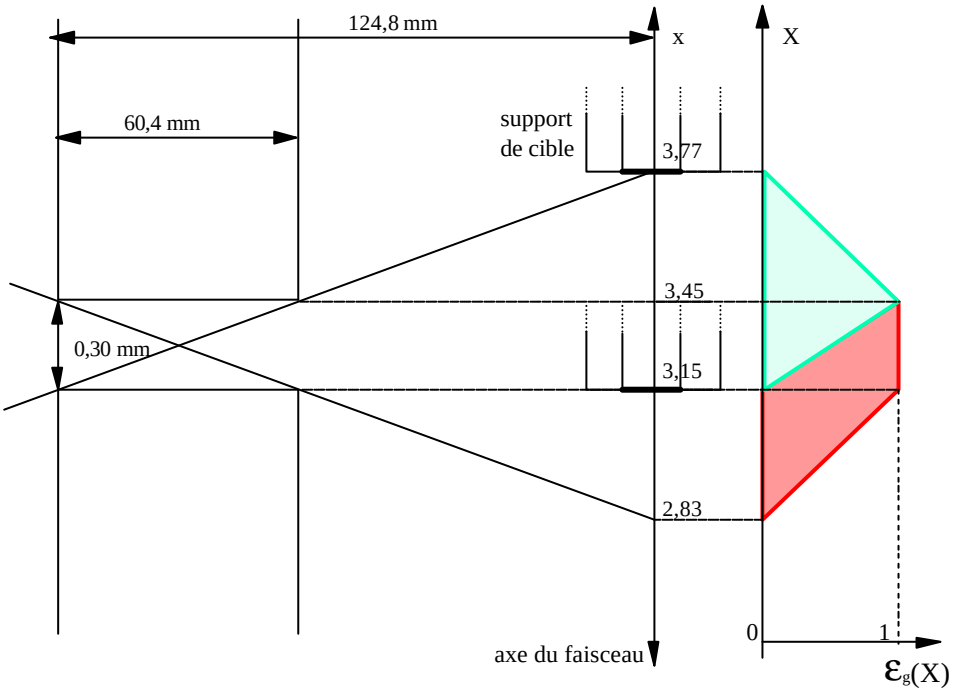


Figure V-3 : Fonction réponse des collimateurs pour la détection du rayonnement X provenant directement de la cible.

Dans les conditions géométriques expérimentales utilisées, on n'enregistrera des transitions X provenant directement de la cible que si la cible est à une position x telle que 3,15 ≤ x ≤ 3,77 , voir figure V-3. Dans ce cas, l'efficacité géométrique, ε_g, sera directement une fonction de x et on distinguera trois régions :

- $x \geq 3{,}77$ et $x \leq 3{,}15$ $\quad \varepsilon_g = 0$
- $3{,}15 \leq x \leq 3{,}45$ $\quad \varepsilon_g = \dfrac{x - 3{,}15}{3{,}45 - 3{,}12} = \dfrac{x - 3{,}15}{0{,}30}$ V(14)
- $3{,}45 \leq x \leq 3{,}77$: $\quad \varepsilon_g = \dfrac{3{,}77 - x}{3{,}77 - 3{,}45} = \dfrac{3{,}77 - x}{0{,}32}$

Tenant compte de ces effets géométriques, une première comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle du transport dans l'espace des phases classique par exemple (modèle EPC) peut être faite. L'évolution de l'intensité de la transition Lyα avec la distance parcourue par l'ion derrière la cible est présentée figure V-4 pour une cible de 98 µg/cm². On notera que l'évolution générale est bien reproduite quelle que soit la position de la cible par rapport à la zone interceptée par les collimateurs.

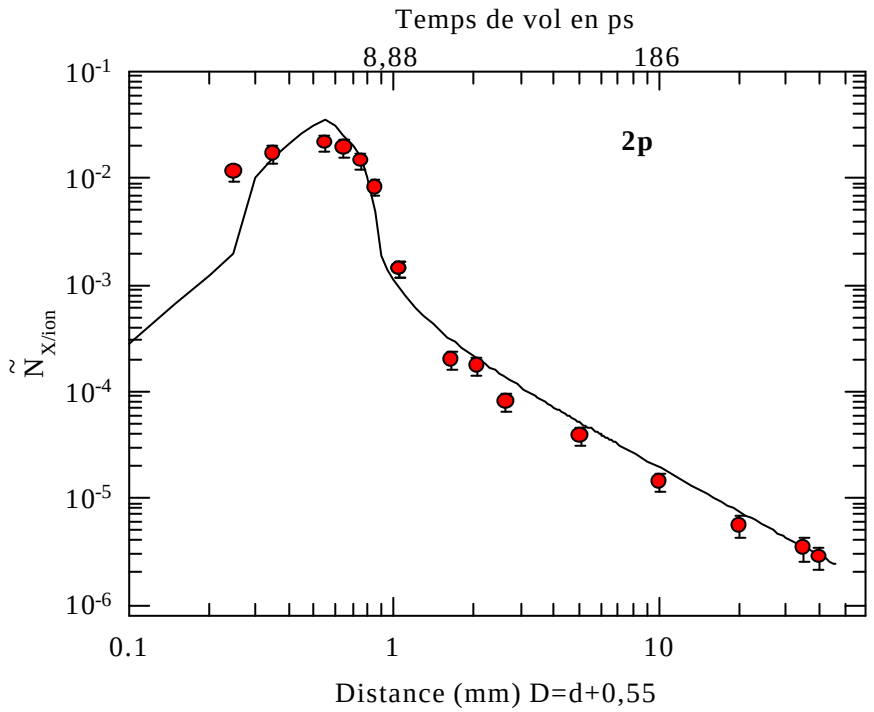


Figure V-4 : Comparaison entre l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition Lyα avec le temps de vol obtenue pour une cible de 98 µg/cm² et le modèle EPC corrigé des effets géométriques.

Ce n'est cependant pas toujours le cas, comme l'illustre la figure V-5, où est reportée l'évolution de la transition Lyman α mais cette fois pour une cible de 12,6 µg/cm². Un autre effet perturbe l'intensité des transitions Lyman, à des distances d proches de zéro, c'est-à-dire lorsque le détecteur « voit » la cible. Cet effet est dû à une non-planéité de certaines cibles et à l'autoabsorption du rayonnement dans la cible - rayonnement enregistré à 90° par rapport à l'axe du faisceau.

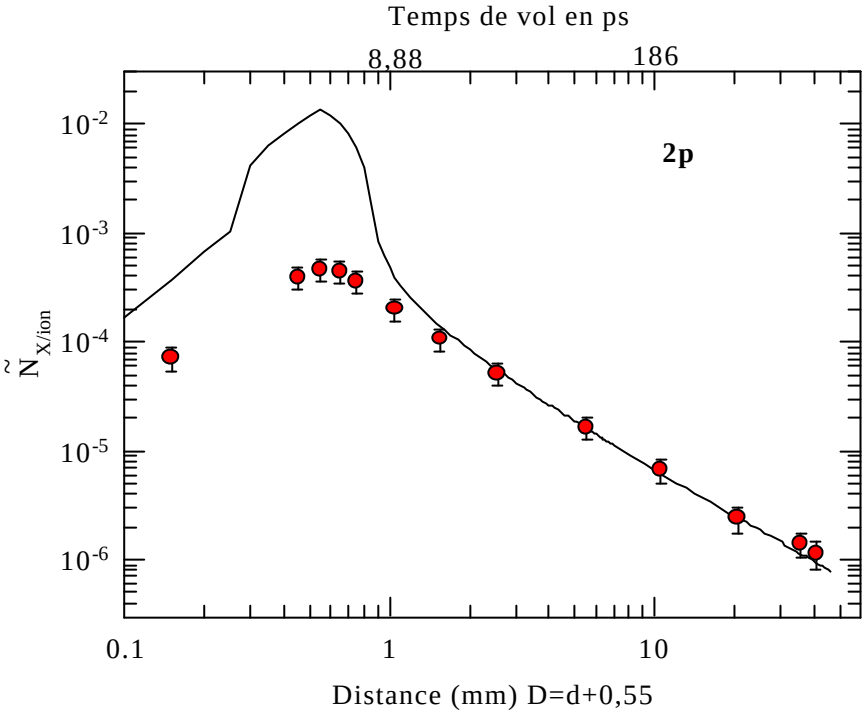


Figure V-5 : Comparaison entre l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition Lyα avec le temps de vol obtenue pour une cible de 12,6 µg/cm² et le modèle EPC corrigé des effets géométriques.

V- 1- 3 Effets supplémentaires dus à la non-planéité des cibles et à l'autoabsorption

Chacun de ces effets ne peut être réellement distingué l'un de l'autre. Si la cible n'est pas parfaitement plane, elle peut être en partie masquée par le support de cible, comme cela est schématisé figure V-6, où est introduite la notion de « décalage moyen » de la cible dans son support. L'autoabsorption du rayonnement dans la cible peut aussi jouer un rôle sur la réduction de l'intensité enregistrée mais l'épaisseur absorbante est très difficile à déterminer.

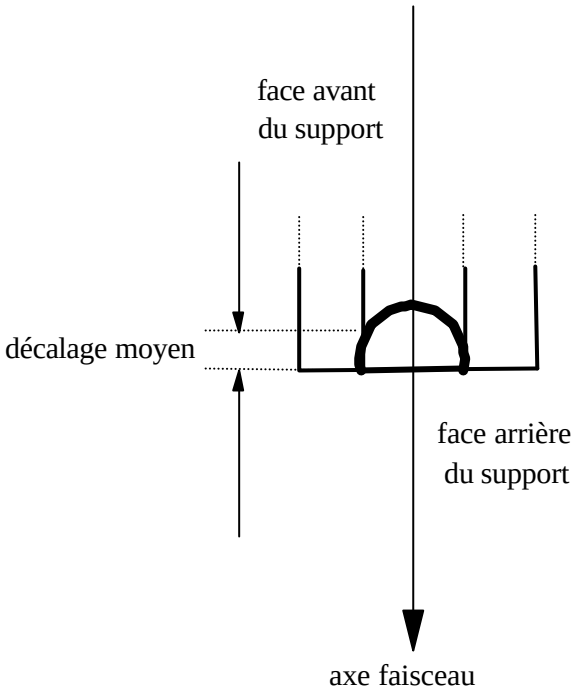


Figure V-6 : Schéma permettant de visualiser le « décalage moyen » de la cible introduit pour tenir compte des effets d'autoabsorption ou de non planéité des cibles sur leur support.

Pour traiter ces effets, on a simulé la réduction d'intensité des transitions X détectées par un « décalage moyen » de la cible sur son support. Cependant, deux critères doivent être respectés pour conserver la cohérence de ces effets : le « décalage moyen » appliqué doit être le même pour chacune des transitions X observées pour une cible donnée et doit être indépendant du modèle de transport. La figure V-7 présente le résultat obtenu sur la raie Lyα pour la cible de 12,6 µg/cm² en appliquant un décalage de 200 µm. Nous avons eu besoin d'appliquer un décalage aux cibles de 3,5 , 8,6 , 12,6 , 22,5 et 201 µg/cm² d'épaisseur.

Pour conclure, notons que les rapports d'intensité entre les différentes transitions Lyman ne sont pas du tout sensibles à ces effets. Par ailleurs, leur influence ne se produit que pour des temps de vol très petits ($t<9$ ps) et n'a donc aucune conséquence sur une étude en valeur absolue, avec l'épaisseur, des X retardés émis à des temps de vol tel que $t \geq 9$ ps.

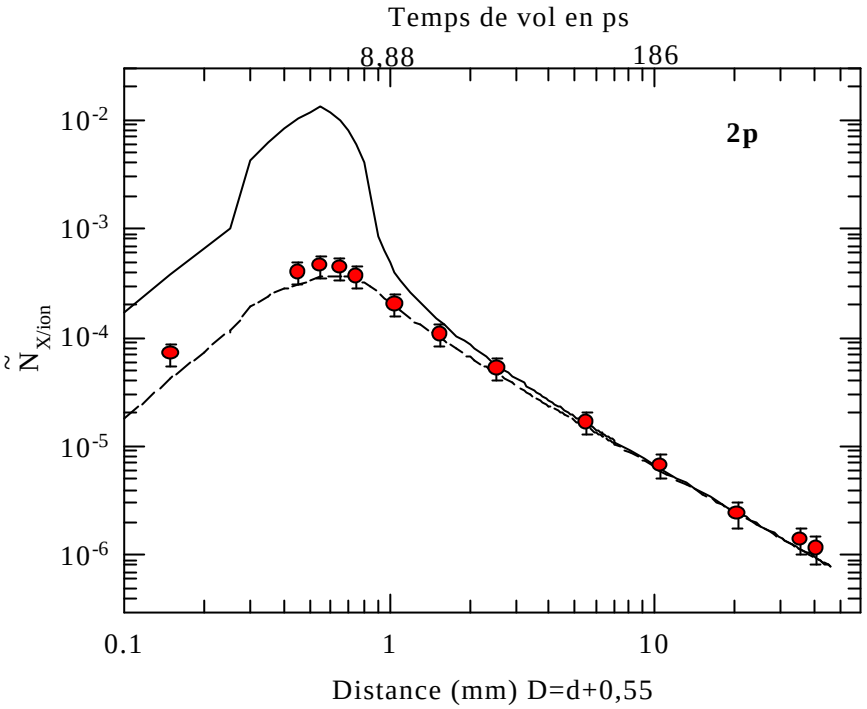


Figure V-7 : Comparaison entre l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition Lyα avec le temps de vol obtenue pour une cible de 12,6 µg/cm² et le modèle EPC corrigé des effets géométriques seuls (———) ou corrigé des effets géométriques et des effets induits par la non-planéité de la cible (– – – – –).
Dans le cas présenté ici le décalage introduit est égal à 200 µm.

V- 2 CAS DES RAIES LYMAN RETARDEES : LES ETATS EXTERNES

Après une comparaison avec des résultats obtenus lors de l'étude de systèmes de collision différents, nous comparerons nos résultats présentés au chapitre III, § III-3-1-3, avec le modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ) puis avec le modèle du "transport" classique (modèle EPC).

V- 2- 1 Comparaison avec d'autres systèmes de collision

Dans ce paragraphe, nous avons choisi de comparer nos résultats avec ceux obtenus par Can et al (*1987*) dans le cas du système de collision O^{2+} (2 MeV/u) sur une cible de carbone de 20 µg/cm² d'épaisseur et avec ceux de Rothermel et al (*1982*) pour le système S^{16+} (4 MeV/u) sur 5 µg/cm² de carbone. Les résultats les plus récents cités ici, obtenus avec $O^{2+,}$

confirment ceux obtenus par Pálinkás et al (*1985*) avec un système de collision proche : Ne^{2+} (2 MeV/u) sur une feuille de carbone de 50 µg/cm². Ces deux expériences ont été réalisées à l'équilibre des populations. Par contre, les résultats du S^{16+} sont issus de la seule expérience réalisée, à ma connaissance, hors équilibre des populations.

Rappelons que dans tous les cas les auteurs ont étudié le nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman hydrogénoï des 2p→1s et 3p→1s en fonction du temps de vol (t) de l'ion derrière la cible. Le taux d'X émis suit une loi de puissance $N_{X/ion}^{np} \propto t^{-a_{np}}$ (§I-2-2). Les pentes a_{np} caractéristiques de l'évolution des transitions issues des états 2p et 3p sont présentées dans le tableau V-1 comparativement aux résultats de ce travail reportés ici pour quatre épaisseurs de cible. Nous y avons également reporté les résultats obtenus avec le modèle du transport classique (modèle EPC) qui sont en très bon accord pour Lyα mais pas pour Lyβ. Comme nous l'avons vu au chapitre III (§III-3-1-3), ces pentes évoluent avec l'épaisseur de cible, c'est-à-dire le nombre de collisions, que nous avons fait varier de la condition de collision unique à l'équilibre des populations.

	Expériences		**Modèle EPC**	
Systèmes de collision	**a_{2p}**	**a_{3p}**	**a_{2p}**	**a_{3p}**
O^{2+} (v_p=9 ua) → C (20 µg/cm²)	1,42±0,22	1,93±0,16	--	--
S^{16+} (v_p=13 ua) → C (5 µg/cm²)	1,41	1,54	1,4	1,8
Ar^{18+} (v_p=23 ua) → C (3,5 µg/cm²)	1,69±0,13	2±0,3	1,64	2,2
Ar^{18+} (v_p=23 ua) → C (12,6 µg/cm²)	1,40±0,08	1,62±0,22	1,38	1,88
Ar^{18+} (v_p=23 ua) → C (98 µg/cm²)	1,36±0.06	1,37±0,16	1,33	2
Ar^{18+} (v_p=23 ua) → C (201 µg/cm²)	1,26±0,08	1,4±0,2	1,31	1,84

Tableau V-1 : Résultats expérimentaux obtenus pour les systèmes de collision : O^{2+} (v_p=9 ua) ® C (Can et al, 1987), S^{16+} (v_p=13 ua) ® C (Rothermel et al, 1983), Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C. Les résultats de Ar^{18+} et S^{16+} sont comparés au modèle EPC.

Nous pouvons commencer par comparer nos résultats obtenus à l'équilibre, c'est-à-dire pour la cible de 201 µg/cm², avec ceux obtenus dans le cas de O^{2+}. Les pentes a_{2p} et surtout a_{3p} sont différentes (les valeurs de a_{2p} sont, en fait, presque équivalentes dans la limite des barres d'erreur). Cette constatation est en contradiction avec ce que pouvaient penser Kemmler et al (*1991, 1992*). Ces derniers s'attendaient à ce que les valeurs de a_{np} de la loi de puissance :

$$N^{np}(t) = N_0^{np}\left(\frac{t}{Z_p^4}\right)^{-a_{np}} \qquad V(15)$$

(avec N_0^{np} caractéristique de la population en sortie de cible) soient constantes quel que soit le système de collision étudié pour une transition Lyman donnée, à partir du moment où les effets de diffusion stochastique sont dominants (c'est-à-dire à l'équilibre des populations) et qu'on s'intéresse à des ions hydrogénoïdes (contribution des cascades identique). Cette loi tient compte de la variation de la durée de vie d'un ion hydrogénoïde dans un état $n\ell$ donné qui est inversement proportionnelle à Z_p^4. Nous avons tracé, figure V-8, les rapports d'intensité donnés par :

$$\frac{N^{2p}}{N^{3p}} = \frac{N_0^{2p}}{N_0^{3p}}\left(Z_p^4\right)^{a_{2p}-a_{3p}}\, t^{-(a_{2p}-a_{3p})} \qquad V(16)$$

pour le cas de O^{2+} et de Ar^{18+} à l'équilibre des populations. Ce rapport est très sensible à la population en moment angulaire ℓ des états excités de l'ion projectile. L'évolution de ce rapport est très différent d'un système de collision à l'autre : a_{2p}-a_{3p} diffère de même que les valeurs de N_0^{np}. On voit donc que a_{np} et N_0^{np} sont, en fait, sensibles au régime de vitesse et aux sections efficaces des processus intervenant pendant la phase de transport.

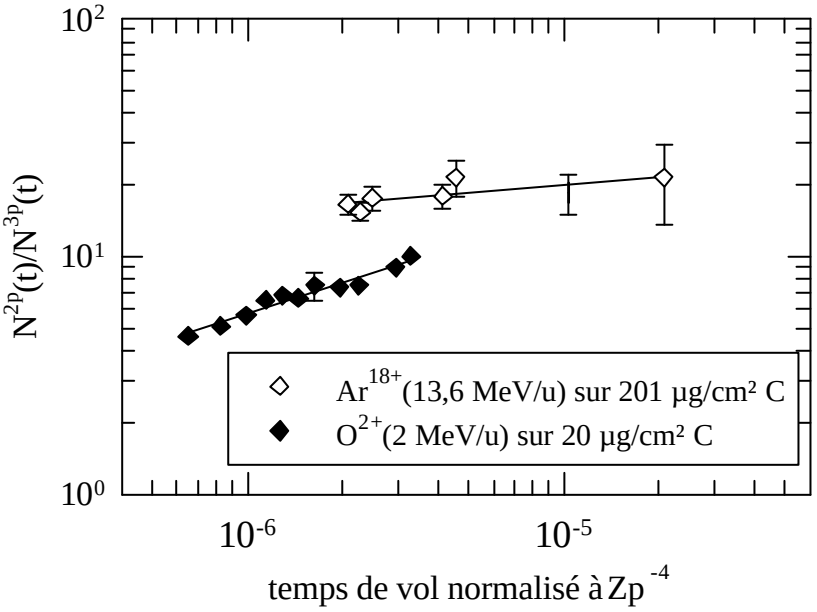


Figure V-8 : Evolution des rapports d'intensités $N^{(2p \to 1s)}(t) / N^{(3p \to 1s)}(t)$ avec le temps de vol pour les collisions O^{2+} (v_p=9 ua) ® C (Can et al, 1987) et Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C. Le temps de vol est normalisé à Zp^{-4}.

Jusqu'à présent, toutes les expériences réalisées à l'équilibre ou hors équilibre des populations donnaient comme résultat pour a_{2p} une valeur très proche de 1,5 (voir tableau V-1). Les auteurs (*Betz et al 1980, Pálinkás et al 1985*) pensaient alors que cette valeur était universelle et permettait de refléter la loi de puissance reportée formule V(15), du moins en ce qui concerne la transition 2p→1s. Or il semble impossible de résoudre le problème par une loi simple où la pente a_{np} serait constante quel que soit le système de collision.

Le système de collision S^{16+} (v_p=13 ua) sur une feuille fine de carbone ressemble au cas de Ar^{18+} en ce qui concerne la nature des projectiles et de la cible mais aussi des conditions initiales (la capture) de peuplement des états excités. Par contre, ces deux expériences sont réalisées à des énergies différentes. Une normalisation en $Z_p^2 \times v_p^2$ (variation des libres parcours moyens des processus collisionnels d'excitation et d'ionisation selon la loi d'échelle donnée par l'approximation Born I) permet de déterminer l'épaisseur de carbone pour laquelle ces deux cas sont raisonnablement comparables. Les résultats obtenus avec S^{16+} se comparent alors avec ceux de Ar^{18+} pour une cible de 12,6 µg/cm² : les valeurs de a_{2p} et a_{3p} sont effectivement proches (tableau V-1). La figure V-9 illustre également le fait qu'en relatif les rapports N^{2p}/N^{3p} évoluent de la même façon, mais qu'en absolu les rapports des populations en sortie de cible, N_0^{2p}/N_0^{3p}, sont différents.

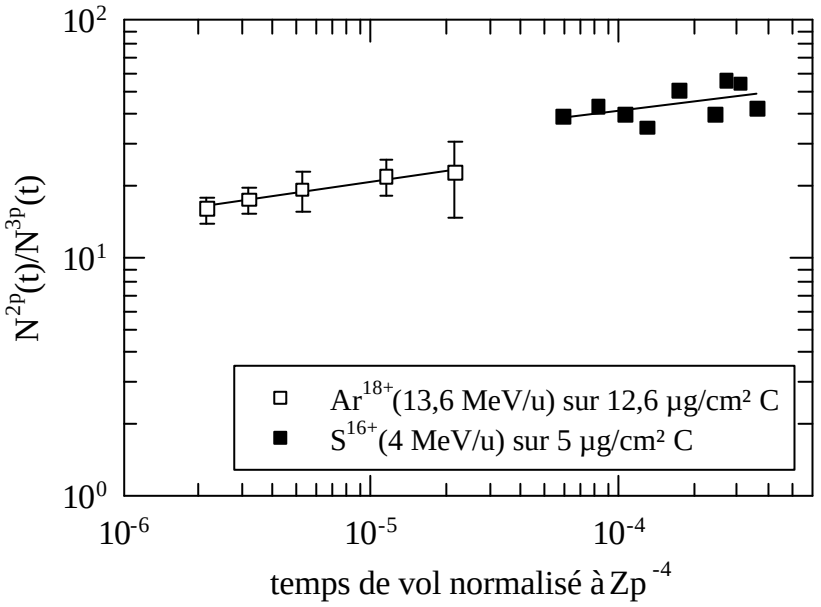


Figure V-9 : Evolution des rapports d'intensités $N^{(2p \to 1s)}(t) / N^{(3p \to 1s)}(t)$ avec le temps de vol pour les collisions S^{16+} (v_p=13 ua) ® C (Rothermel et al, 1983) et Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C. Le temps de vol est normalisé à Zp^{-4}.

Afin d'obtenir l'évolution de $N^{np}_{X/ion}$ en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible, une analyse complète du transport dans la cible solide (comme Kemmler et al (*1991, 1992*) l'ont réalisée) s'impose ; il convient de prendre en compte systématiquement la nature, la vitesse de l'ion et la compétition de tous les processus mis en jeu. Comme nous l'avons déjà vu au chapitre IV (§IV-3-2), les populations varient avec l'épaisseur de cible. Il faut donc tenir compte de toute la distribution en ℓ d'un niveau de n donné pour refléter les valeurs des pentes a_{np}.

V- 2- 2 Comparaison avec les modèles développés

La détermination des populations $n\ell$ des états excités du projectile Ar^{17+} en sortie de cible effectuée par les modèles, nous permet, après traitement des données (prise en compte des effets géométriques et de la non-planéité des cibles) de faire une comparaison directe avec les résultats expérimentaux obtenus grâce aux spectres enregistrés par les détecteurs Si(Li) placés à 90°. Afin de présenter une comparaison significative, nous avons sélectionné ici quatre épaisseurs de cible, de la cible la plus fine à la plus épaisse, soit 3,5 ; 12,6 ; 98 ; et 201 µg/cm². Les figures correspondant aux autres cibles (soit 8,6 ; 22,5 et 42 µg/cm²) sont présentées dans l'annexe II-a) conjointement aux tableaux de valeurs.

1) Cas du modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ)

Les figures V-10, V-11 et V-12 montrent l'évolution des intensités des raies Lyman en fonction de la distance d (= $v_p t$) parcourue par l'ion derrière la cible respectivement dans le cas des cibles de 3,5 , 12,6 et 98 µg/cm² d'épaisseur (la cible de 201 µg/cm² donnant ici des résultats comparables à la 98 µg/cm²). Contrairement au cas de la cible de 98 µg/cm², pour les cibles de 3,5 et 12,6 µg/cm², nous avons appliqué un « décalage moyen » de la cible sur son support (§V-1-3) respectivement de 50 et 200 µm afin de reproduire pour des distances faibles d<0,45 mm (soit D<1 mm) les résultats expérimentaux de la raie Lyα.

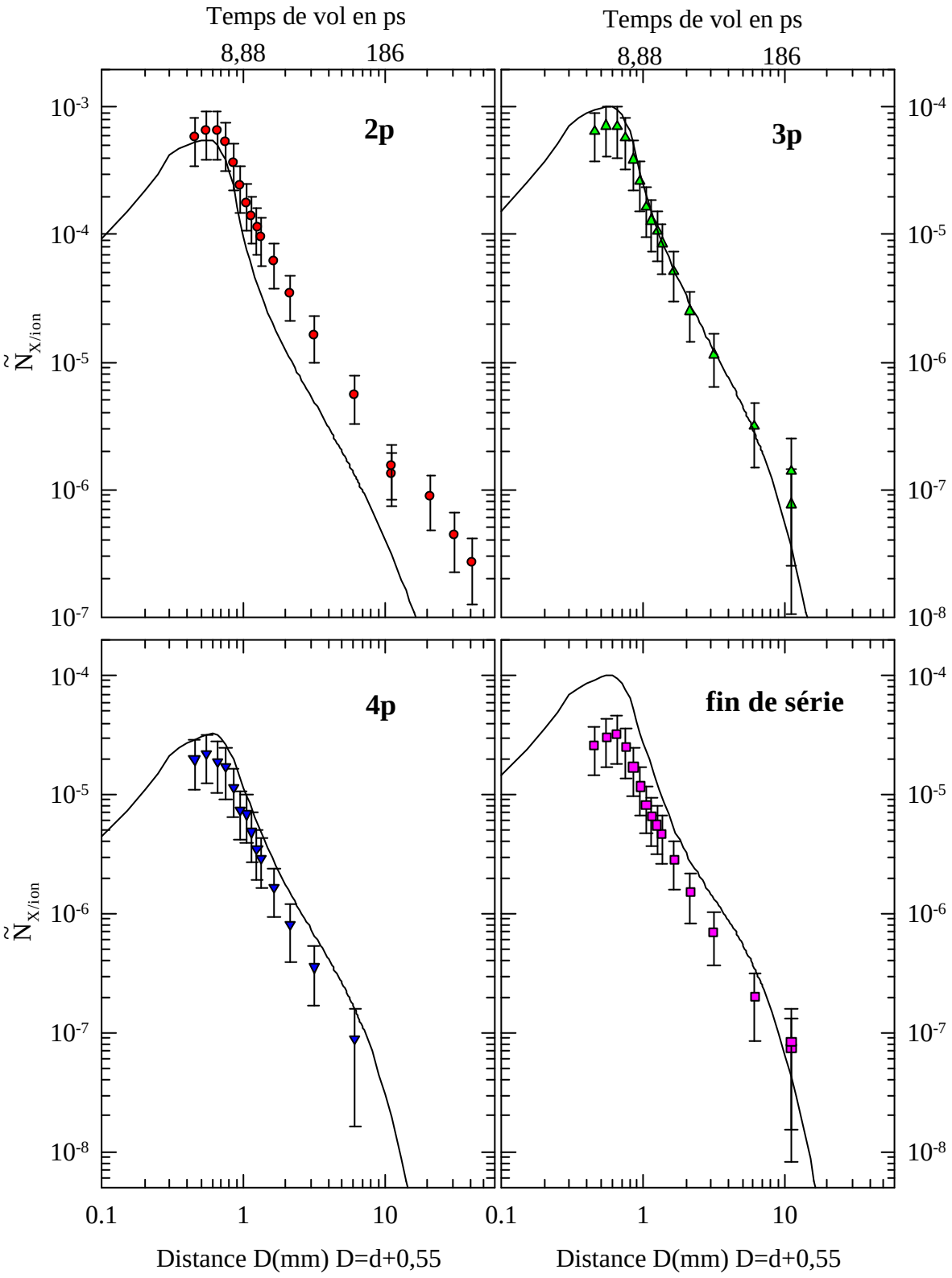


Figure V-10 : Comparaison modèle EPQ - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **3,5 µg/cm²**.*

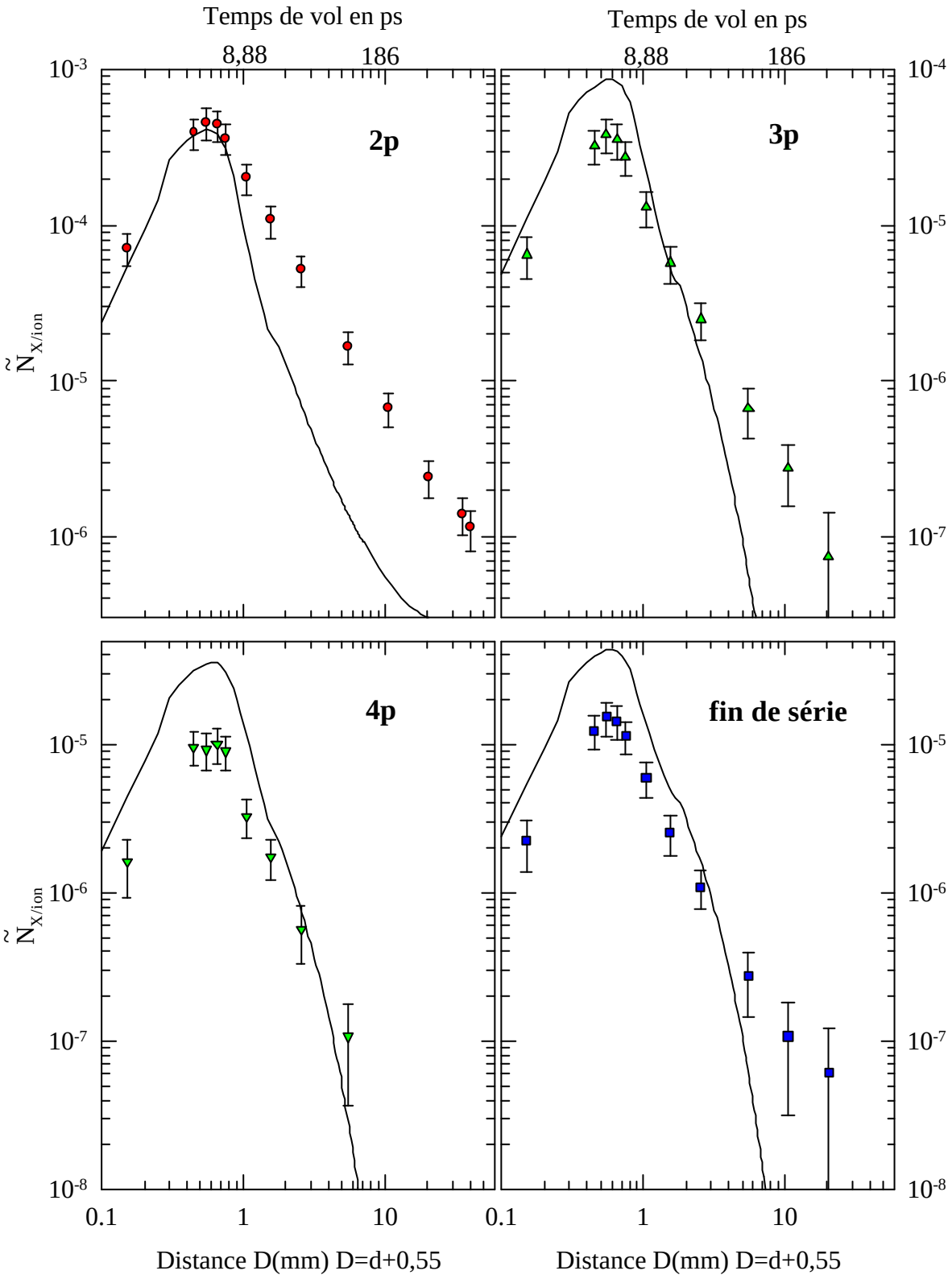


Figure V-11 : Comparaison modèle EPQ - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **12,6 µg/cm^2**.*

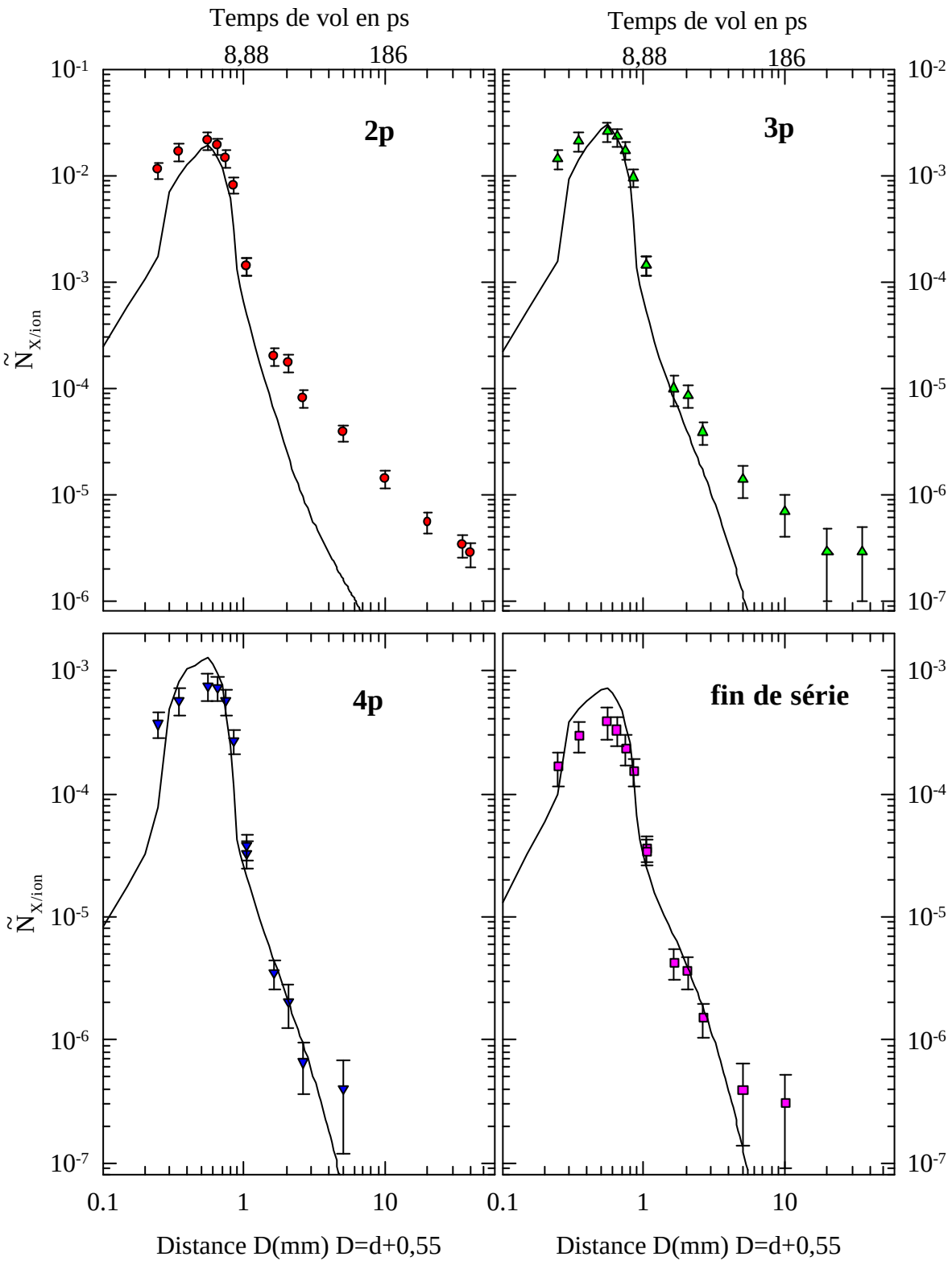


Figure V-12 : Comparaison modèle EPQ - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **98 µg/cm^2**.*

Pour les petites distances **d<0,45 mm**, la forme des courbes obtenues, $\tilde{N}^{n\ell}_{X/ion} = f(t)$ (voir formule V(7)) avec le modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ) est cohérente avec l'évolution des points expérimentaux quelle que soit l'épaisseur. Pour la cible de 98 µg/cm², pour laquelle aucun décalage n'est utile pour reproduire la raie Lyα, le modèle prédit des intensités de raies Lyγ et $Ly_{fin\ de\ série}$ supérieures à l'expérience. Cette tendance est beaucoup plus marquée pour les cibles plus fines. Dans le chapitre IV, §IV-3-1, nous avons remarqué qu'en terme de population nℓ une augmentation des sections efficaces d'excitation intracouche permet artificiellement de prendre en compte les processus collisionnels non introduit dans le modèle EPQ tels que l'excitation intercouche et intracouche non dipolaire ; processus qui augment globalement la population des états de ℓ élevé. Nous avons donc multiplié les sections efficaces d'excitation intracouche à partir de n=6 par un facteur égal à 15 (à titre indicatif). Les nouvelles courbes obtenues avec le modèle EPQ, sections efficaces intracouche augmentées, sont présentées sur les figures V-13 à V-16 , toujours pour les cibles de 3,5 , 12,6 et 98 µg/cm² et en y ajoutant les résultats pour la cible de 201 µg/cm². Dans ces conditions, pour d < 0,45 mm (D < 1 mm), le modèle est en accord avec l'expérience pour toutes les transitions Lyman quelle que soit l'épaisseur de cible et que l'on ait besoin ou pas d'appliquer « un décalage moyen » de la cible sur son support.

Cette comparaison montre que les états de moments angulaires ℓ élevés sont fortement peuplés lors de l'interaction ion-solide ; cet effet a déjà été observé expérimentalement (§I-2-1).

Pour des distances **d > 0,45 mm**, l'expérience est également dans l'ensemble mieux reproduite par le modèle avec les sections efficaces intracouche augmentées. Cette augmentation des sections efficaces de type dipolaire va fortement favoriser les états de grand moment angulaire ℓ au détriment des états de bas ℓ, et permet ainsi de mieux refléter l'évolution de la raie Lyα sensible aux cascades des états de n et ℓ grand. Rappelons que ce processus nℓ→ n'ℓ' favorise les états de grand ℓ (§IV-1-3-2). Plus précisément, pour la cible de 3,5 µg/cm² le modèle est tout à fait satisfaisant : les raies Lyβ, Lyγ et $Ly_{fin\ de\ série}$ sont très correctement reflétées et la raie Lyα est reproduite jusqu'à une distance relativement grande, à peu près égale à 2,5 mm (soit t ≈ 49 ps).

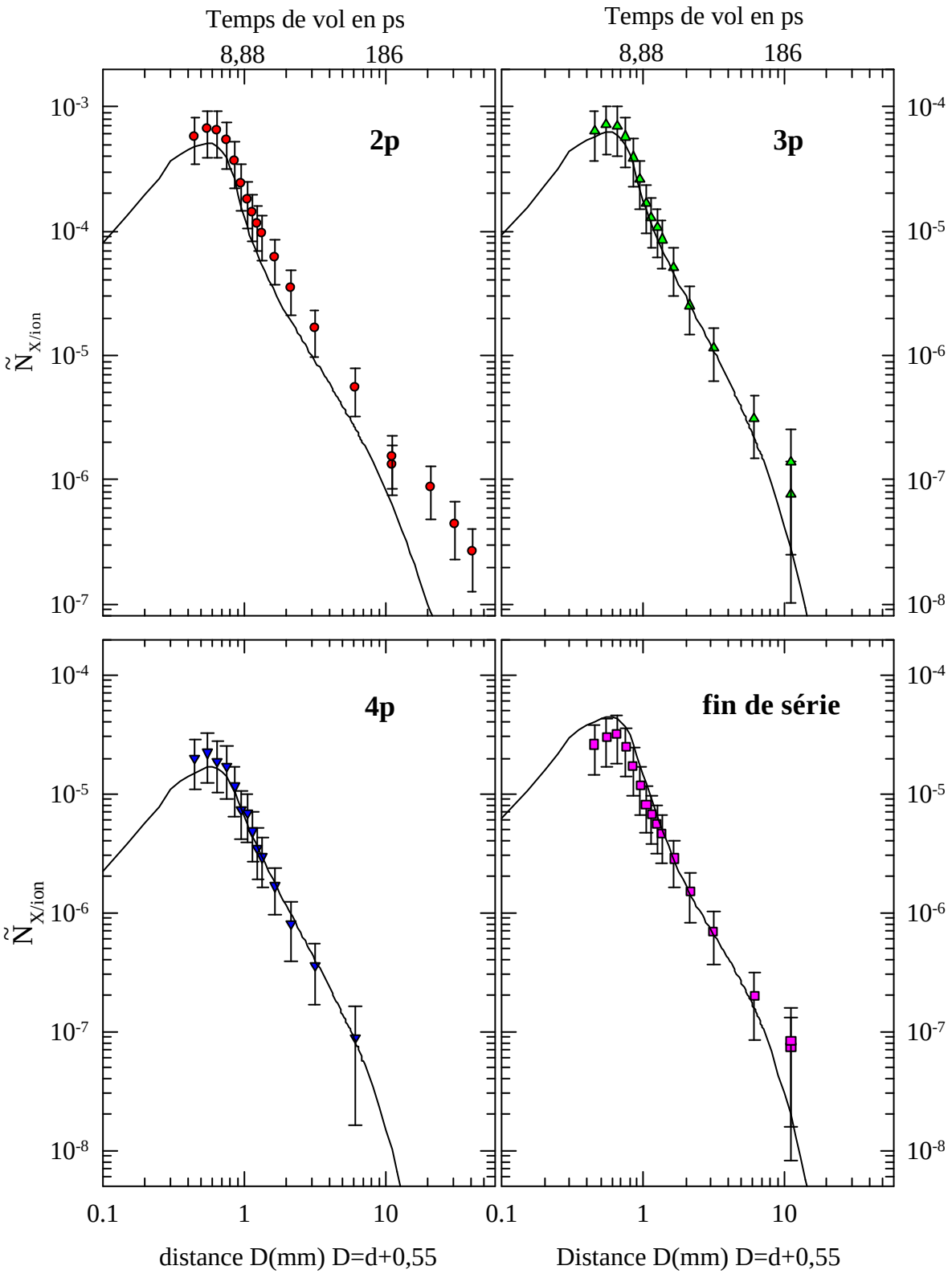


Figure V-13 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **3,5 µg/cm²**.*

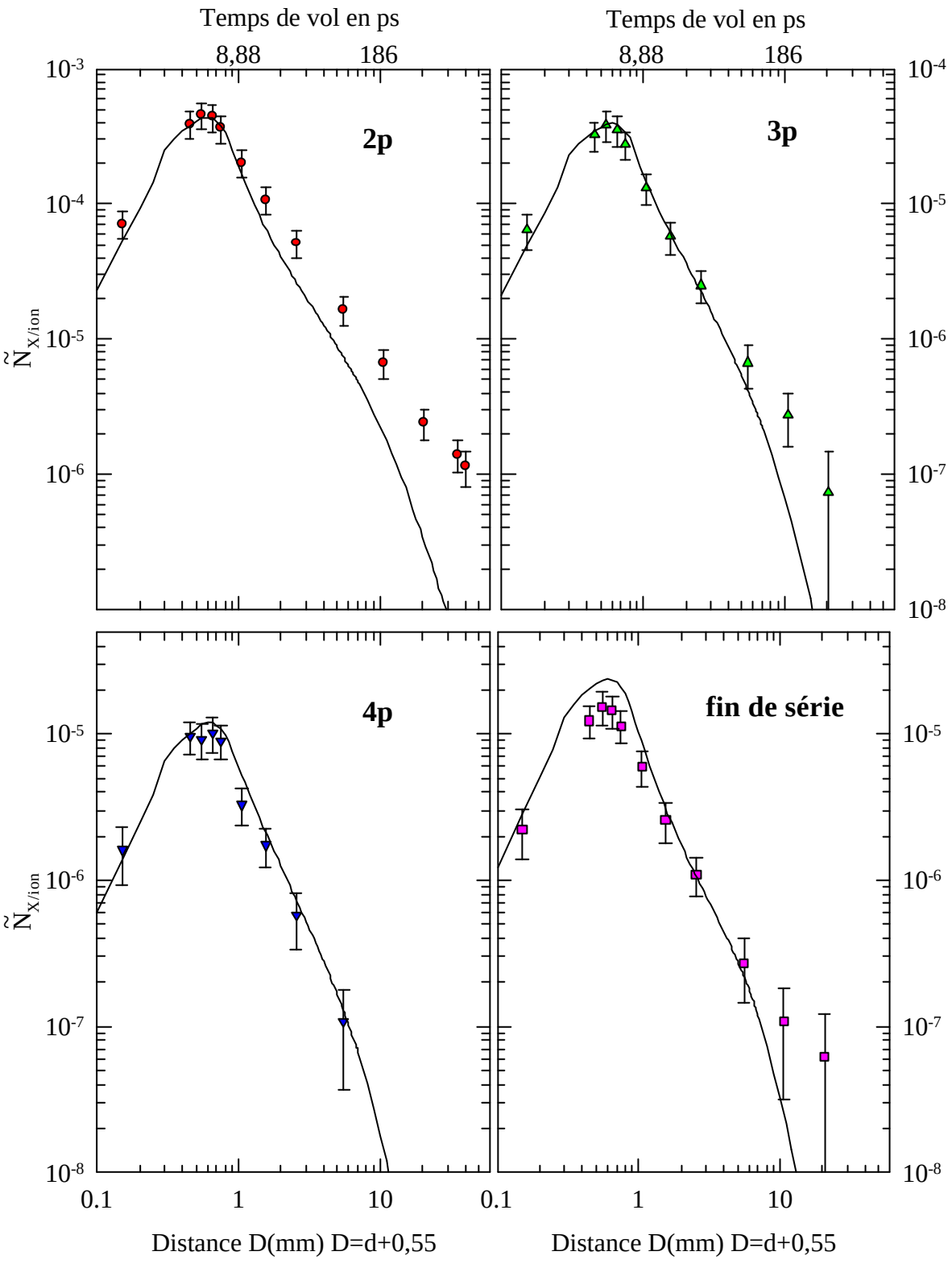


Figure V-14 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **12,6 µg/cm²**.*

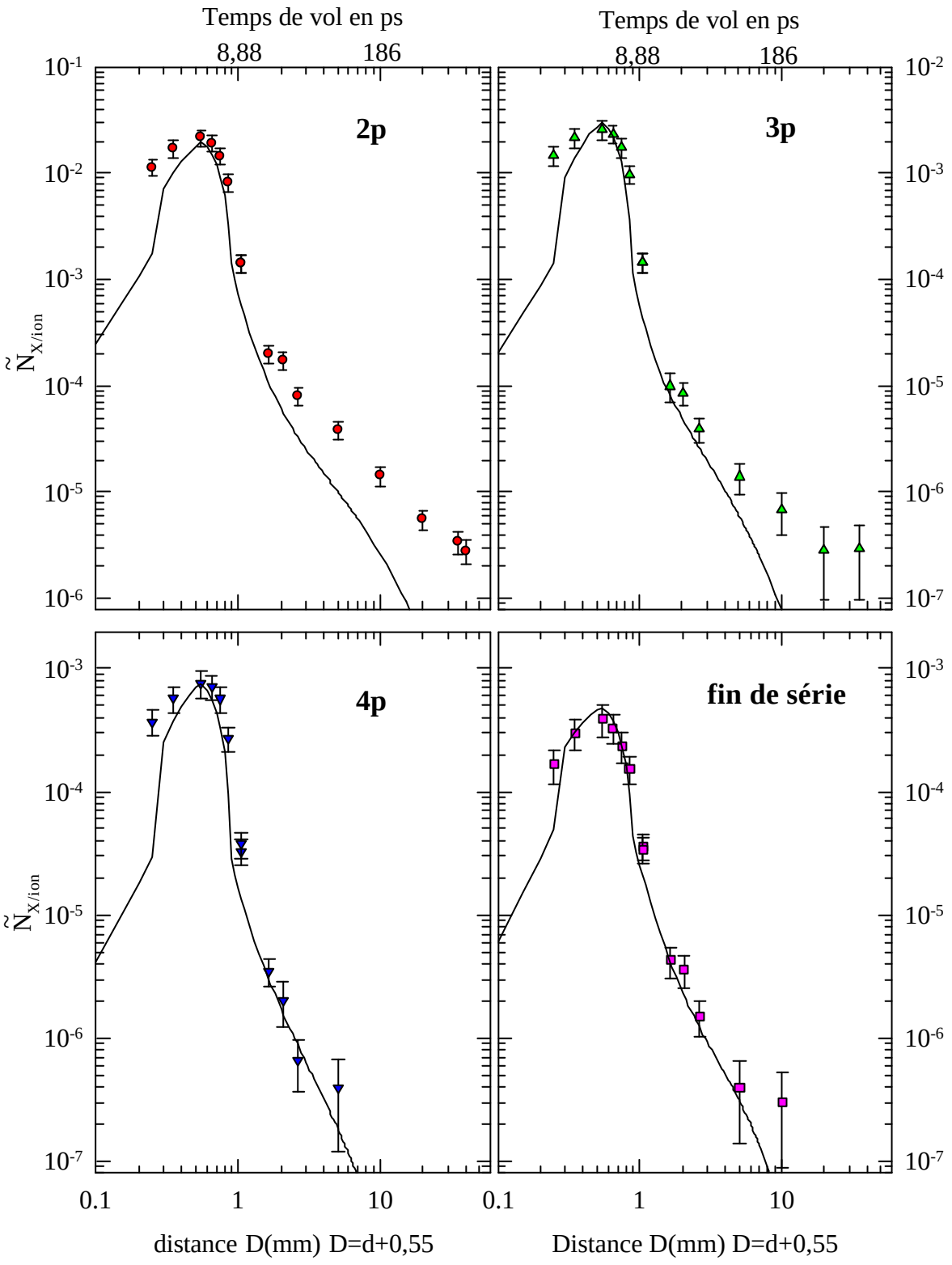


Figure V-15 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **98 µg/cm^2**.*

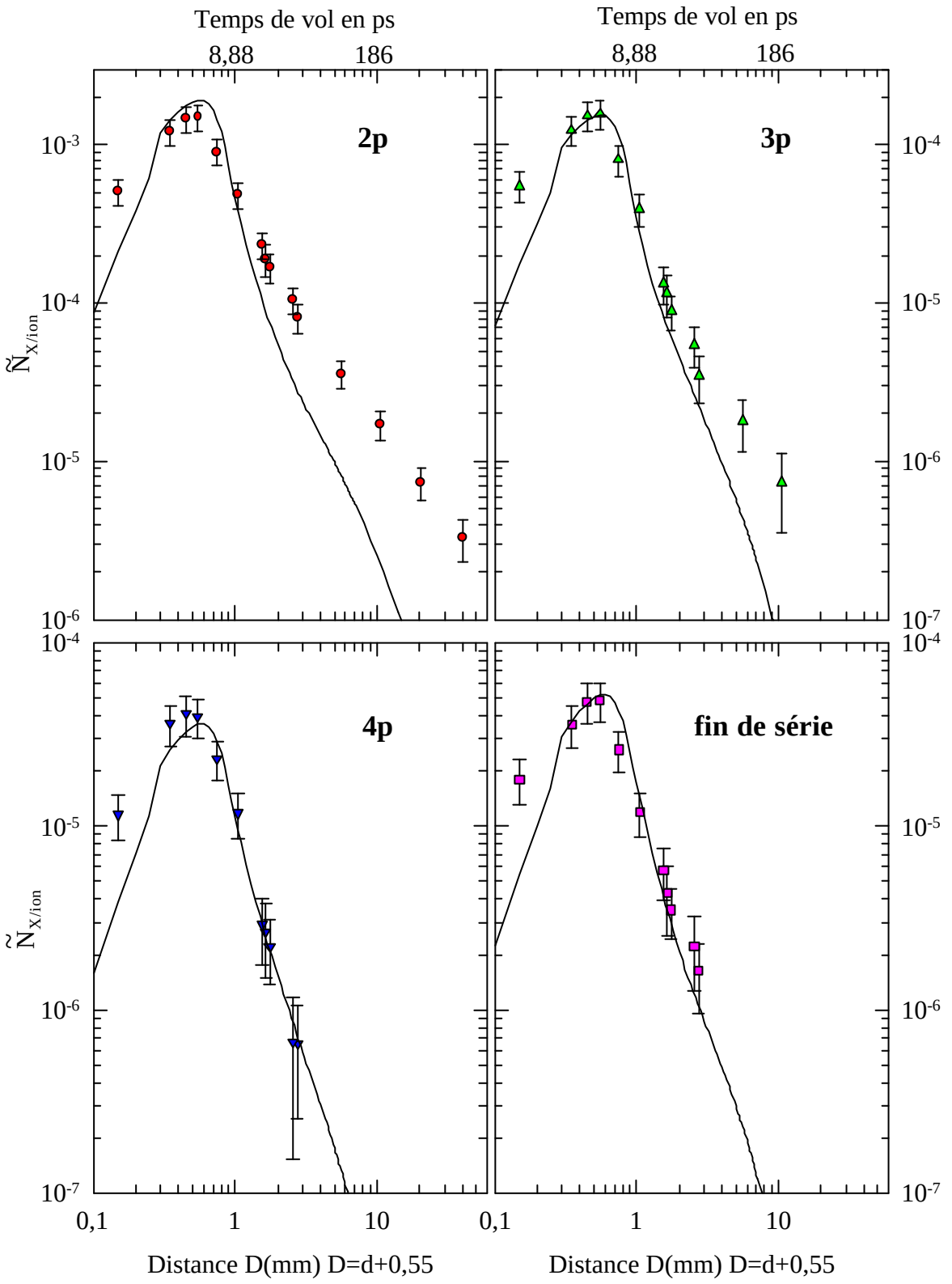


Figure V-16 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **201 µg/cm²**.*

Pour les autres cibles, le modèle ne reflète pas l'intensité des raies Lyα et dans une moindre mesure Lyβ pour d>0,45 mm. En fait, pour ces raies, la différence entre l'expérience et le modèle croît avec l'épaisseur, c'est-à-dire le nombre de collisions que l'ion subit dans la cible. Notons que cette différence est plus faible dans le cas de la raie Lyβ puisque les états très excités de n et ℓ grands vont cascader préférentiellement sur l'état 2p plutôt que sur l'état 3p (§III-2-1-3). En ce qui concerne l'évolution des transitions Lyγ et $Ly_{\text{fin de série}}$, le modèle reflète correctement l'expérience quelle que soit l'épaisseur de cible. Ce résultat est cohérent avec le fait que tous les états np avec n≥4 ne sont sensibles qu'aux cascades des états excités de ℓ petit (c'est-à-dire ℓ=0, 1 et 2).

En conclusion, il est nécessaire, dans le cadre du modèle EPQ, d'augmenter artificiellement les sections efficaces intracouches de type dipolaire de façon à compenser le fait que certaines sections efficaces d'excitation, à partir de n=6, ne sont pas à l'heure actuelle introduites. A ce stade on peut faire plusieurs remarques :

- Le modèle EPQ reflète correctement la population des états de n grand et ℓ petit puisque l'évolution des intensités expérimentales des raies Lyγ et $Ly_{\text{fin de série}}$ sont bien reproduites sur toute la gamme de temps de vol examinée (t compris entre 0 et 986 ps) et quelle que soit l'épaisseur de cible.

- Pour une cible d'épaisseur telle que l'ion projectile subit très peu de collisions (cible de 3,5 µg/cm^2), c'est-à-dire dans un cas où les états de n et ℓ grands ne sont pas trop peuplés, ce modèle reproduit correctement jusqu'à d ≈ 2,5 mm l'intensité de la transition Lyα. En fait, quand les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire sont augmentées pour tenir compte de l'ensemble des processus jusqu'à n=10, la population des états de ℓ grand est relativement bien prédite par ce modèle.

- Pour reproduire l'évolution des intensités des transitions Lyα et Lyβ retardées pour des grandes distances d parcourues par l'ion derrière la cible, une prise en compte des états excités de l'ion jusqu'à n = 10 ne suffit pas, même si tous les processus sont inclus. En effet, pour ces grandes distances, c'est-à-dire ces grands temps de vol, l'intensité de ces raies, et plus particulièrement celle de la raie Lyα, n'est plus sensible qu'à des états de durée de vie très longue de n>10, comme nous le verrons dans le prochain paragraphe qui porte sur une comparaison de l'expérience avec le modèle du "transport" classique (modèle EPC).

2) Cas du modèle du “transport” classique (modèle EPC)

Les figures V-17 à V-20 montrent une comparaison entre les résultats expérimentaux, $\tilde{N}^{n\ell}_{X/ion}(d \text{ ou } t)$, en fonction de la distance d (ou du temps t) parcourue par l'ion derrière la cible respectivement pour les cibles de 3,5 , 12,6 , 98 et 201 µg/cm^2.

Notons , tout de suite, que les « décalages moyens » (des cibles sur leur support) à appliquer sont identiques à ceux utilisés pour le modèle EPQ. Pour **d<0,45 mm**, les intensités des transitions Lyα et Lyβ sont bien reproduites par ce modèle, pour ces cibles au même titre que pour les cibles de 42 et 98 µg/cm² pour lesquelles aucun décalage n’est utile.

Le modèle reproduit relativement bien les valeurs expérimentales, sur toute la gamme des distances derrière la cible comprise entre **0 et 50 mm** (soit t compris entre **0 et 946** ps), en ce qui concerne l'évolution de $\tilde{N}^{n\ell}_{X/ion}$ des raies Lyα et Lyβ et ceci quelle que soit l'épaisseur. La prise en compte, d’une part des états excités de l’ion jusqu'à n_{max}=50 (§IV-2-1), et d’autre part de tous les processus collisionnels pouvant affecter la population de ces états $n\ell$ permet de reproduire à grands temps de vol l’intensité des transitions Lyman.

De façon à visualiser l’influence des états de n élevés, nous avons tracé, sur les figures V-21 et V-22, l'évolution de l'intensité des raies Lyα et Lyβ en fonction de d (ou t) respectivement pour la cible de 3,5 µg/cm^2 et pour la cible de 201 µg/cm^2 puis nous l'avons comparée au modèle EPC pour diverses valeurs de n_{max}. On peut alors remarquer que les calculs convergent à partir de n_{max}=30. La prise en compte de tous les états $n\ell$ jusqu'à n=30 est donc suffisante, mais nécessaire, pour refléter l'expérience sur toute la gamme d’épaisseur envisagée ici.

En ce qui concerne les transitions Lyγ et surtout $Ly_{\text{fin de série}}$, la forme des courbes obtenues avec ce modèle est certes satisfaisante, mais en absolu l'intensité de ces transitions est surestimée et d’autant plus que les cibles sont plus fines. Cette remarque va dans le sens des observations faites dans le chapitre IV (§IV-3-2) sur les populations obtenues en sortie de cible. En effet, rappelons que ce modèle va favoriser le peuplement des états de haut n et haut moment angulaire ℓ au même titre que des états de haut n et bas ℓ, contrairement au modèle EPQ qui, en accord avec l’expérience, prédit des probabilités d'occupation d’états de bas ℓ plus petites.

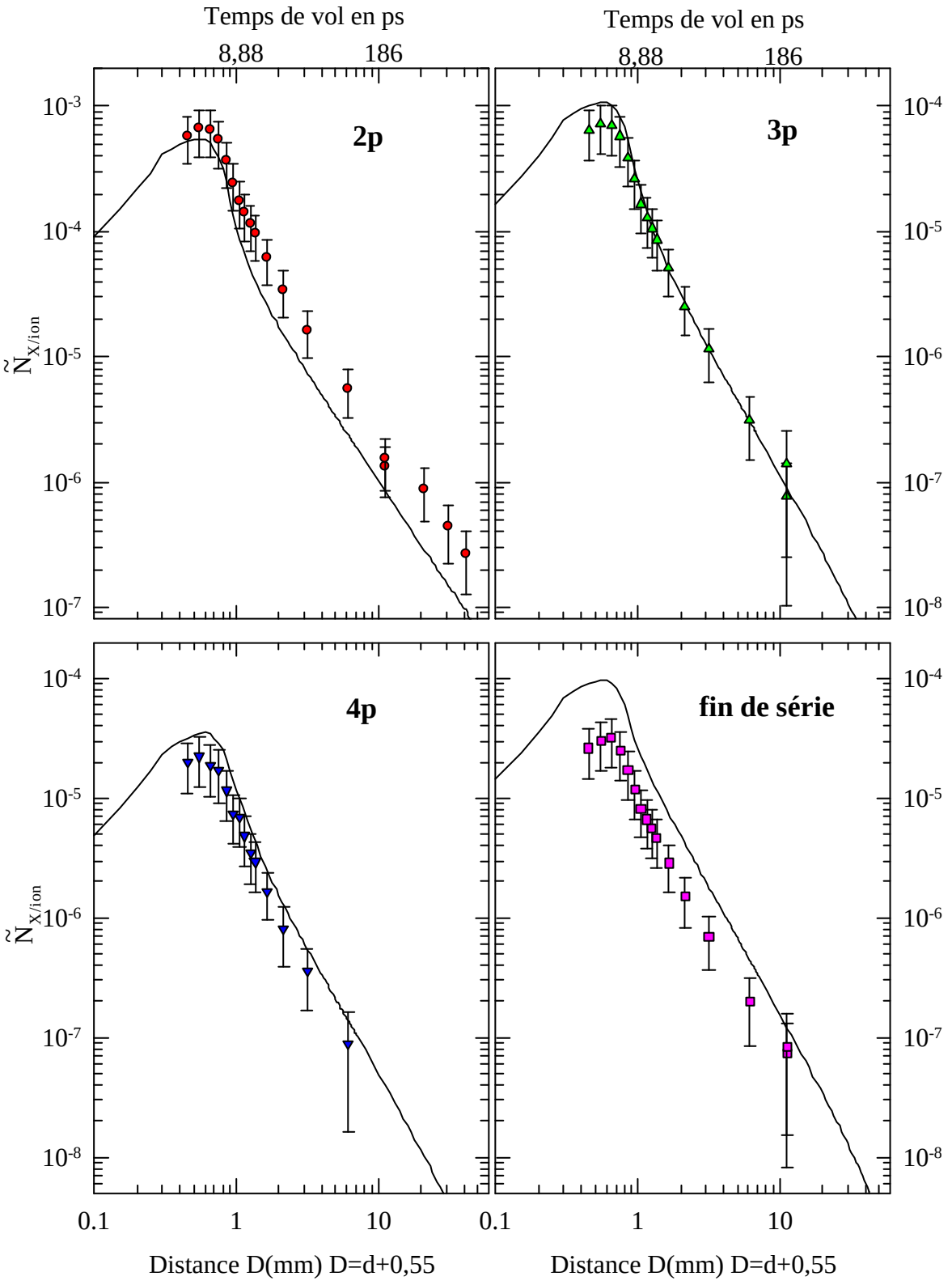


Figure V-17 : Comparaison modèle EPC - expérience.

Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de ***3,5 µg/cm²***.

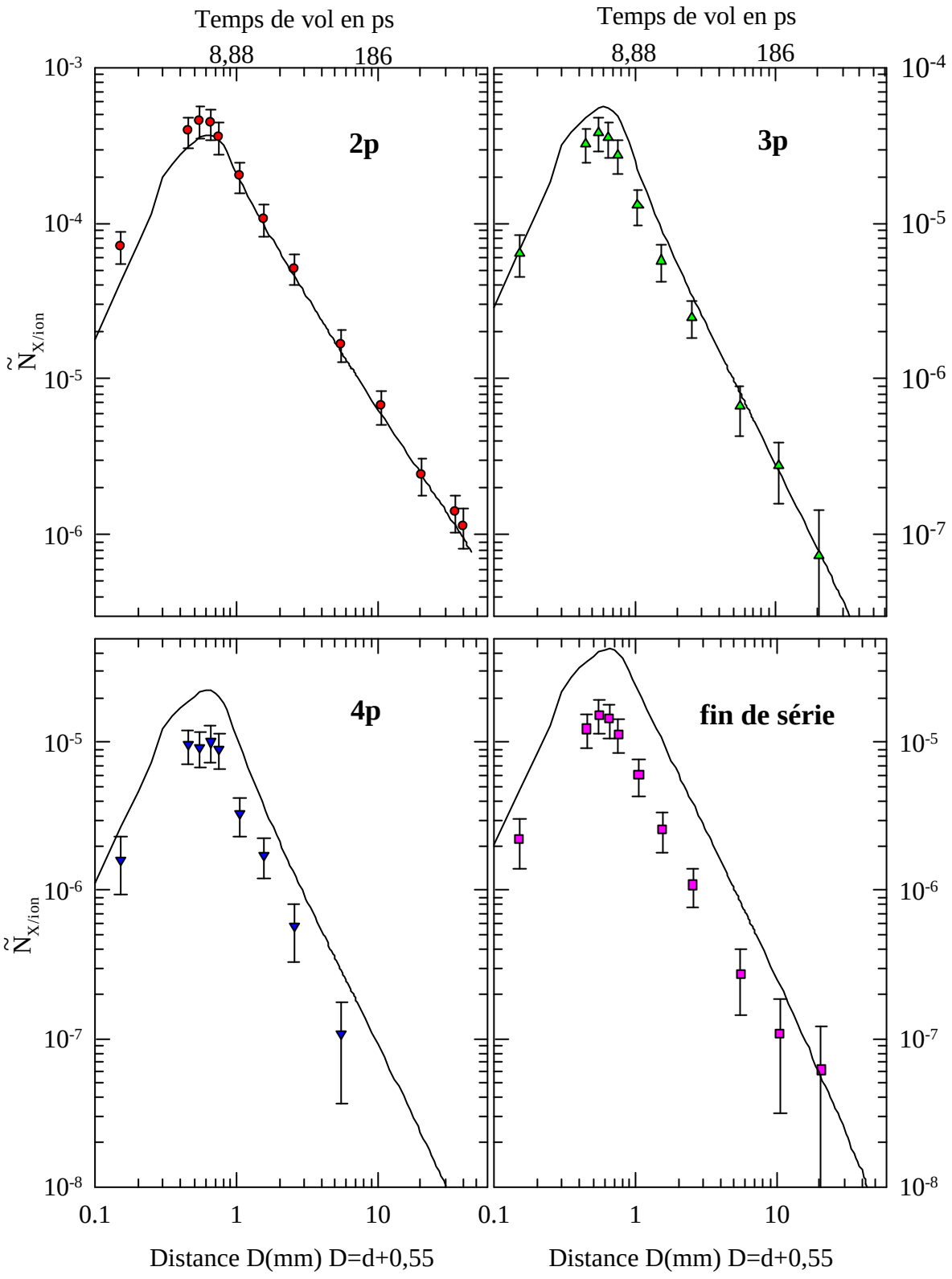


Figure V-18 : Comparaison modèle EPC - expérience.

Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de ***12,6 µg/cm²***.

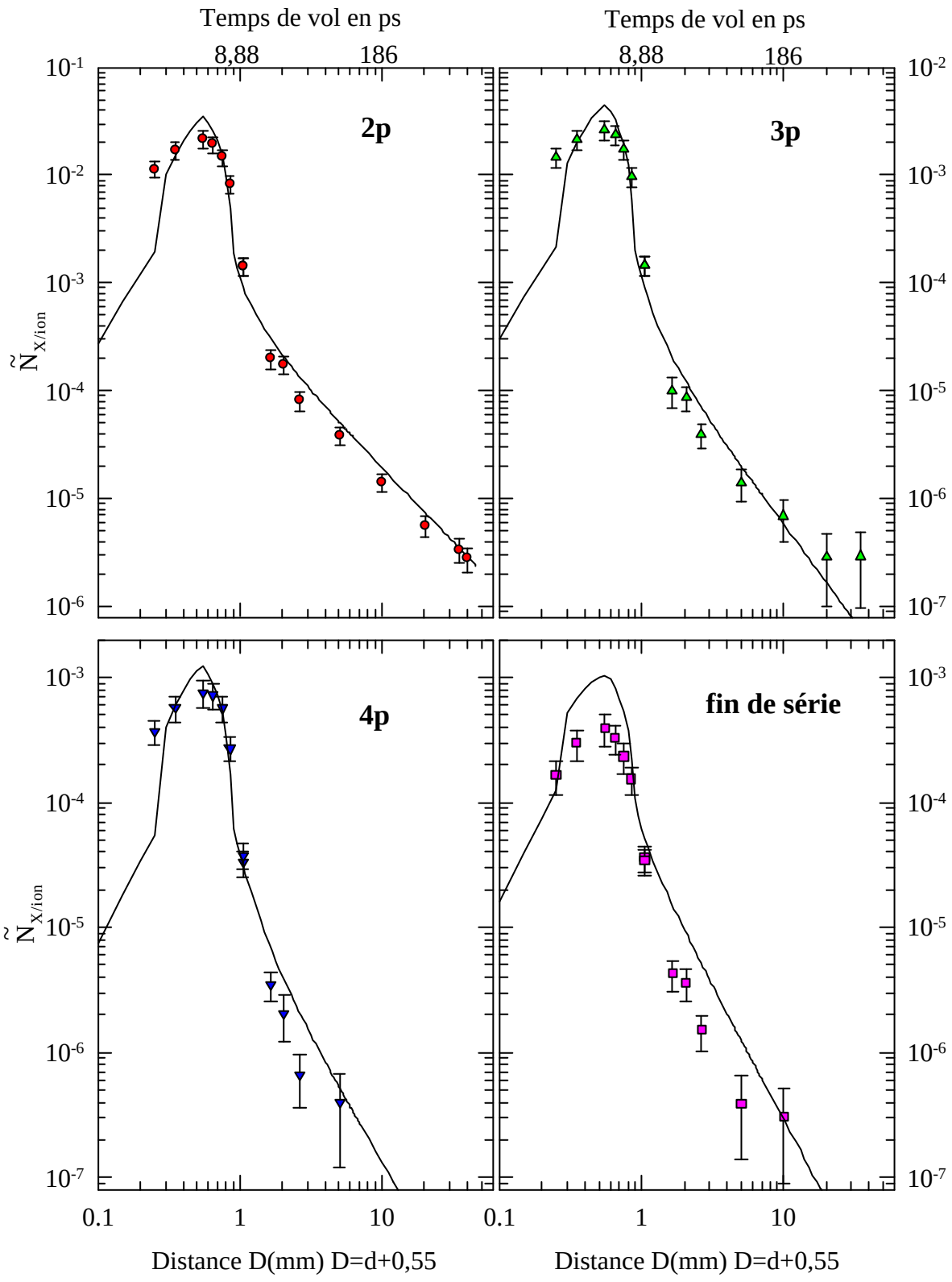


Figure V-19 : Comparaison modèle EPC - expérience.

Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de ***98 µg/cm²***.

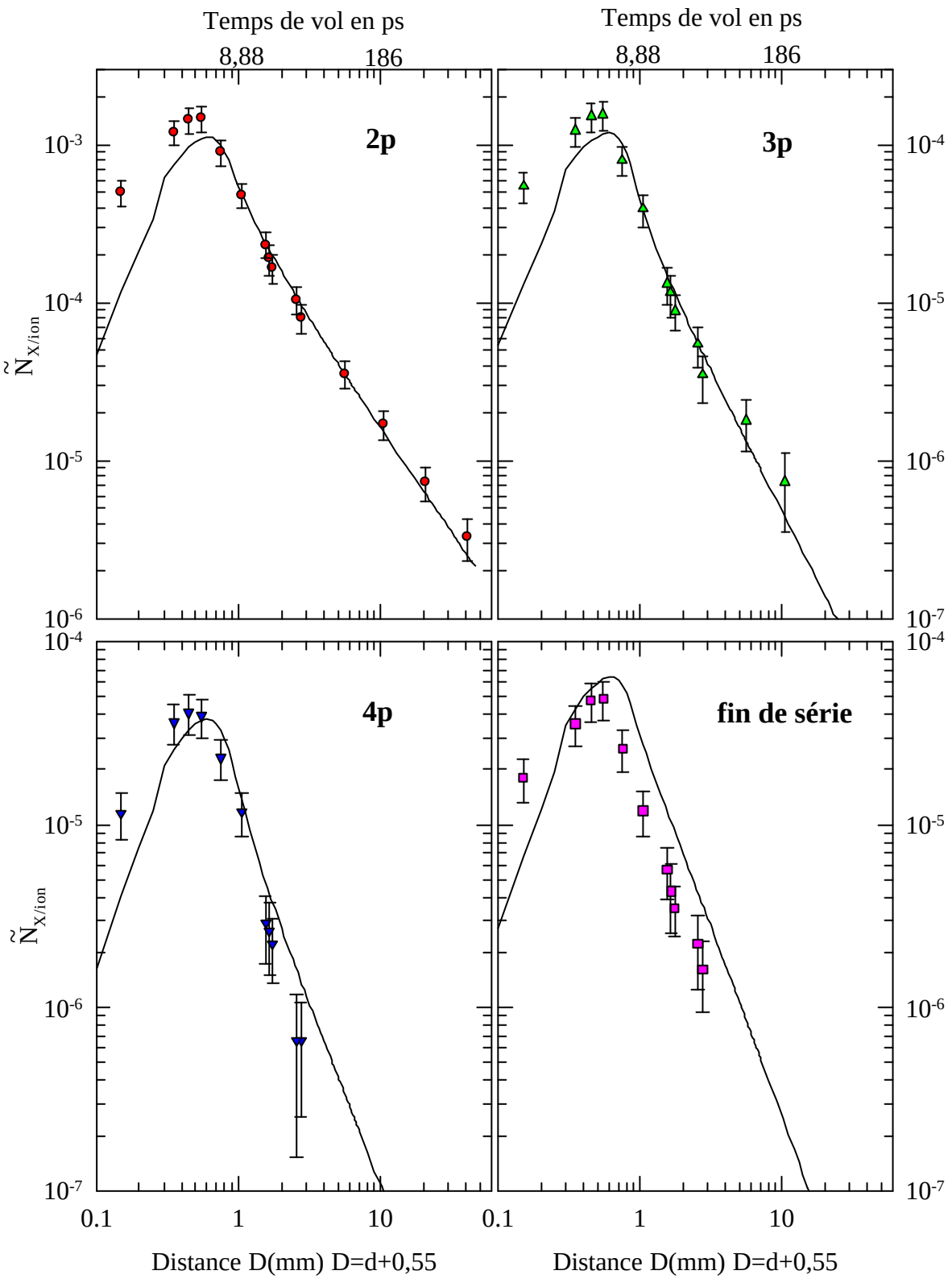


Figure V-20 : Comparaison modèle EPC - expérience.

Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de ***201 µg/cm²***.

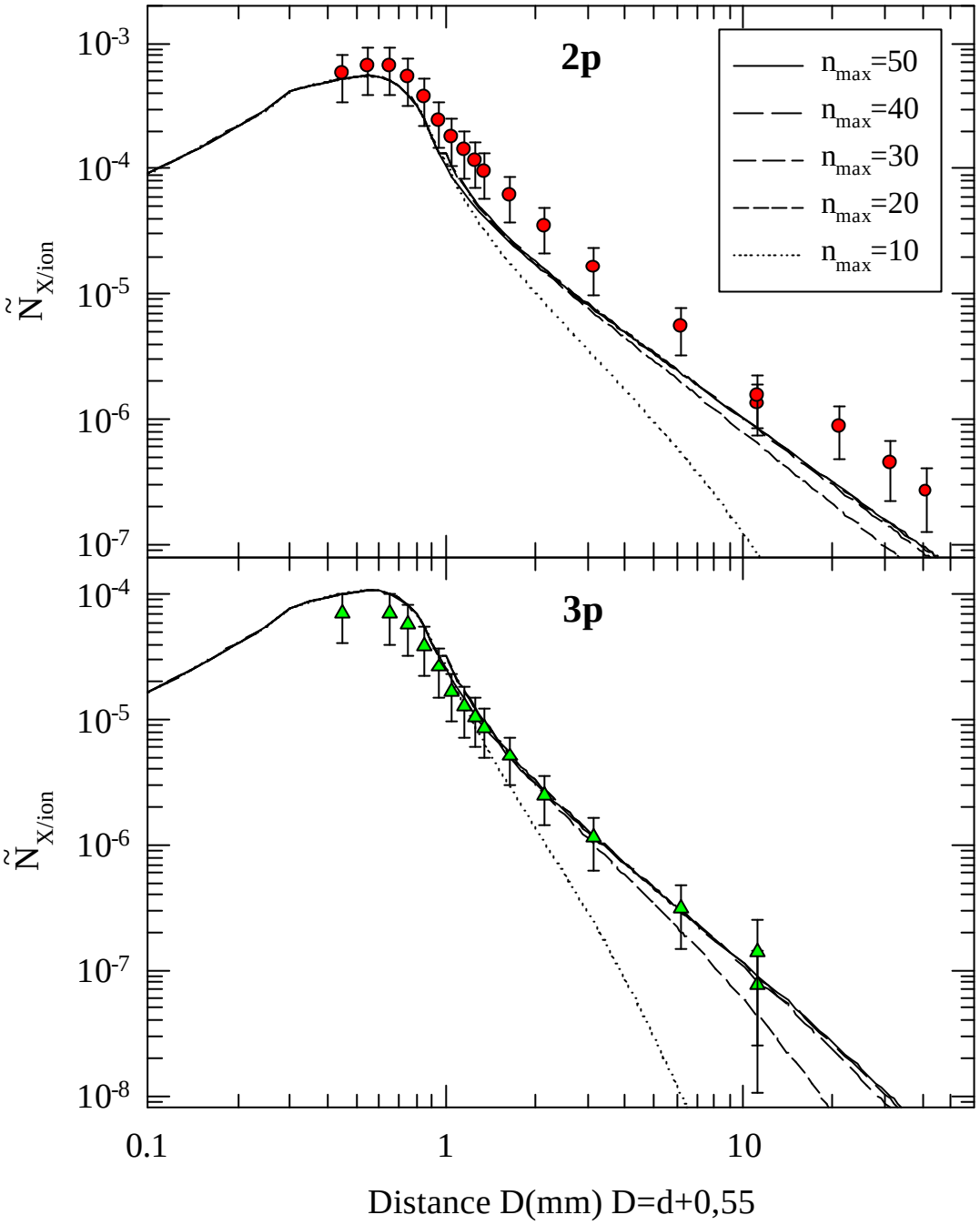


Figure V-21 : Comparaison modèle EPC - expérience

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**a** et Ly**b** en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **3,5 µg/cm²**. Les courbes obtenues par ce modèle sont tracées pour diverses valeurs de n_{max} (voir texte).*

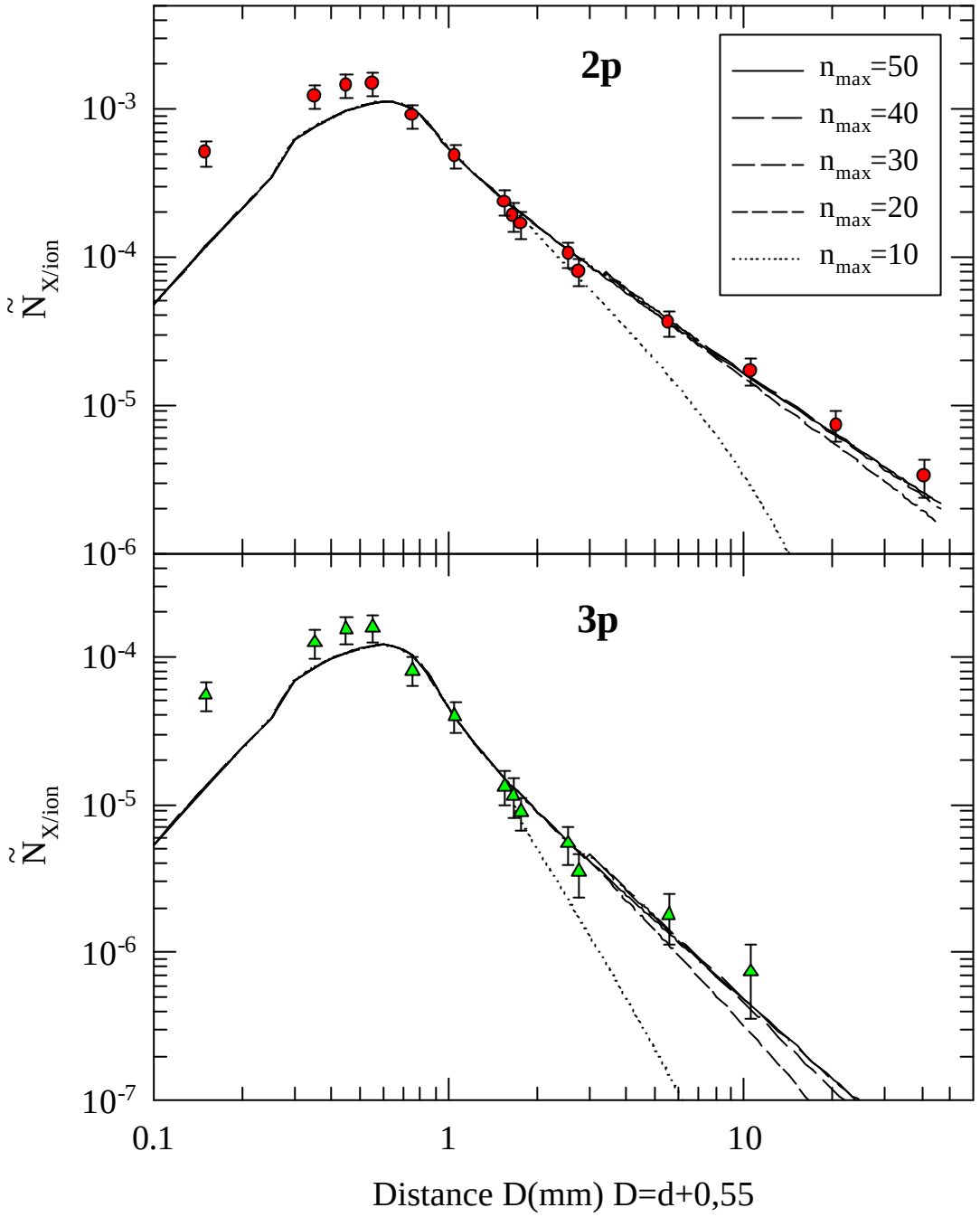


Figure V-22 : Comparaison modèle EPC - expérience

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**a** et Ly**b** en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **201 µg/cm²**. Les courbes obtenues par ce modèle sont tracées pour diverses valeurs de n_{max} (voir texte).*

Si on regarde plus précisément l'évolution de l'intensité de la raie Lyα, on peut remarquer que pour des cibles très fines, le modèle sous estime la population de l'état 2p peuplé par cascades d'états de grand ℓ. Plus l'épaisseur augmente, c'est-à-dire plus le nombre de collisions augmente, et plus la différence entre l'expérience et le modèle se réduit. En fait, à partir de la cible de 12,6 µg/cm^2, l'intensité de la raie Lyα est bien reflétée par le modèle. Pour la cible de 3,5 µg/cm^2 c'est-à-dire pour une seule collision (en moyenne) dans la cible, deux raisons peuvent expliquer ce comportement :

1) Les sections efficaces d'excitation, extraites de ce modèle, sont sous-estimées. Rappelons que nous avons remarqué que les sections efficaces d'excitation intercouche et intracouche introduites dans le modèle EPQ sont toutes plus grandes ou du même ordre de grandeur que celles extraites du modèle EPC.

2) Les sections efficaces sont exactes, et dans ce cas il faut admettre qu'un autre processus non pris en compte par le modèle intervient - processus qui engendre un mélange ℓ-ℓ' plus grand favorisant les états de haut moment angulaire ℓ. En augmentant l'épaisseur de cible, l'influence des collisions multiples devient telle qu'elle gomme celle de ce processus, ce qui explique qu'à partir de 12,6 µg/cm² (épaisseur pour laquelle l'ion subit en moyenne 4 collisions §IV-2-4) aucune différence significative entre le modèle et l'expérience est à noter.

En conclusion, on peut dire que :

- contrairement au modèle EPQ, le modèle EPC surestime la population des états de n grand et ℓ petit qui vont peupler les états np avec n≥4.

- le modèle EPC prévoit correctement l'intensité des transitions Lyα et Lyβ retardées à partir de 12,6 µg/cm². A l'équilibre des populations (équilibre atteint pour 201 µg/cm²), ce modèle, déjà testé par Kemmler et al (*1991 et 1992*) (Chapitre I, §I-2-2), est en accord avec l'expérience. Hors équilibre des populations, pour une gamme d'épaisseur comprise entre 12,6 et 201 µg/cm², un tel modèle de type collisionnel permet également de prédire l'évolution des intensités des transitions Lyα et Lyβ avec le temps de vol de l'ion.

- Pour la cible la plus fine, pour laquelle la condition de collision unique est presque atteinte, le modèle ne prévoit pas suffisamment de mélange $\ell \rightarrow \ell'$ (avec $\ell' > \ell$). On peut donc dire que, soit les sections efficaces d'excitation intracouche et intercouche extraites de ce modèle sont sous-estimées, soit le processus de polarisation du milieu, induit par l'ion projectile (et non pas par l'électron projectile §IV-2-1) et non pris en compte dans le modèle, contribue de façon significative au mélange des états.

3) Bilan

Cette analyse de l'évolution des intensités des raies Lyman retardées en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible permet de montrer que les modèles de type collisionnel sont capables de reproduire correctement les résultats expérimentaux. En fait, le modèle dans l'espace des phases classique est mieux adapté pour reproduire les états très externes de ℓ grand, et donc l'intensité des transitions Lyα et Lyβ retardées ; le modèle dans l'espace des phases quantique étant limité par le nombre d'états excités considérés. Par contre, la prise en compte des états jusqu'à n=10 dans ce modèle suffit pour reproduire la population des états de ℓ petit surestimés par le modèle EPC. Il faudrait, pour obtenir une prédiction plus fiable de l'intensité des Lyman retardées, introduire dans le modèle EPQ toutes les sections efficaces jusqu'à n=10. Poursuivre des calculs, dans l'espace des phases quantique, jusqu'à n=30, des sections efficaces d'excitation intracouches par exemple, risque de ne plus avoir vraiment de signification et ce d'autant plus que l'ion aura un numéro atomique faible.

L'analyse des transitions Lyman retardées, au travers notamment des comparaisons expérience - modèle EPC, a permis de mettre en évidence un mélange $\ell \rightarrow \ell'$ ($\ell'>\ell$) plus grand que ce que peut prévoir à l'heure actuelle ce modèle. Des expériences antérieures, portant sur l'étude de l'évolution des transitions Lyman **promptes** en fonction de l'épaisseur de cible pour les systèmes de collision Kr^{36+}(v_p=35 ua)$\rightarrow$ C et Kr^{36+}(v_p=35 ua) $\rightarrow$ Cu (*Nicolaï 1990, Despiney 1994*), ont déjà permis d'évoquer ce mélange. Rappelons ici que cette « observable » est très sensible aux états internes de l'ion projectile. L'expérience, présentée ici, permet aussi d'extraire l'évolution des transitions Lyman promptes en fonction de l'épaisseur de carbone en analysant les spectres enregistrés par le détecteur Ge placé à 150°. Ces résultats sont discutés dans le paragraphe suivant.

V- 3 CAS DES RAIES LYMAN PROMPTES : LES ETATS INTERNES

Dans cette partie nous distinguerons la comparaison des modèles avec les résultats obtenus pour la collision Kr^{36+} (v_p=35 ua)$\rightarrow$ C, de la comparaison des modèles avec les résultats expérimentaux concernant Ar^{18+} (v_p=23 ua)$\rightarrow$ C faisant directement l'objet de ce travail. Nous commencerons chacune de ces parties par l'analyse des intensités relatives puis nous comparerons les sections efficaces totales d'émission Lyman avec les modèles.

V- 3- 1 Le système de collision : Kr^{36+}(v_p=35 ua) ® C

1) Comparaison des modèles avec les intensités relatives des transitions Lyman

Cas du modèle EPQ

L'étude des intensités relatives des raies Lyman du Kr^{35+}, normalisées à leur valeur en gaz $I_R(np \rightarrow 1s)$, a été réalisée avec des cibles de carbone (*Nicolaï 1990, Despiney 1994*) et des cibles de cuivre (*Despiney, 1994*). Nous évoquerons principalement ici les résultats obtenus avec des cibles de carbone, sachant que le comportement de ces rapports d'intensité était similaire dans le cas des cibles de cuivre. Pour effectuer une comparaison significative avec le modèle EPQ dans sa version actuelle, nous avons dépouillé des données supplémentaires obtenues lors de l'expérience décrite par Despiney (*1994*) pour des cibles de carbone. Ces données confirment celles présentées dans le chapitre I (§I-2-1) et obtenues par Nicolaï (*1990*). Rappelons ici, que tous ces résultats sont en désaccord avec l'ancienne version du modèle EPQ (voir figure I-6, §I-2-1), c'est-à-dire la version pour laquelle seules les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire sont considérées (§I-2-1) lors de la phase de transport. La nouvelle version du modèle EPQ mise au point lors de ce travail ne permet toujours pas de rendre compte des valeurs expérimentales $I_R(np \rightarrow 1s)$; voir figure V-23. Cependant, la prise en compte de sections efficaces d'excitation supplémentaires, intercouches et intracouches de type non dipolaire jusqu'à n=6, augmente assez largement la population de l'état 2p au détriment des autres états np comparativement à l'ancienne version du modèle EPQ (figure I-6, §I-2-1). Les facteurs multiplicatifs qu'il faut artificiellement appliquer, sur les sections efficaces intracouches de type dipolaire, pour traduire le fort mélange ℓ-ℓ' observé expérimentalement, sont reportés dans le tableau V-2. La nouvelle version du modèle EPQ reproduit les valeurs expérimentales si ces sections efficaces sont multipliées par des facteurs plus petits que ceux utilisés avec l'ancienne version (voir tableau V-2). En particulier, il n'est plus du tout nécessaire d'augmenter les sections efficaces $\sigma(2s \rightarrow 2p)$ et $\sigma(3s \rightarrow 3p)$.

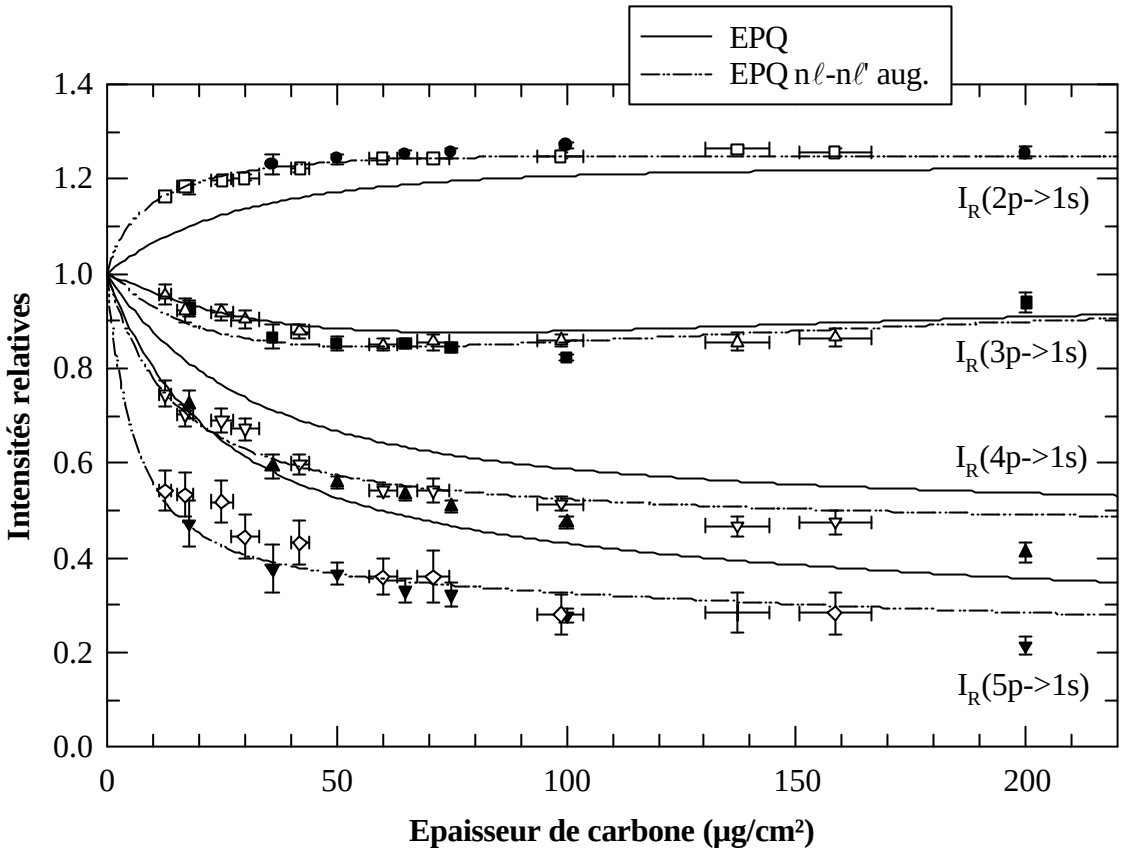


Figure V-23 : Comparaison modèle EPQ - points expérimentaux I_R (np ® 1s). Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par le Kr^{35+}(v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée. Les symboles noirs représentent les résultats obtenus par Nicolaï (1990) et les symboles blancs correspondent à l'analyse des spectres enregistrés lors de l'expérience décrite par Despiney (1994).

σ(nℓ→nℓ')	n=2	n=3	n=4	n=5	n=6	n=7	n=8	n=9	n=10
Facteurs multiplicatifs pour l'ancienne version du modèle EPQ	3	6	9	12	13	14	15	16	17
Facteurs multiplicatifs pour la nouvelle version du modèle EPQ	1	1	2	6	15	15	15	15	15

Tableau V-2 : Facteurs multiplicatifs appliqués sur les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire dans le modèle EPQ pour reproduire l'évolution expérimentale des intensités relatives des transitions Lyman dans le cas de la collision Kr^{36+} (v_p=35 ua) ® C.

Ces constatations confirment l'importance de l'introduction des processus d'excitation intercouche et intracouche non dipolaire dans le modèle EPQ. En comparant la nouvelle version EPQ au modèle EPC, nous avons déjà vu que le fait d'augmenter les sections efficaces $\sigma(n\ell \rightarrow n\ell')$ à partir de n=6 permet de tenir compte artificiellement des processus d'excitation intercouche et intracouche non dipolaire. Avec la prise en compte de tous les processus pouvant affecter la population d'un état $n\ell$ jusqu'à n=6, on pouvait s'attendre à ne pas avoir besoin d'augmenter les sections efficaces d'excitation intracouche dipolaire pour n=2, 3, 4 et 5. Malgré cela, le mélange ℓ-ℓ' observé est tel qu'une augmentation de ces sections efficaces s'impose pour n=4 et n=5 si l'on veut refléter les résultats expérimentaux (figure V-23). Deux explications étaient jusqu'alors avancées pour interpréter cet écart entre les points expérimentaux et le modèle EPQ :

i) le facteur d'antiécrantage (interaction électron projectile - électron cible), intervenant dans le calcul des sections efficaces d'excitation n'étant traité que de façon approximative (§IV-1-3-2), on sous-estime leur valeur.

ii) le champ électrique dû au passage de l'ion Kr^{36+} dans la cible induit un mélange Stark des sous états $n\ell j$; effet observé sur les composantes $3\ell j$ du Kr^{35+} (*Despiney 1994, Vernhet et al 1997 (1)*) et qui peut expliquer l'évolution des rapports d'intensité des transitions Lyman en fonction de l'épaisseur.

Après toute l'étude comparative entre les deux modèles EPQ et EPC, l'hypothèse i) ne semble pas confirmée puisque les sections efficaces d'excitation extraites du modèle EPC sont du même ordre de grandeur ou plus faibles que celles introduites dans EPQ.

<u>Cas du modèle EPC</u>

Une comparaison quantitative avec le modèle du "transport" classique (modèle EPC) est impossible essentiellement pour deux raisons :

1) l'ion krypton étant très lourd (Z_p = 36), une grande partie des états vont se désexciter radiativement dans la cible solide. Par exemple 3% des états excités se désexcitent dans une cible de 3,5 µg/cm^2 et 50% dans une cible de 201 µg/cm^2. Rappelons que le modèle EPC, (modèle classique), ne traite pas la désexcitation radiative des états électroniques de l'ion pendant son transport.

2) Un tel modèle ne peut simuler le transport d'un ion dans la matière que si les effets quantiques sont négligeables. Nous avons vu qu'une description quantique perd son sens (§IV-2-1) au dessus d'un nombre quantique principal n_c défini par $n_c = \left(\frac{\lambda_{tot} \times Z_p^2}{2\pi\, v_p} \right)^{1/3}$ où

v_p=35 ua dans le cas de l'expérience étudiée ici et λ_{tot} est le libre parcours moyen total pour qu'une collision ait lieu. Sachant que les libres parcours moyens des processus collisionnels d'excitation et d'ionisation varient en $v_p^2\ Z_p^2$ (loi d'échelle dans le cas de l'approximation Born I), nous avons pu, à partir du libre parcours moyen total de l'argon, déterminer que λ_{tot} est égal à 3184 ua dans le cas du krypton. Pour cette valeur, on a alors n_c=27. Par comparaison, on a n_c=7 dans le cas de l'argon, ce qui montre que les effets quantiques y jouent certainement un rôle plus faible ; une comparaison avec les résultats du modèle EPC deviendra alors pertinente. Par contre, une comparaison avec le modèle EPC dans le cas des états internes du krypton paraît illusoire.

2) Comparaison du modèle EPQ avec les sections efficaces totales d'émission Lyman

L'évolution de la section efficace totale d'émission Lyman du Kr^{35+} en fonction de l'épaisseur est très sensible aux états internes et principalement aux états de nombres quantiques principaux n=2 et n=3. La Lyman α représente, quelle que soit l'épaisseur de cible environ 85% de la section efficace totale d'émission de Lyman (la Lyman β représente environ 10%) et pour l'émission prompte, la contribution des cascades provient essentiellement d'états de $n \leq 5$ (soit $\approx$70% de la contribution totale des cascades). Rappelons qu'à épaisseur nulle, cette section efficace est directement reliée à la section efficace totale de capture (§III-3-3). L'évolution de σ (Lym tot) avec l'épaisseur permet de tester les sections efficaces totales des processus intervenant dans la phase de transport et plus particulièrement les sections efficaces totales d'ionisation $\sigma_{ion}(n)$.

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle EPQ (ligne solide) est présentée figure V-24. Sur cette figure n'est pas reportée la barre d'erreur systématique (provenant de l'erreur sur l'angle solide et la faraday) qui a été estimée pour ces mesures à 15%.

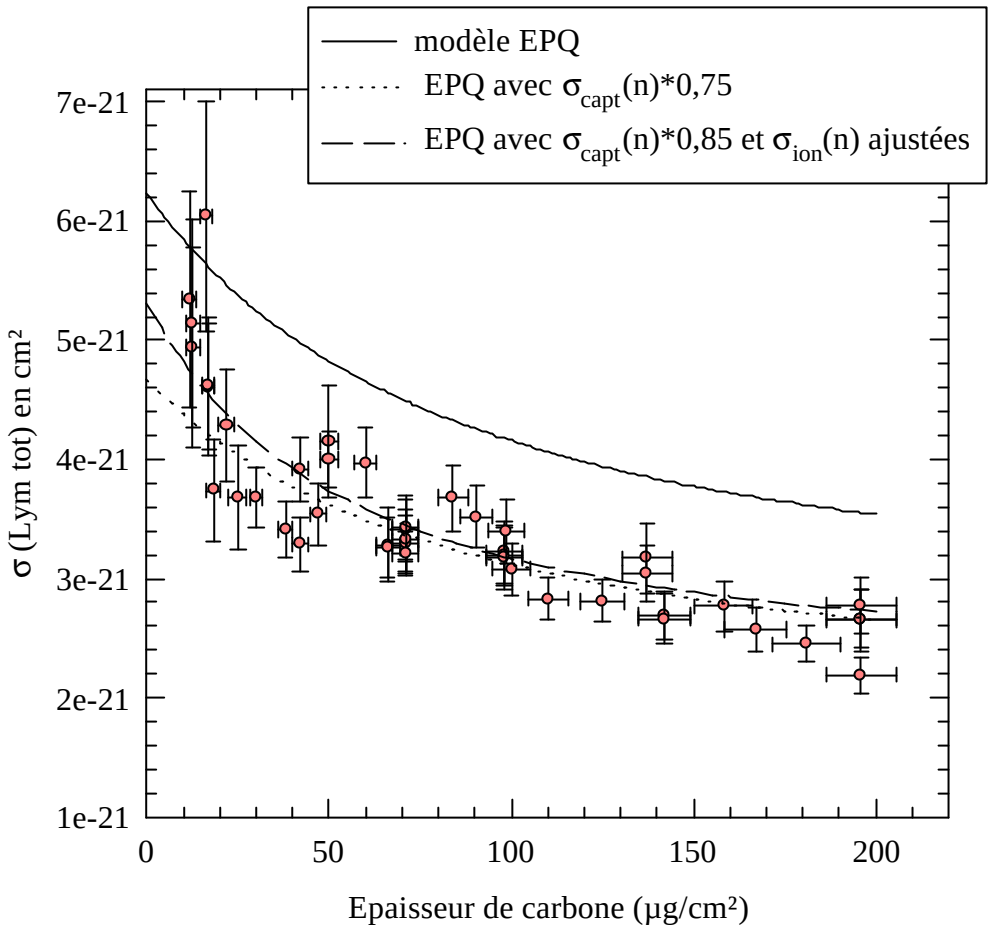


Figure V-24 : Comparaison de l'évolution de la section efficace totale d'émission Lyman du Kr^{35+}(v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone avec les valeurs du modèle EPQ.

Le modèle EPQ surestime de 25% les sections efficaces d'émission Lyman. Ce désaccord peut être attribué à une erreur expérimentale supplémentaire de 10% mal maîtrisée comme par exemple une erreur sur le diamètre du collimateur placé devant la jonction qui serait de 5%. Néanmoins, ces résultats expérimentaux peuvent aussi s'expliquer si on modifie les valeurs des sections efficaces de capture et d'ionisation. Deux cas sont alors possibles :

1) On multiplie seulement les $\sigma_{capt}(n)$ par 0,75 (ligne en pointillés), ce qui revient à admettre une erreur de 25% sur les prédictions des sections efficaces absolues de capture par la méthode CDW.

2) On multiplie les $\sigma_{capt}(n)$ par 0,85 et les $\sigma_{ion}(n)$ par 1,4 pour n=4 et par 1,8 pour n>4 (ligne en tirets). Un tel résultat est cohérent avec ceux obtenus par Bouisset (*1986*) (§I-2-1) sur l'évolution des sections efficaces d'émission Lyman avec le numéro atomique de la cible (Zc) pour des cibles solides et gazeuses. Dans ce travail, en effet, une surestimation systématique de l'ordre de 15% des sections efficaces prédites par CDW a été observée. En ce qui concerne l'ionisation, une sous-estimation de la section efficace totale pour $n \geq 4$ est tout à

fait possible puisque la contribution de l'antiécrantage à cette section efficace n'est calculée qu'approximativement (§ IV-1-3-2) et qu'elle augmente avec n.

V- 3- 2 L'expérience étudiée : $Ar^{18+}(v_p=23\ ua) \rightarrow C$

1) Comparaison des modèles avec les intensités relatives des transitions Lyman et l'intensité de la transition 2E1

D'un point de vue expérimental, le mélange ℓ-ℓ' évoqué précédemment est plus rapide dans le cas de l'argon que dans le cas du krypton. En effet, pour le système $Ar^{18+}(v_p=23\ ua) \rightarrow C$, les valeurs des intensités relatives des transitions Lyman, $I_R(np \rightarrow 1s)$ évoluent très rapidement dans les 10 premiers µg/cm^2 de cible (ce qui correspond à un temps de transit de 10^{-15} s) alors que pour le système $Kr^{36+}(v_p=35\ ua) \rightarrow C$ cette évolution se produit dans les 50 premiers µg/cm^2 (c'est-à-dire pour un temps de transit de $4\ 10^{-15}$ s).

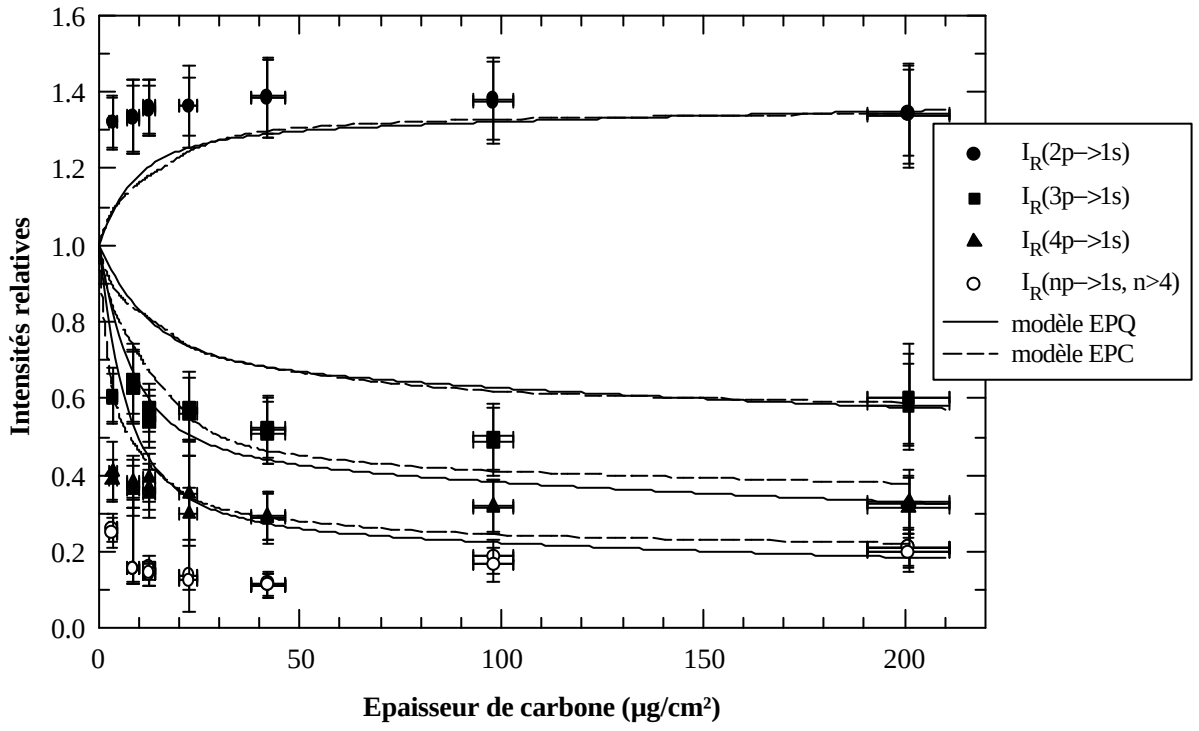


Figure V-25 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par l'Ar^{17+}(v_p=23 ua) avec l'épaisseur de carbone traversée. Les symboles représentent l'expérience et les courbes les modèles décrits au chapitre IV.

D'un point de vue théorique, on a comparé les valeurs des intensités relatives des transitions Lyman normalisées à leur valeur en gaz, soit $I_R(np \rightarrow 1s)$, présentées au chapitre III, §III-3-2, aux résultats obtenus non seulement avec le modèle EPQ mais aussi avec le modèle EPC (figure V-25). La comparaison avec ce dernier modèle peut être ici envisagée puisque seulement 4% des états excités de l'ion se désexcitent dans la cible la plus épaisse (201 µg/cm^2). De fait, bien que le modèle EPC soit spécialement bien adapté pour des états excités de $n \geq n_c$ avec n_c=7 (§IV-2-1) et moins pour des états internes, on constate sur la figure V-25 que les résultats obtenus avec ce modèle sont équivalents à ceux du modèle EPQ, du moins en ce qui concerne $I_R(2p \rightarrow 1s)$ et $I_R(3p \rightarrow 1s)$. Remarquons tout d'abord, qu'à l'équilibre des populations, c'est-à-dire pour une cible de 201 µg/cm^2, les deux modèles collisionnels reflètent bien les valeurs expérimentales. Par contre, pour les cibles les plus fines, et d'une façon encore plus nette que dans le cas du krypton, ces modèles ne reproduisent pas l'évolution de la population d'état 2p qui est ici spécialement rapide. Nous avons essayé d'augmenter les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire introduites dans le modèle EPQ, comme nous l'avions fait dans le cas du krypton, d'un facteur arbitraire égal à 15 à partir de n=6. Les courbes ainsi obtenues sont celles reportées figure V-26.

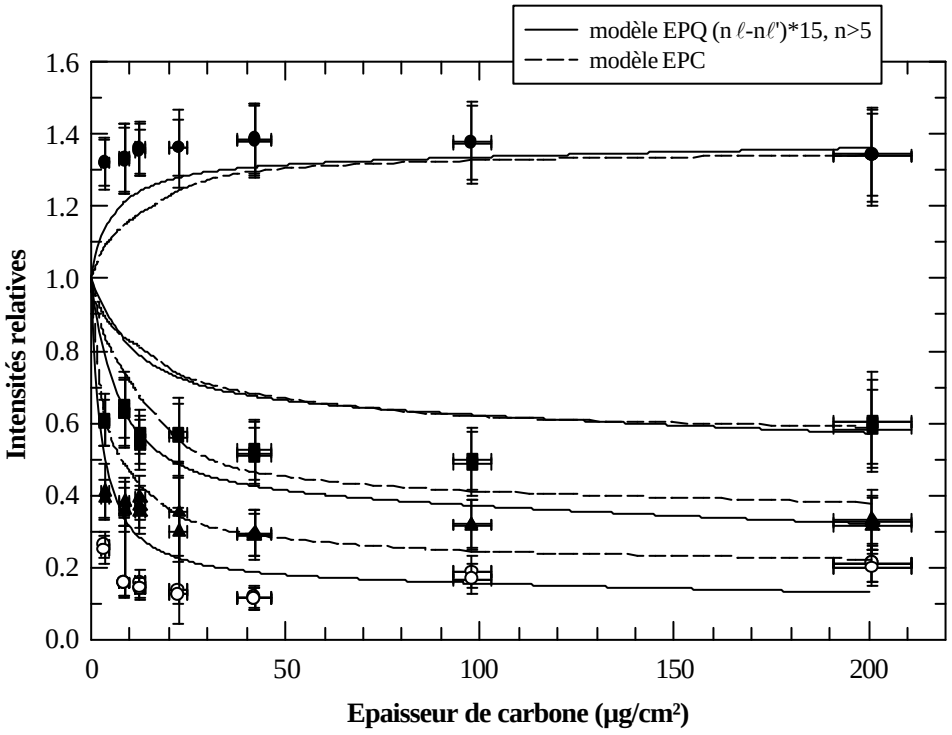


Figure V-26 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par l'Ar^{17+}(v_p=23 ua) avec l'épaisseur de carbone traversée. Pour le modèle EPQ, les sections efficaces d'excitation intracouche dipolaire sont augmentées à partir de n=6.

On constate qu'un tel expédient est ici loin d'être suffisant pour pouvoir refléter les valeurs expérimentales obtenues pour les cibles les plus fines. Par ailleurs, les deux modèles donnent dans ces conditions des valeurs très proches en ce qui concerne les rapports $I_R(2p\rightarrow 1s)$ et $I_R(3p\rightarrow 1s)$; la différence entre les prédictions des deux modèles pour les rapports $I_R(np\rightarrow 1s)$ avec $n \geq 4$ est due à une population des états np plus forte dans le modèle EPC que dans le modèle EPQ (voir §IV-3-2). Rappelons d'ailleurs que la valeur de ces rapports (pour $n \geq 4$) est très peu sensible aux effets de cascades.

Le mélange ℓ-ℓ' prévu par ces modèles est donc loin d'être suffisant pour reproduire les résultats expérimentaux à faibles épaisseurs. Cette tendance est confirmée par l'évolution de l'intensité de la transition 2E1 avec l'épaisseur de cible présentée figure V-27. En effet, cette transition est issue de l'état 2s pour lequel la contribution des cascades peut être considérée comme négligeable (< 3 %). Les deux modèles surestiment la population de cet état quelle que soit l'épaisseur, excepté pour la cible de 201 µg/cm^2. Ce déficit observé pour la population de l'état 2s est tout à fait cohérent avec notre observation précédente de populations beaucoup plus grandes que celles prévues pour l'état 2p. Cette remarque doit aussi être valable pour les autres états ns et np avec n>2.

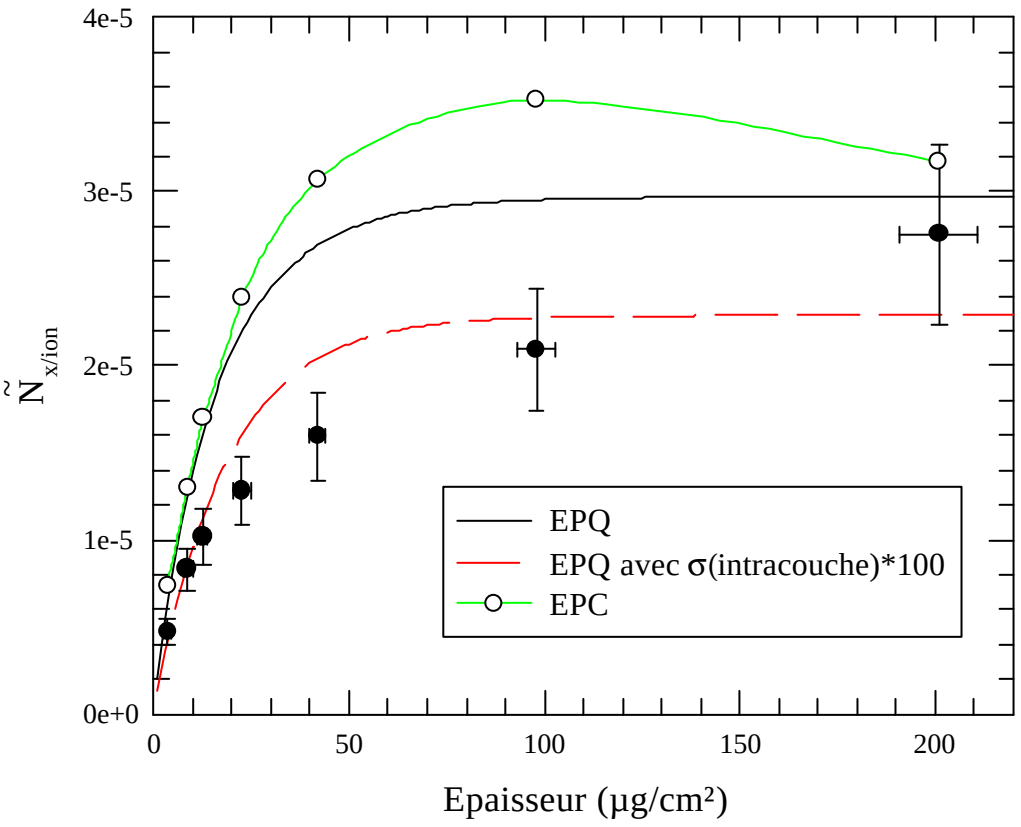


Figure V-27 : Comparaison entre les modèles et l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition 2E1 avec l'épaisseur de cible pour une distance derrière la cible de 40 mm.

En fait, si on reste dans cette approche, on ne peut reproduire l'expérience que moyennant une augmentation des sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire d'un facteur 100 (!) s'appliquant exclusivement aux couches internes, c'est-à-dire de n=2, 3 et 4. Le résultat du calcul correspondant est reporté figure V-28 ; on notera qu'un tel facteur permet aussi d'expliquer l'évolution de l'état 2s. Qu'il puisse exister une telle différence entre les sections efficaces calculées et la réalité semble hautement improbable. D'autres explications doivent être recherchées. En premier lieu, il pourrait se faire que le processus de capture soit en complet désaccord avec le calcul théorique CDW : cependant, il convient ici de rappeler que l'approximation CDW a été testée à plusieurs reprises en ce qui concerne la capture dans les états np pour des cibles gazeuses (§I-1-2). On peut aussi imaginer que le processus de capture dans les états nℓ est très différent en cibles solide et gazeuse, mais une explication de cette sorte est en contradiction avec les conclusions obtenues à l'issue des études précédentes effectuées dans le cas du krypton. Nous reviendrons sur ce point dans le prochain paragraphe, qui porte sur un test du processus de capture dans une couche n par l'intermédiaire des sections efficaces totales d'émission Lyman.

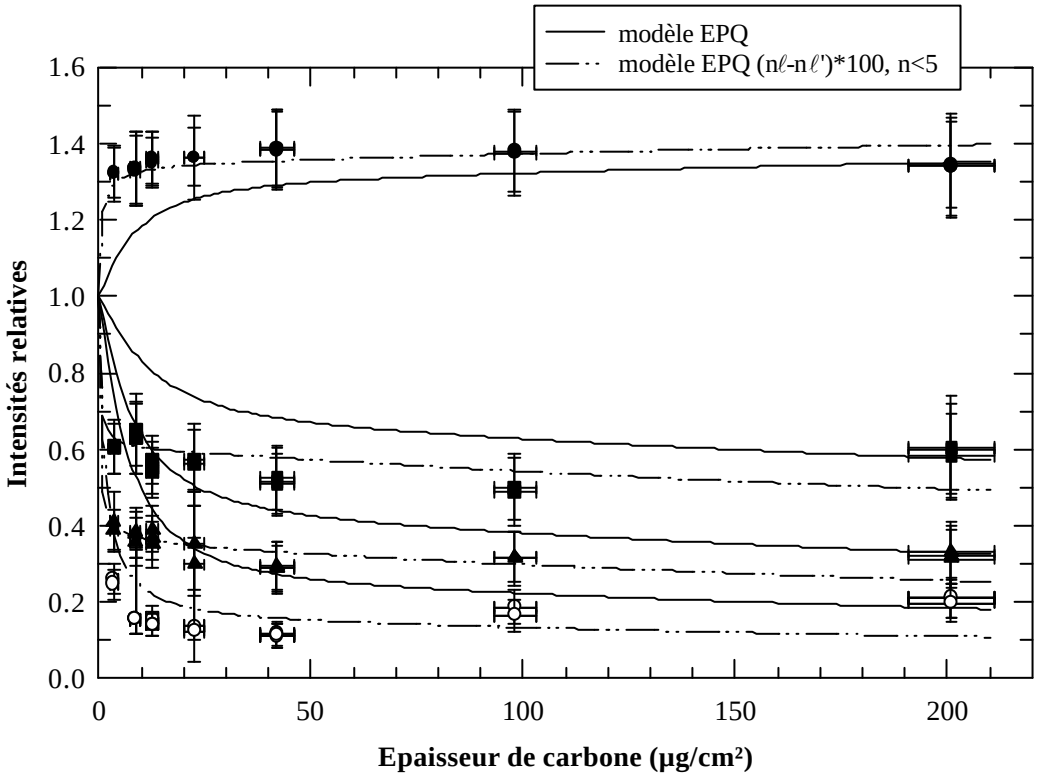


Figure V-28 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par l'Ar^{17+}(v_p=23 ua) avec l'épaisseur de carbone traversée. Pour le modèle EPQ, les sections efficaces d'excitation intracouche dipolaire sont multipliées par 100 pour n=2, 3 et 4.

D'autre part, il est aussi possible que la polarisation du milieu induite par l'ion intervienne pour provoquer un très fort mélange ℓ-ℓ' par l'intermédiaire de l'effet Stark qui peut coupler les niveaux nℓj de mêmes n, *j* et m_j (*Cassimi et al, 1993*). Rappelons que l'étude de l'évolution des composantes de structure fine de la transition Balmer α (n=3 $\rightarrow$ n=2) du Kr^{35+} (v_p=35 ua) (*Despiney 1994*, *Vernhet et al 1997 (1)*) avec le temps de transit de l'ion dans la cible a permis de mettre en évidence un battement quantique caractéristique d'un mélange Stark (§I-2-1). Les effets observés lors de ce type d'étude sont très sensibles aux valeurs des cohérences de la matrice densité(*) décrivant les processus élémentaires de création des états excités (la capture). Les résultats obtenus ont d'ailleurs montré que la théorie CDW n'est pas en mesure de prévoir correctement ces termes de cohérence. Nous avons reporté, sur la figure V-29, l'évolution de la population de l'état $3p^{Stark}$ normalisé à sa valeur en gaz $3p^{gaz}$ en fonction de l'épaisseur de cible traversée, telle qu'elle est prédite par le modèle de réponse collective (Stark) dans le cas du krypton, et pour diverses valeurs de la cohérence $3s_0 3p_0$ (les résultats expérimentaux sont en accord avec une valeur presque purement réelle de cette cohérence).

Sur la figure V-30, nous avons tracé cette évolution dans le cas de l'état 2p se mélangeant avec 2s de l'Ar^{17+} (v_p = 23 ua). Quelle que soit la valeur utilisée pour la cohérence, un mélange ℓ-ℓ' beaucoup plus important que pour l'état 3p du Kr^{35+} est prévu et ce mélange est très fort dès les 10 premiers $\mu g/cm^2$ de carbone traversé. On peut donc envisager d'expliquer le désaccord entre l'évolution des intensités relatives des transitions Lyman et le modèle EPQ par l'effet Stark induit par la polarisation du milieu. Le calcul des intensités relatives des transitions Lyman est cependant beaucoup plus compliqué que celui qui avait été fait dans le cas du krypton pour les intensités relatives des transitions Balmer. On ne peut, en effet, pas se contenter dans ce cas du calcul d'une seule matrice réduite 2x2, alors qu'un tel modèle simplifié était suffisant dans le cas précédent. Un modèle beaucoup plus complet, utilisant le formalisme des équations de Bloch, est actuellement en cours d'élaboration, mais il n'est pas encore opérationnel.

(*) Les éléments diagonaux de la matrice densité appelés populations des états n, *j*, m_j sont proportionnels aux sections efficaces de capture pour l'état n, *j*, m_j. Les termes non diagonaux qui peuvent être des nombres complexes traduisent les effets d'interférence entre états ; ces termes sont désignés sous le nom de cohérences.

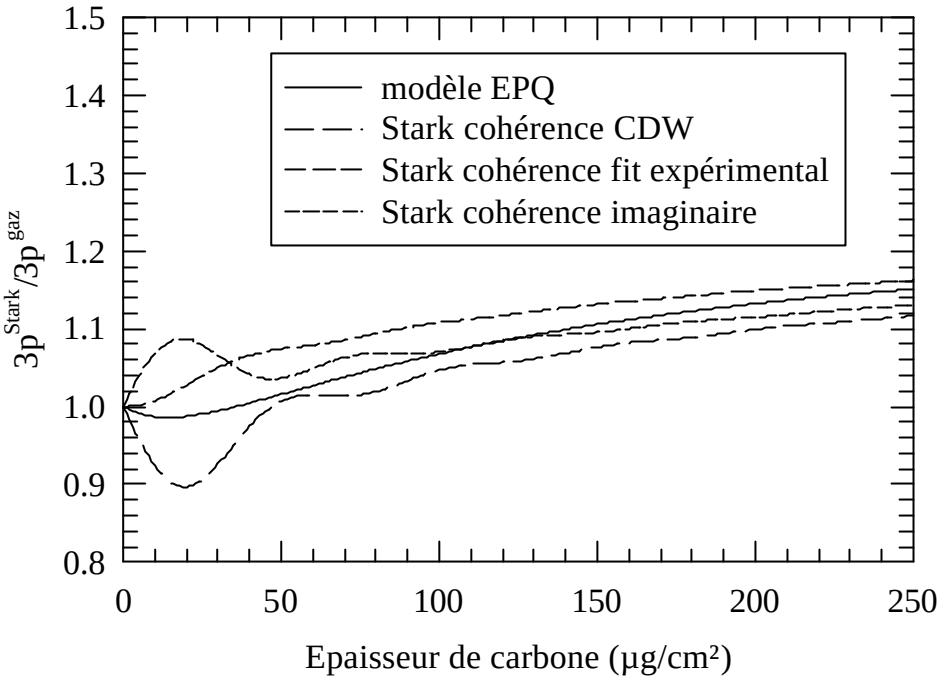


*Figure V-29 : Evolution, selon le modèle de réponse collective, de la population de l'état **3p** se mélangeant par effet Stark avec l'état **3s** pour le Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée.*

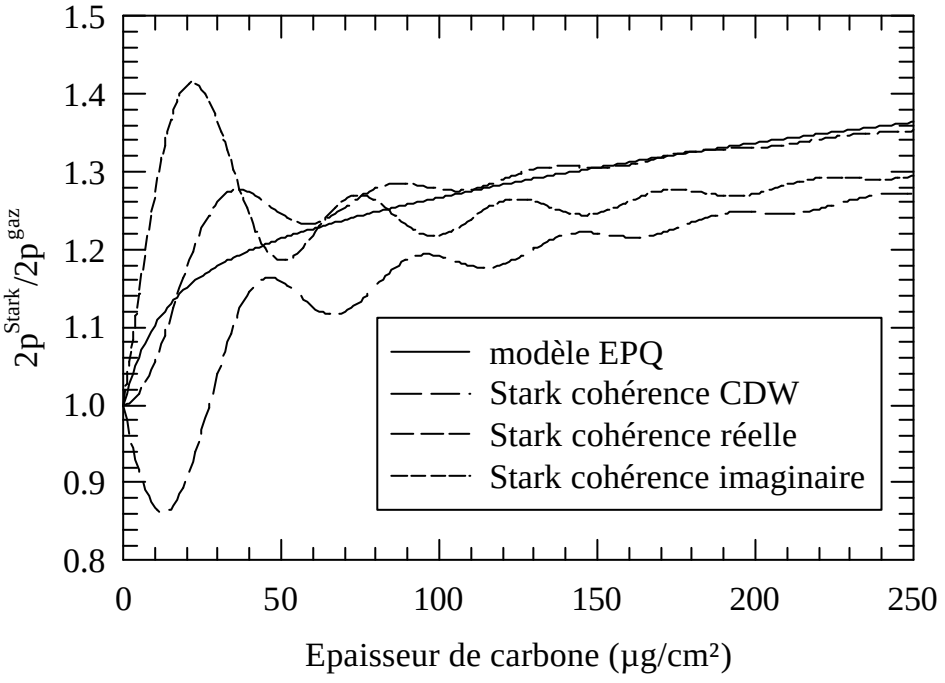


*Figure V-30 : Evolution, selon le modèle de réponse collective de la population de l'état **2p** se mélangeant par effet Stark avec l'état **2s** pour l'Ar^{17+} (v_p=23 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée.*

2) Comparaison du modèle EPQ avec les sections efficaces totales d'émission Lyman

Sur la figure V-31, nous avons comparé les résultats présentés au paragraphe III-3-3-2 aux prédictions des modèles EPQ et EPC. Les deux modèles reproduisent de façon assez satisfaisante la forme globale de l'évolution observée, mais se situent de façon systématique à la limite inférieure des barres d'erreur.

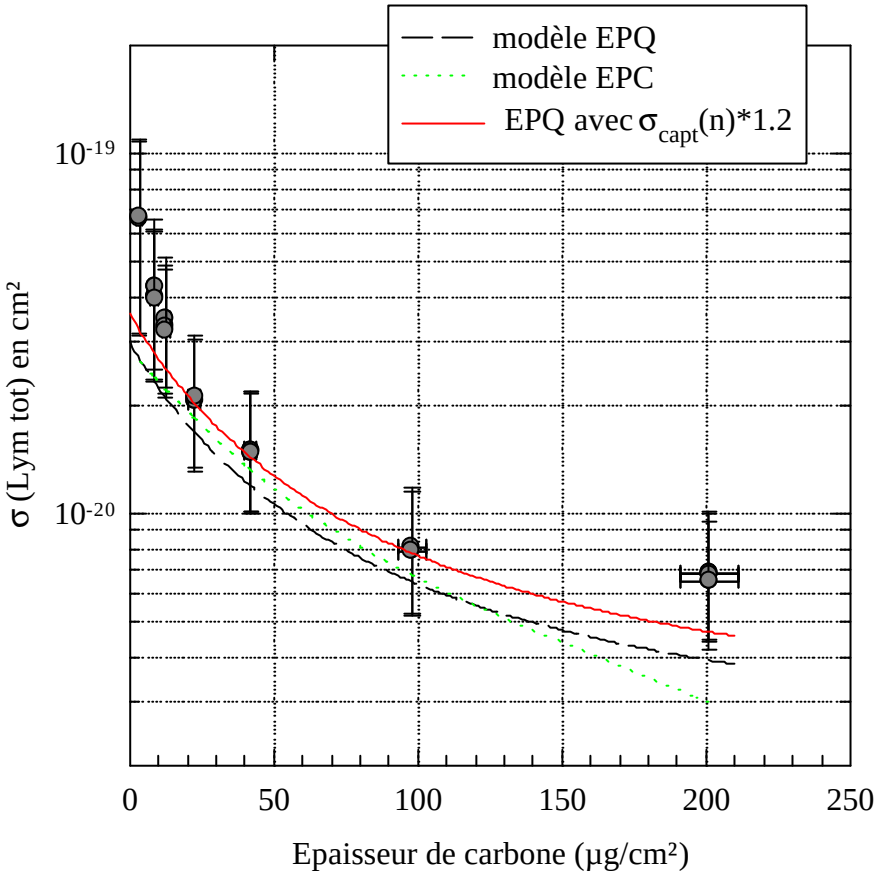


Figure V-31 : Comparaison de l'évolution de la section efficace totale d'émission Lyman de l' Ar^{17+}(v_p=23 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone avec les valeurs des modèles EPQ et EPC.

Une comparaison plus précise des deux modèles permet, une fois de plus, de constater que le modèle EPC prévoit une évolution des sections efficaces totales d'émission de Lyman, sensible à la seule population des états internes, très semblable à celle du modèle EPQ sur les 100 premiers µg/cm². Rappelons que ces deux modèles sont comparables puisqu'une faible proportion des états se désexcitent à l'intérieur de la cible et que les effets quantiques jouent un rôle beaucoup moins important que dans le cas du krypton. Un examen plus détaillé montre cependant quelques différences entre les deux modèles. Celles-ci sont semblables à

celles que nous avons exposées et discutées au chapitre IV (§IV-3-2) : pour ces états de n petit, les populations prédites par le modèle EPC sont très semblables à celles du modèle EPQ à petite épaisseur de cible et légèrement plus petites à grande épaisseur. La valeur prédite par EPC à 201 µg/cm² est cependant nettement plus faible que celle obtenue avec EPQ. Cet écart pourrait signifier que les sections efficaces globales d'ionisation des états internes sont surestimées dans le modèle EPC.

Une comparaison précise entre l'expérience et les modèles montre que les points expérimentaux correspondent globalement à des valeurs plus élevées que celles prédites par les modèles. Plusieurs raisons peuvent être évoquées pour expliquer cette différence :

i) Lorsqu'on s'intéresse à la détermination de sections efficaces absolues, l'incertitude associée à l'efficacité de détection joue un grand rôle (voir §III-3-3-1); ces valeurs pour le détecteur Ge peuvent être sous-estimées de 20% dans la gamme d'énergie de 3 keV, où l'efficacité varie énormément (voir figure II-16, §II-3-2-2).

ii) Les valeurs théoriques des sections efficaces de capture peuvent être légèrement trop faibles : une augmentation de 20% des valeurs prédites par CDW suffit à améliorer nettement l'accord expérience-théorie (voir figure V-31).

Néanmoins, on peut remarquer que les valeurs expérimentales obtenues pour les cibles les plus fines sont très au dessus des valeurs théoriques (même si elles restent à la limite des barres d'erreur). Ce comportement peut, là aussi, être lié au rôle joué par la réponse collective du milieu : le calcul concernant les intensités relatives des transitions Lyman, présenté figure V-30, conduit également à prévoir une forte augmentation de la section efficace totale d'émission de transition Lyman pour ces faibles épaisseurs. La seule considération du mélange 2s-2p conduit en effet à prévoir pour le cas considéré ici une augmentation de l'ordre de 20% de cette section efficace aux épaisseurs voisines de 10 µg/cm². Bien qu'un calcul complet ne soit pas encore possible actuellement, ce point mérite d'être examiné plus en détail dans l'avenir.

Pour terminer, on remarquera que l'ensemble de nos résultats peut s'expliquer sans qu'il soit nécessaire d'invoquer une différence gaz-solide dans le processus primaire de capture.

CONCLUSION

Le travail présenté dans cette thèse s'insère dans le cadre de la Physique des interactions ion-matière. Notre étude est axée sur l'examen expérimental, par la méthode de spectroscopie faisceau-lame, des intensités Lyman hydrogénoï des $np \rightarrow 1s$ et $2s \rightarrow 1s$ émises par l'ion projectile après traversée de cibles solides. Cette étude permet, en fait, d'avoir accès indirectement à la population, en sortie de cible, des états excités de l'ion projectile.

L'expérience décrite ici a été réalisée sur la ligne Sortie Moyenne Energie du GANIL avec des ions projectiles Ar^{18+} de 13,6 MeV/u (v_p=23 ua) et des cibles solides de carbone . Ce système de collision nous a permis *i)* de couvrir le domaine allant de la collision unique à l'équilibre des populations des états de l'ion projectile grâce à une large gamme d'épaisseur de cible (3 à 200 µg/cm²) et *ii)* de différencier le processus primaire (ici la capture) de peuplement des états excités (phase de population d'états à un électron) des processus collisionnels, intervenant lors de la phase de transport de l'ion jusqu'à la sortie de la cible.

Le but premier de ce travail était de s'intéresser à **l'évolution des intensités des transitions Lyman avec le temps de vol t de l'ion derrière la cible**. Afin d'interpréter cette évolution, très sensible à la population des **états externes** de l'ion, une analyse complète du transport des états excités dans la cible solide s'est imposée.

Pour simuler ce transport, nous avons, tout d'abord, adapté au système de collision Ar^{18+}(v_p=23 ua)$\rightarrow$ C le modèle du **« transport classique »** (*Burgdörfer 1989, Burgdörfer et al 1989 et 1990*), déjà testé pour d'autres systèmes de collision (*Betz et al 1983, Braithwaite et al 1975, Can et al 1987, Dybdal et al 1986, Kemmler et al 1991,1992, Richard 1973, Roschenthaler et al 1983, Rothermel et al 1982*) mais uniquement à l'équilibre des populations et pour les transitions Lyman $2p \rightarrow 1s$ et $3p \rightarrow 1s$. Le but ici était de tester ce modèle dans un régime hors équilibre pour les transitions Lyman $np \rightarrow 1s$ (avec n variant de n=2 à $\sum_{5}^{\infty} np$) et pour la transition de type 2E1, $2s \rightarrow 1s$. Notons que ce modèle de type collisionnel, (l'ion projectile subit une succession de collisions dans le solide), dit modèle EPC, s'appuie sur une description classique de l'espace des phases. Les comparaisons avec

l'expérience montrent que ce modèle prévoit, de façon tout à fait satisfaisante, l'évolution des intensités des transitions Lyman 2p→1s et 3p→1s avec le temps de vol et ceci pour une large gamme d'épaisseur de cible pour laquelle l'équilibre des populations n'est encore pas atteint. De plus, il permet d'introduire un grand nombre d'états n et nous avons pu montrer que la convergence des calculs, pour de très grands temps de vol, ne se faisait pas avant n=30. Cependant ce modèle surestime l'intensité des transitions np→1s avec n>3 quelle que soit l'épaisseur de cible. On peut donc conclure que le modèle EPC reflète correctement la population des états de grand n et de grand ℓ (états qui vont cascader sur les états 2p et 3p) et qu'il surestime la population des états de moment angulaire ℓ petit (états qui vont cascader sur les états np avec n>3).

D'un autre côté, nous avons amélioré le modèle d'**équations d'évolution** en calculant et en introduisant les sections efficaces d'excitation intercouche et d'excitation intracouche de type non dipolaire jusqu'à n=6. Notons que ces processus, qui n'étaient pas considérés jusqu'à maintenant dans la phase transport, vont, au même titre que le processus d'excitation intracouche de type dipolaire, introduit lui jusqu'à n=10, contribuer au mélange des moments angulaires ℓ. Contrairement au modèle EPC, ce modèle, dit modèle EPQ, utilise une description quantique de l'espace des phases. Une comparaison avec l'évolution des intensités des transitions Lyman retardées permet d'affirmer qu'un tel modèle, qui ne semblait pas adapté pour refléter la population des états externes de l'ion, peut reproduire très correctement la population des états de ℓ petit (c'est-à-dire l'évolution avec le temps de vol des transitions np→1s avec n>3). En ce qui concerne les transitions 2p→1s et 3p→1s, ce modèle semble, en fait, simplement limité par le nombre de sections efficaces que l'on a calculées, et donc par le nombre de couches n du projectile que l'on est capable de prendre en compte.

Puisque ces modèles, tous deux de type collisionnel, prévoient correctement - dans leurs limites respectives - la population des états externes, nous nous sommes aussi intéressé à **l'évolution des intensités relatives des transitions Lyman** normalisées à leur valeur en gaz **avec le temps de transit de l'ion dans la cible** - évolution sensible cette fois-ci à la population des **états internes**. Nous avons, là aussi, comparé ces résultats expérimentaux avec les deux modèles. L'écart expérience - théorie ne semble pouvoir s'interpréter que par un très fort mélange $\ell \rightarrow \ell'$ ($\ell' > \ell$) des états. Ce mélange est beaucoup plus grand dans le cas présent que dans le cas Kr^{36+} (33,2 MeV/u) → C étudié précédemment (*Nicolaï 1990, Nicolaï*

et al 1990, Despiney et al 1993, Despiney 1994). Il n'est reflété par aucun des deux modèles qui sont par ailleurs parfaitement en accord. Il ne semble pourtant pas possible d'expliquer ce désaccord entre les modèles et l'expérience par l'existence d'une différence gaz - solide dans le processus primaire de peuplement par capture des états excités. En effet, l'évolution des sections efficaces totales d'émission Lyman avec l'épaisseur de cible (évolution qui permet de tester les sections efficaces totales des divers processus) prédite par les modèles est globalement en accord avec les valeurs expérimentales, notamment à épaisseur nulle où seule la section efficace de capture intervient. On n'a relevé qu'un écart de 20% entre la théorie et l'expérience.

Deux raisons peuvent être envisagées pour expliquer le désaccord entre les modèles et l'évolution expérimentale des rapports d'intensité des transitions Lyman avec le temps de transit de l'ion dans la cible :

1) la première est celle qui avait déjà été évoquée dans le cas du Kr^{36+} (33,2 MeV/u) $\rightarrow$ C. On peut penser que les sections efficaces contribuant aux mélanges des moments angulaires (excitation intracouche et intercouche) sont mal évaluées. A ce titre, il sera intéressant de pouvoir réaliser expérimentalement des collisions ion - ion avec plus ou moins d'électrons sur la cible afin d'étudier le rôle des électrons cibles avec précision et de quantifier leur influence (effet d'antiécrantage) sur les sections efficaces d'excitation ou d'ionisation. Cependant, même si on a des doutes sur l'approximation que l'on a faite pour traiter le terme d'antiécrantage dans le calcul Born I utilisé dans EPQ, les valeurs des sections efficaces calculées sont semblables à celles que l'on peut extraire du modèle EPC - traitement différent, faisant ici intervenir la réponse diélectrique du milieu sur l'électron projectile. Par ailleurs, dans le cas de l'argon, pour simuler ce mélange, nous avons été obligés de multiplier les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire par un facteur 100 ! pour les niveaux internes (n=2, 3 et 4). Qu'on sous-estime d'un tel facteur ces sections efficaces semble hautement improbable.

2) la deuxième raison, correspond à l'interprétation avancée pour expliquer l'évolution des composantes de structure fine de la transition Balmer α ($3\ell \rightarrow 2\ell'$) du Kr^{35+} après traversée de cibles de carbone et de cuivre de différentes épaisseurs (*Despiney et al 1993, Despiney 1994, Vernhet et al 1997(1)*). Un mélange Stark entre les états $3s_{1/2}$ - $3p_{1/2}$ et $3p_{3/2}$ - $3d_{3/2}$ avait été observé et expliqué par l'établissement « instantané » d'un fort champ électrique (de l'ordre de 10^9 V/cm) induit par la polarisation du milieu répondant au passage de l'ion nu. Cet effet n'est pris en compte dans aucun des deux modèles utilisés et peut là aussi jouer un rôle

important. Pour évaluer son importance, nous avons effectué des calculs préliminaires grâce au modèle de réponse collective, développé dans le formalisme de la matrice densité. Les résultats obtenus montrent que le mélange ℓ-ℓ' est, dans cette approche, beaucoup plus fort dans le cas de l'argon sur la couche n=2 que dans le cas du krypton pour la couche n=3. A l'heure actuelle, le modèle de réponse collective est limité à une matrice à deux états et ne prend pas en compte parallèlement l'aspect collisionnel.

Afin de corroborer cette dernière hypothèse, des développements théoriques sont nécessaires. Dans le cas d'un traitement classique, on peut aussi envisager de tenir compte du champ de sillage via le potentiel d'interaction ion projectile - électron projectile. Ceci permettra de prendre en compte un effet supplémentaire contribuant au mélange des états, mais ne permet pas de traiter, pendant le transport, le mélange des cohérences relié à la phase de l'état initial. Pour expliquer l'évolution des populations des états internes, un traitement quantique unifié s'impose. Ce traitement, en cours de réalisation dans le cadre du formalisme de Bloch, devrait permettre une description unifiée des aspects collectifs et collisionnels du transport des états excités. Cependant, l'utilisation d'une base (n, j, m_j) et non plus (nℓ) complique grandement cette réalisation : par exemple pour la couche n=3 on passe de 3 états (3s, 3p, 3d) à 7 états n j m_j au minimum et de 3 équations différentielles à 13 (7 populations et 3 cohérences complexes).

Parallèlement à l'expérience et aux développements théoriques décrits dans cette thèse et toujours dans le cadre de l'étude de l'interaction ion - solide, j'ai participé à la conception et à la réalisation d'une expérience au GANIL axée sur l'étude de l'évolution de la population des sous états 3ℓ et 1s3ℓ (via l'observation des composantes de structure fine de la transition Balmer α (n=3$\rightarrow$n=2) par spectroscopie de haute résolution) du Kr^{35+} et Kr^{34+} (60 MeV/u) peuplés cette fois par le **processus de simple excitation**. Plusieurs types de cibles ont été utilisés tant solides que gazeuses : carbone, aluminium, et azote, argon, krypton. Les termes de cohérence étant prévus purement imaginaires lorsqu'on traite le processus primaire de simple excitation dans le cadre de l'approximation Born I, l'amplitude du battement observé devrait être beaucoup plus grande que dans le cas de la capture précédemment étudié. Ces données devraient ainsi permettre de déterminer la valeur du champ électrique responsable du mélange des états avec une plus grande précision. Une première analyse grossière des résultats obtenus montre que même avec une cible gazeuse, les rapports des populations des

états 3s, 3p, 3d prévus par l'approximation Born I ne reproduisent pas correctement l'expérience. De plus, les intensités des transitions Balmer en cible solide semblent évoluer plus rapidement avec l'épaisseur de cible traversée que ce que pouvait prévoir le modèle de la réponse collective. L'utilisation de cibles de différents numéros atomiques, devrait donner des informations quantitatives sur la variation des phases des états initiaux lorsque l'on s'écarte d'un régime purement perturbatif (cas des cibles gazeuses), ainsi que sur l'implication des électrons « internes » dans la réponse collective du milieu (cas des cibles solides). L'analyse complète de tous ces résultats intéressants fera l'objet d'une prochaine thèse.

ANNEXES

Annexe I - a

Evolution du nombre de photons émis par ion en fonction de la distance parcourue derrière la cible pour chacune des transitions Lyman étudiées.

$$N_{X/ion} = N_{norm} \frac{1{,}6\ 10^{-19} \times q}{10^{-10} \times T_{glob.}} \qquad \text{III(6)}$$

Dans les 7 tableaux suivant, les chiffres entre parenthèse représentent l'erreur relative.

Cible de 3,5 µg/cm²

décalage moyen = 50 à 80 µm

D (mm) D=d+0,55	2p→1s	3p→1s	4p→1s	fin de série	2E1
41,15	2,68E-07 *(53%)*	-	-	-	4,71E-06 *(43%)*
31,15	4,43E-07 *(49%)*	-	-	-	5,00E-06 *(43%)*
21,15	8,80E-07 *(45%)*	-	-	-	5,49E-06 *(43%)*
11,15	1,33E-06 *(44%)*	7,65E-08 *(86%)*	-	7,34E-08 *(79%)*	4,93E-06 *(44%)*
11,15	1,54E-06 *(45%)*	1,40E-07 *(82%)*	-	8,36E-08 *(90%)*	5,36E-06 *(45%)*
6,15	5,55E-06 *(41%)*	3,11E-07 *(52%)*	8,85E-08 *(82%)*	2,00E-07 *(57%)*	6,80E-06 *(43%)*
3,15	1,64E-05 *(40%)*	1,15E-06 *(45%)*	3,56E-07 *(52%)*	6,92E-07 *(47%)*	8,26E-06 *(42%)*
2,15	3,45E-05 *(40%)*	2,52E-06 *(42%)*	8,06E-07 *(51%)*	1,51E-06 *(45%)*	8,71E-06 *(42%)*
1,65	6,18E-05 *(39%)*	5,12E-06 *(42%)*	1,67E-06 *(43%)*	2,85E-06 *(43%)*	10,2E-06 *(42%)*
1,35	9,58E-05 *(40%)*	8,56E-06 *(42%)*	2,94E-06 *(45%)*	4,61E-06 *(44%)*	10,4E-06 *(44%)*
1,25	1,15E-04 *(40%)*	1,06E-05 *(42%)*	3,50E-06 *(45%)*	5,53E-06 *(44%)*	10,9E-06 *(44%)*
1,15	1,41E-04 *(40%)*	1,29E-05 *(43%)*	4,86E-06 *(45%)*	6,65E-06 *(44%)*	11,4E-06 *(45%)*
1,05	1,77E-04 *(40%)*	1,66E-05 *(42%)*	6,88E-06 *(43%)*	8,19E-06 *(42%)*	9,73E-06 *(46%)*
0,95	2,44E-04 *(40%)*	2,62E-05 *(42%)*	7,35E-06 *(43%)*	1,17E-05 *(43%)*	10,1E-06 *(45%)*
0,85	3,69E-04 *(40%)*	3,89E-05 *(42%)*	1,16E-05 *(45%)*	1,71E-05 *(43%)*	11,7E-06 *(47%)*
0,75	5,35E-04 *(41%)*	5,75E-05 *(43%)*	1,71E-05 *(46%)*	2,50E-05 *(44%)*	9,84E-06 *(54%)*
0,65	6,51E-04 *(41%)*	7,01E-05 *(43%)*	1,90E-05 *(46%)*	3,20E-05 *(43%)*	9,59E-06 *(55%)*
0,55	6,58E-04 *(41%)*	7,14E-05 *(42%)*	2,23E-05 *(45%)*	3,00E-05 *(43%)*	9,20E-06 *(55%)*
0,45	5,80E-04 *(41%)*	6,42E-05 *(42%)*	1,99E-05 *(44%)*	2,60E-05 *(44%)*	5,29E-06 *(63%)*

Cible de 8,6 µg/cm²

décalage moyen = 2 à 5 µm

D (mm) D=d+0,55	2p→1s	3p→1s	4p→1s	fin de série	2E1
41,15	7,15E-07 *(33%)*	-	-	-	8,30E-06 *(30%)*
31,15	1,27E-06 *(31%)*	-	-	-	8,83E-06 *(29%)*
31,15	1,30E-06 *(35%)*	-	-	-	9,23E-06 *(32%)*
21,15	1,99E-06 *(31%)*	-	-	-	10,7E-06 *(30%)*
11,15	5,13E-06 *(28%)*	1,65E-07 *(48%)*	5,32E-08 *(74%)*	7,61E-08 *(65%)*	11,0E-06 *(29%)*
6,15	1,25E-05 *(28%)*	5,71E-07 *(34%)*	9,65E-08 *(57%)*	2,37E-07 *(42%)*	11,8E-06 *(29%)*
3,15	3,55E-05 *(28%)*	1,84E-06 *(34%)*	4,46E-07 *(40%)*	7,90E-07 *(37%)*	11,7E-06 *(30%)*
2,15	7,06E-05 *(27%)*	4,13E-06 *(30%)*	9,75E-07 *(38%)*	1,88E-06 *(33%)*	13,4E-06 *(30%)*
1,65	1,27E-04 *(28%)*	8,31E-06 *(31%)*	3,02E-06 *(34%)*	3,46E-06 *(34%)*	1,47E-05 *(31%)*
1,35	2,13E-04 *(28%)*	1,84E-05 *(30%)*	5,83E-06 *(32%)*	6,16E-06 *(33%)*	1,78E-05 *(32%)*
1,05	4,30E-04 *(28%)*	4,61E-05 *(29%)*	1,57E-05 *(31%)*	1,39E-05 *(31%)*	2,47E-05 *(32%)*
0,75	2,75E-03 *(28%)*	3,75E-04 *(29%)*	1,39E-04 *(30%)*	8,87E-05 *(31%)*	-
0,65	3,38E-03 *(28%)*	4,85E-04 *(29%)*	1,53E-04 *(33%)*	1,14E-04 *(31%)*	-
0,55	3,83E-03 *(28%)*	5,66E-04 *(31%)*	1,96E-04 *(33%)*	1,28E-04 *(32%)*	-
0,35	2,60E-03 *(28%)*	3,54E-04 *(29%)*	1,40E-04 *(32%)*	8,81E-05 *(31%)*	-

Cible de 12,6 µg/cm²

décalage moyen = 250 à 300 µm

D (mm) D=d+0,55	2p→1s	3p→1s	4p→1s	fin de série	2E1
40,55	1,14E-06 *(29%)*	-	-	-	10,2E-06 *(26%)*
35,55	1,39E-06 *(26%)*	-	-	-	10,6E-06 *(25%)*
20,55	2,40E-06 *(27%)*	-	-	-	12,1E-06 *(26%)*
10,55	6,68E-06 *(24%)*	2,75E-07 *(43%)*	-	1,08E-07 *(71%)*	13,3E-06 *(26%)*
5,55	1,65E-05 *(23%)*	6,66E-07 *(36%)*	1,08E-07 *(66%)*	2,72E-07 *(47%)*	1,46E-05 *(25%)*
2,55	5,15E-05 *(23%)*	2,49E-06 *(26%)*	5,71E-07 *(42%)*	1,09E-06 *(30%)*	1,53E-05 *(25%)*
1,55	1,08E-04 *(23%)*	5,74E-06 *(26%)*	1,74E-06 *(30%)*	2,56E-06 *(30%)*	1,58E-05 *(27%)*
1,05	2,01E-04 *(23%)*	1,30E-05 *(26%)*	3,28E-06 *(29%)*	5,99E-06 *(28%)*	1,74E-05 *(27%)*
0,75	3,62E-04 *(23%)*	2,75E-05 *(24%)*	9,01E-06 *(26%)*	1,14E-05 *(25%)*	1,87E-05 *(27%)*
0,65	4,41E-04 *(23%)*	3,53E-05 *(25%)*	1,01E-05 *(27%)*	1,44E-05 *(25%)*	1,77E-05 *(28%)*
0,55	4,57E-04 *(23%)*	3,82E-05 *(25%)*	9,24E-06 *(27%)*	1,53E-05 *(26%)*	1,67E-05 *(29%)*
0,45	3,92E-04 *(23%)*	3,22E-05 *(24%)*	9,65E-06 *(26%)*	1,23E-05 *(25%)*	13,4E-06 *(29%)*
0,15	7,12E-05 *(23%)*	6,44E-06 *(30%)*	1,61E-06 *(42%)*	2,24E-06 *(38%)*	-

Cible de 22,5 µg/cm²

décalage moyen = 400 à 500 µm

D (mm) D=d+0,55	2p→1s	3p→1s	4p→1s	fin de série	2E1
40,55	1,82E-06 *(28%)*	-	-	-	1,27E-05 *(26%)*
20,55	3,96E-06 *(25%)*	-	-	-	1,42E-05 *(25%)*
10,55	9,54E-06 *(24%)*	2,66E-07 *(47%)*	-	-	1,60E-05 *(25%)*
5,55	2,06E-05 *(23%)*	7,60E-07 *(34%)*	1,45E-07 *(61%)*	2,85E-07 *(43%)*	1,61E-05 *(25%)*
2,55	5,71E-05 *(23%)*	2,70E-06 *(28%)*	6,04E-07 *(36%)*	1,05E-06 *(33%)*	1,88E-05 *(24%)*
1,55	1,07E-04 *(23%)*	5,27E-06 *(25%)*	1,53E-06 *(32%)*	2,41E-06 *(29%)*	1,71E-05 *(25%)*
1,15	1,54E-04 *(23%)*	9,05E-06 *(31%)*	2,07E-06 *(45%)*	3,52E-06 *(35%)*	1,91E-05 *(31%)*
0,95	1,97E-04 *(23%)*	1,12E-05 *(31%)*	4,55E-06 *(36%)*	4,34E-06 *(33%)*	2,30E-05 *(30%)*
0,75	2,65E-04 *(23%)*	1,63E-05 *(29%)*	7,04E-06 *(34%)*	6,51E-06 *(31%)*	2,41E-05 *(29%)*
0,65	4,22E-04 *(23%)*	2,96E-05 *(26%)*	9,03E-06 *(31%)*	1,10E-05 *(27%)*	2,60E-05 *(28%)*
0,55	4,61E-04 *(23%)*	3,54E-05 *(25%)*	1,05E-05 *(29%)*	1,23E-05 *(27%)*	2,08E-05 *(29%)*
0,45	4,25E-04 *(23%)*	3,29E-05 *(26%)*	9,83E-06 *(29%)*	1,26E-05 *(28%)*	1,13E-05 *(32%)*
0,35	2,30E-04 *(23%)*	1,72E-05 *(28%)*	6,29E-06 *(33%)*	6,46E-06 *(29%)*	1,29E-05 *(33%)*
0,15	3,86E-05 *(25%)*	2,93E-06 *(41%)*	1,39E-06 *(59%)*	6,82E-07 *(75%)*	-

Cible de 42 µg/cm²

décalage moyen = 0 µm

D (mm) D=d+0,55	2p→1s	3p→1s	4p→1s	fin de série	2E1
39,85	2,51E-06 *(23%)*	-	-	-	1,60E-05 *(21%)*
29,85	3,50E-06 *(22%)*	-	-	-	1,76E-05 *(21%)*
19,85	5,76E-06 *(20%)*	1,72E-07 *(63%)*	-	-	1,74E-05 *(21%)*
9,85	1,38E-05 *(19%)*	5,82E-07 *(38%)*	-	1,76E-07 *(59%)*	1,86E-05 *(20%)*
5,35	2,72E-05 *(22%)*	1,12E-06 *(35%)*	1,73E-07 *(86%)*	4,26E-07 *(53%)*	-
4,85	3,79E-05 *(17%)*	1,49E-06 *(24%)*	2,49E-07 *(48%)*	5,01E-07 *(34%)*	1,83E-05 *(19%)*
2,75	8,21E-05 *(20%)*	3,61E-06 *(31%)*	8,71E-07 *(42%)*	1,71E-06 *(31%)*	-
1,85	2,17E-04 *(17%)*	1,28E-05 *(19%)*	3,08E-06 *(24%)*	4,89E-06 *(21%)*	1,70E-05 *(23%)*
1,75	2,28E-04 *(21%)*	1,28E-05 *(26%)*	4,36E-06 *(24%)*	4,72E-06 *(22%)*	-
1,35	5,53E-04 *(18%)*	4,87E-05 *(20%)*	1,31E-05 *(22%)*	1,29E-05 *(23%)*	-
1,35	5,63E-04 *(18%)*	4,82E-05 *(26%)*	1,43E-05 *(37%)*	1,23E-05 *(40%)*	-
0,85	8,96E-03 *(17%)*	1,16E-03 *(18%)*	3,21E-04 *(20%)*	1,47E-04 *(23%)*	-
0,65	1,68E-02 *(17%)*	2,18E-03 *(18%)*	6,25E-04 *(19%)*	2,79E-04 *(21%)*	-
0,55	1,76E-02 *(18%)*	2,30E-03 *(20%)*	7,28E-04 *(21%)*	2,37E-04 *(24%)*	-
0,45	1,58E-02 *(17%)*	2,12E-03 *(19%)*	5,94E-04 *(20%)*	2,44E-04 *(22%)*	-
0,35	1,24E-02 *(17%)*	1,64E-03 *(19%)*	4,87E-04 *(20%)*	1,74E-04 *(22%)*	-

Cible de 98 µg/cm²

décalage moyen = 0 µm

D (mm) D=d+0,55	2p	3p	4p	fin de série	2E1
40,05	2,79E-06 *(25%)*	-	-	-	2,10E-05 *(22%)*
35,05	3,38E-06 *(24%)*	2,92E-07 *(67%)*	-	-	2,07E-05 *(22%)*
20,05	5,56E-06 *(22%)*	2,85E-07 *(65%)*	-	-	2,26E-05 *(21%)*
10,05	1,43E-05 *(20%)*	6,92E-07 *(43%)*	-	3,05E-07 *(71%)*	2,26E-05 *(21%)*
5,05	3,82E-05 *(19%)*	1,40E-06 *(33%)*	3,99E-07 *(70%)*	3,92E-07 *(65%)*	2,20E-05 *(23%)*
2,65	8,10E-05 *(20%)*	3,90E-06 *(24%)*	6,58E-07 *(45%)*	1,51E-06 *(32%)*	-
2,05	1,74E-04 *(19%)*	8,61E-06 *(24%)*	2,04E-06 *(40%)*	3,61E-06 *(29%)*	2,74E-05 *(25%)*
1,65	1,98E-04 *(19%)*	9,97E-06 *(31%)*	3,52E-06 *(26%)*	4,26E-06 *(28%)*	-
1,05	1,42E-03 *(18%)*	1,47E-04 *(21%)*	3,30E-05 *(24%)*	3,62E-05 *(24%)*	-
1,05	1,42E-03 *(18%)*	1,45E-04 *(20%)*	3,77E-05 *(23%)*	3,41E-05 *(24%)*	-
0,85	8,24E-03 *(18%)*	9,71E-04 *(19%)*	2,71E-04 *(22%)*	1,54E-04 *(25%)*	-
0,75	1,46E-02 *(18%)*	1,74E-03 *(20%)*	5,68E-04 *(23%)*	2,34E-04 *(28%)*	-
0,65	1,93E-02 *(18%)*	2,35E-03 *(19%)*	7,21E-04 *(22%)*	3,29E-04 *(27%)*	-
0,55	2,16E-02 *(18%)*	2,61E-03 *(20%)*	7,55E-04 *(25%)*	3,90E-04 *(29%)*	-
0,35	1,70E-02 *(18%)*	2,14E-03 *(20%)*	5,74E-04 *(24%)*	2,99E-04 *(28%)*	-
0,25	1,14E-02 *(18%)*	1,46E-03 *(20%)*	3,70E-04 *(23%)*	1,65E-04 *(30%)*	-

Cible de 201 µg/cm²

décalage moyen = 200 µm

D (mm) D=d+0,55	2p→1s	3p→1s	4p→1s	fin de série	2E1
40,55	3,31E-06 *(29%)*	-	-	-	2,76E-05 *(24%)*
20,55	7,32E-06 *(23%)*	-	-	-	2,73E-05 *(23%)*
10,55	1,70E-05 *(21%)*	7,37E-07 *(52%)*	-	-	2,70E-05 *(23%)*
5,55	3,58E-05 *(19%)*	1,80E-06 37%	-	-	2,64E-05 *(23%)*
2,75	8,04E-05 *(20%)*	3,49E-06 *(33%)*	6,57E-07 *(61%)*	1,62E-06 *(42%)*	-
2,55	1,05E-04 *(19%)*	5,46E-06 *(29%)*	6,65E-07 *(77%)*	2,23E-06 *(43%)*	2,77E-05 *(26%)*
1,75	1,68E-04 *(21%)*	8,91E-06 *(25%)*	2,22E-06 *(38%)*	3,50E-06 *(31%)*	-
1,65	1,91E-04 *(23%)*	1,16E-05 *(30%)*	2,64E-06 *(43%)*	4,33E-06 *(41%)*	-
1,55	2,35E-04 *(19%)*	1,33E-05 *(26%)*	2,91E-06 *(40%)*	5,73E-06 *(31%)*	3,40E-05 *(26%)*
1,05	4,84E-04 *(18%)*	3,95E-05 *(23%)*	1,18E-05 *(27%)*	1,19E-05 *(27%)*	2,97E-05 *(28%)*
0,75	9,05E-04 *(18%)*	8,08E-05 *(21%)*	2,33E-05 *(24%)*	2,61E-05 *(25%)*	-
0,55	1,49E-03 *(18%)*	1,57E-04 *(21%)*	3,93E-05 *(24%)*	4,86E-05 *(24%)*	-
0,45	1,45E-03 *(18%)*	1,53E-04 *(21%)*	4,10E-05 *(25%)*	4,79E-05 *(25%)*	-
0,35	1,21E-03 *(18%)*	1,24E-04 *(21%)*	3,63E-05 *(25%)*	3,57E-05 *(25%)*	-
0,15	5,04E-04 *(18%)*	5,48E-05 *(22%)*	1,16E-05 *(28%)*	1,80E-05 *(27%)*	-

Comparaison avec le modèle d'équations d'évolution (EPQ).

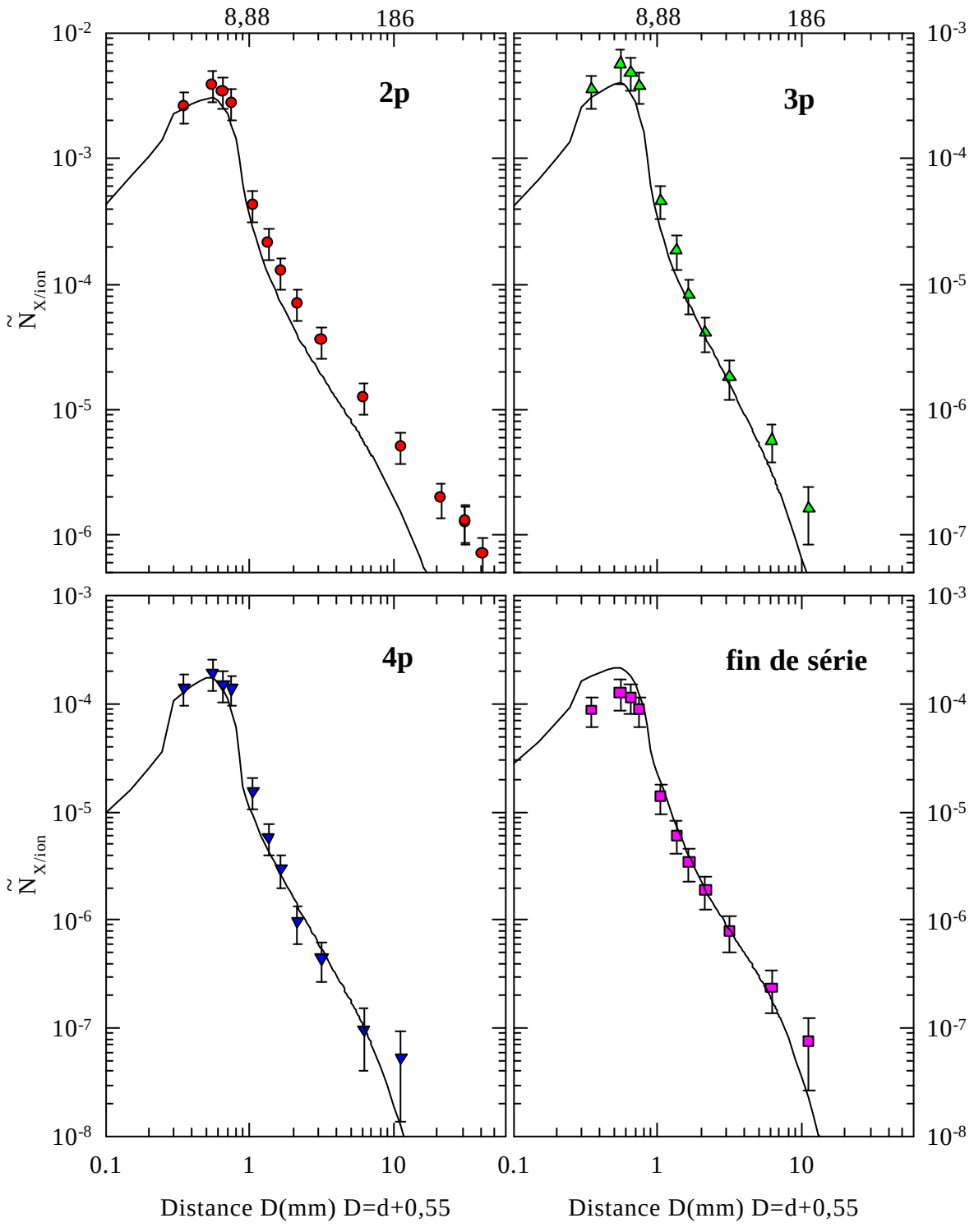


*Figure **A-Ia**-1 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.*

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**b**, Ly**g**, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **8,6 µg/cm²**.*

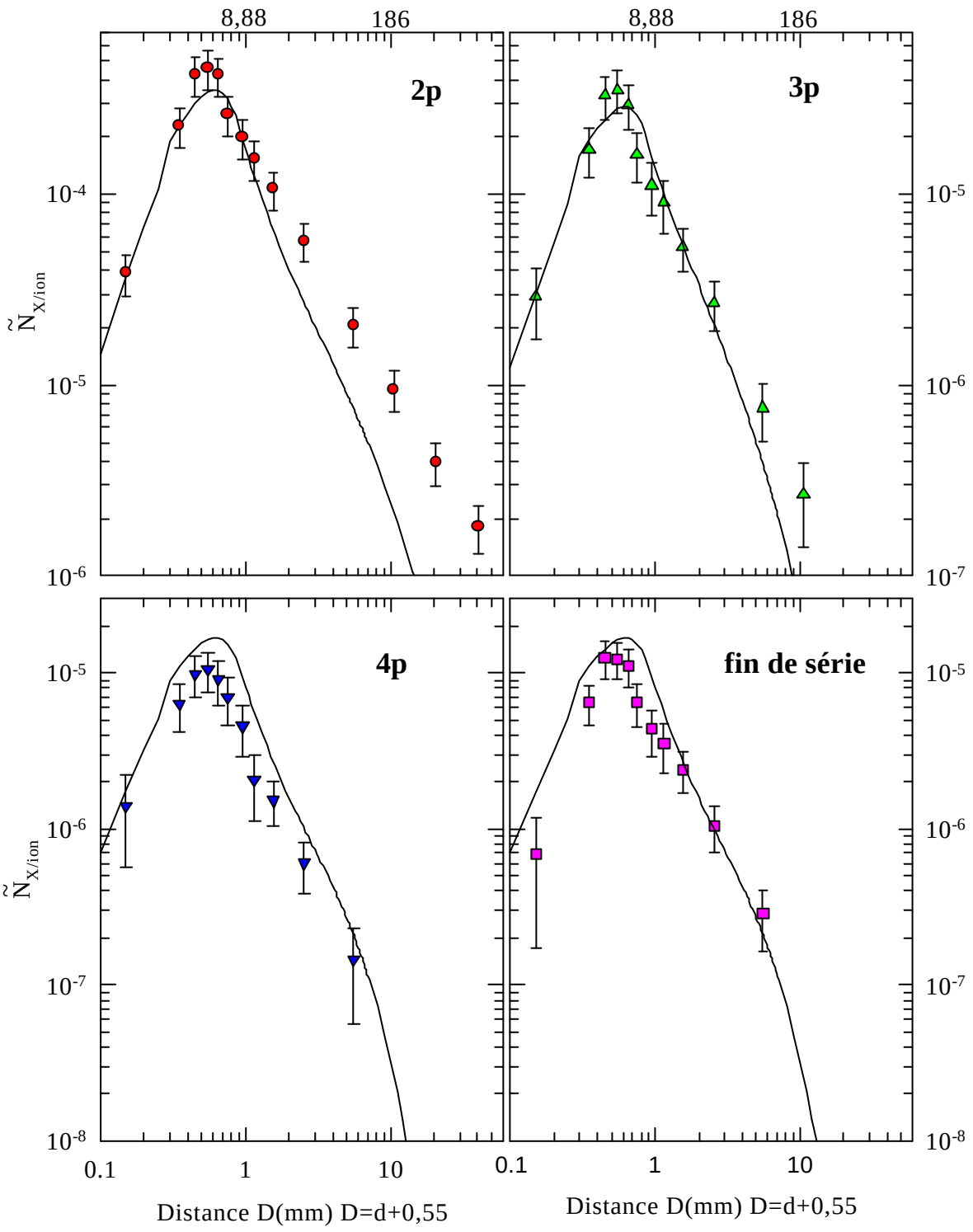


*Figure **A-Ia**-2 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.*

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**a**, Ly**b**, Ly**g**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **22,5 µg/cm^2**.*

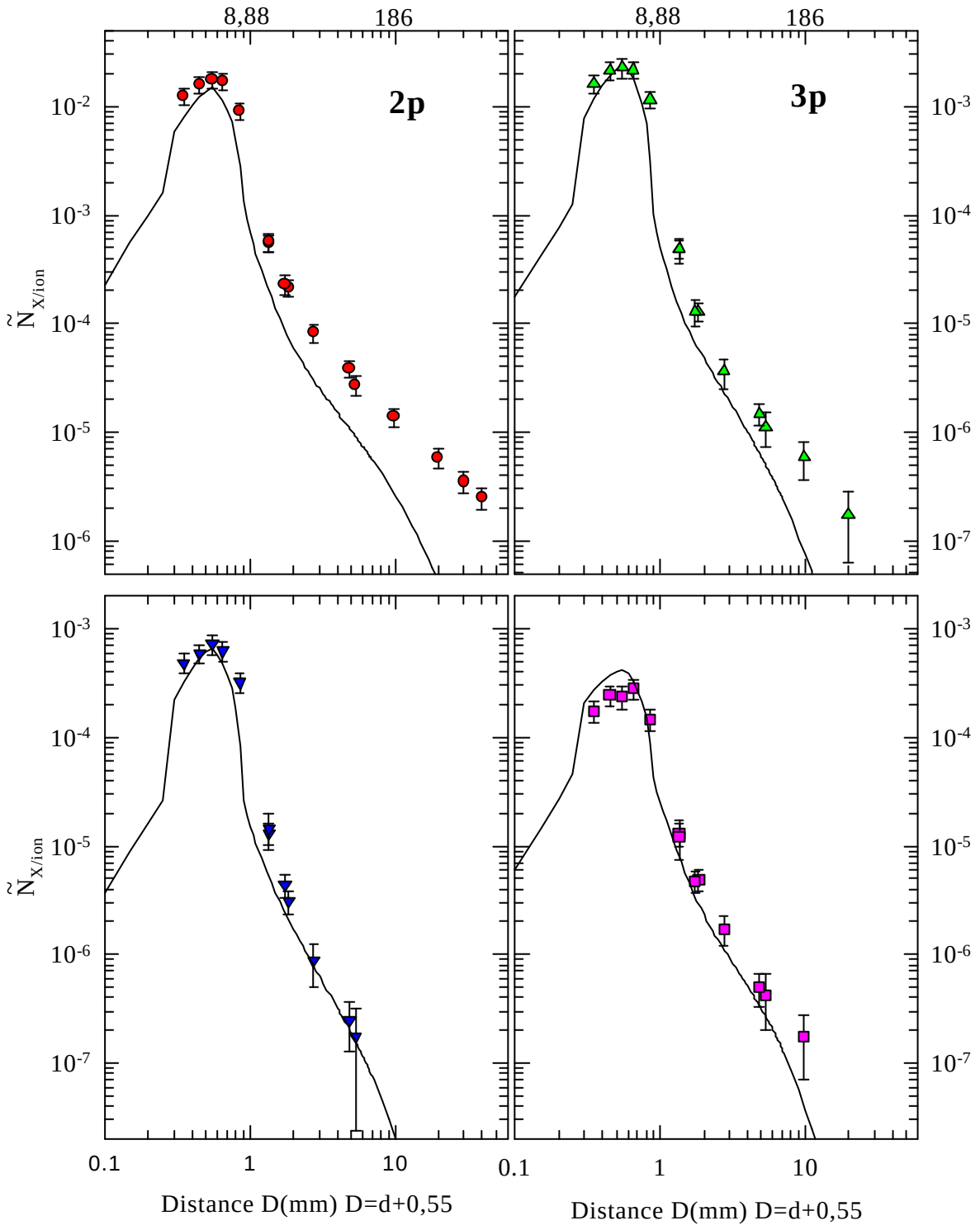


*Figure **A-Ia**-3 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.*

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **42 µg/cm^2**.*

Comparaison avec le modèle de « transport classique » (EPC).

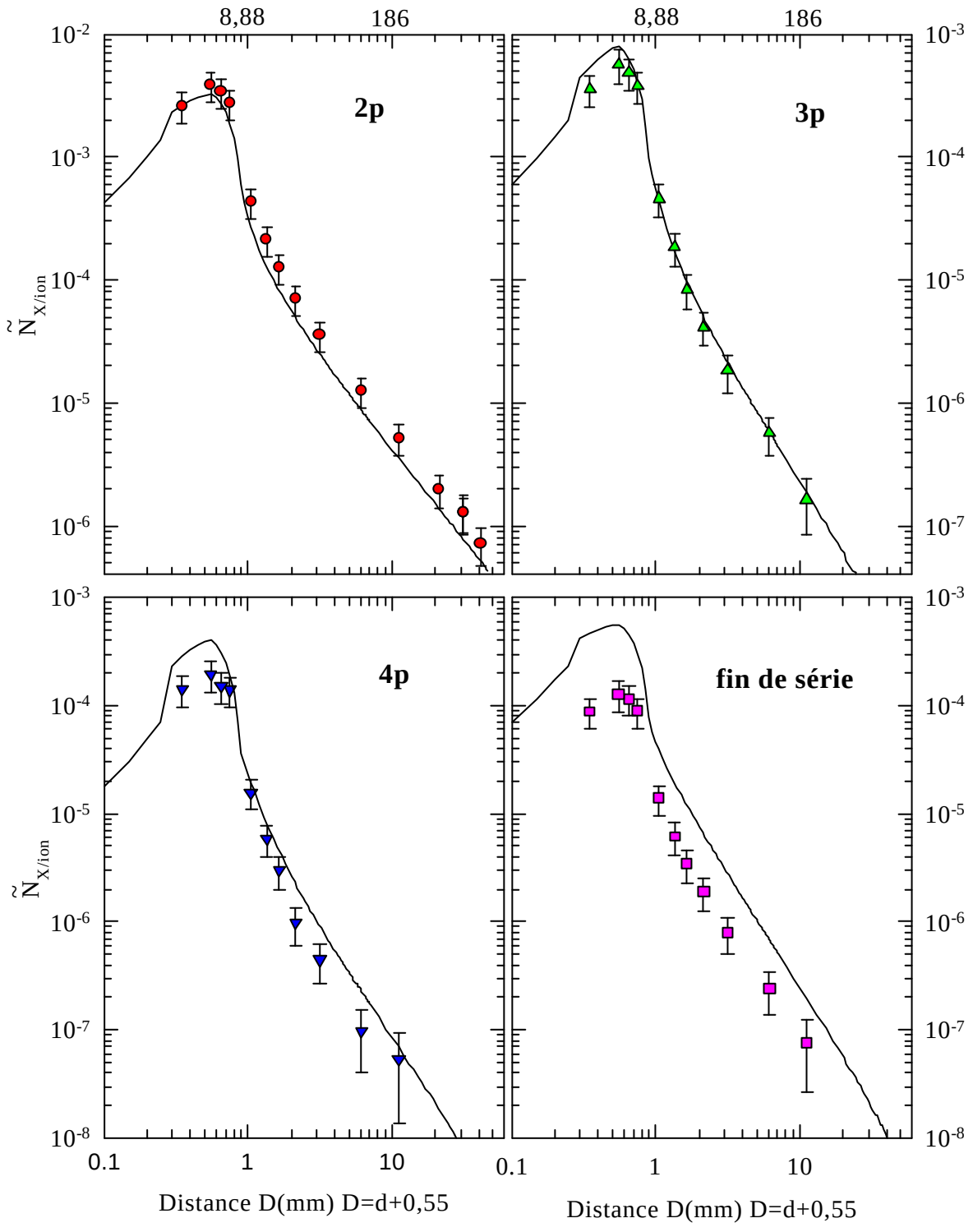


*Figure **A-Ia-4** : Comparaison modèle EPC - expérience.*

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et Ly$_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **8,6 µg/cm^2**.*

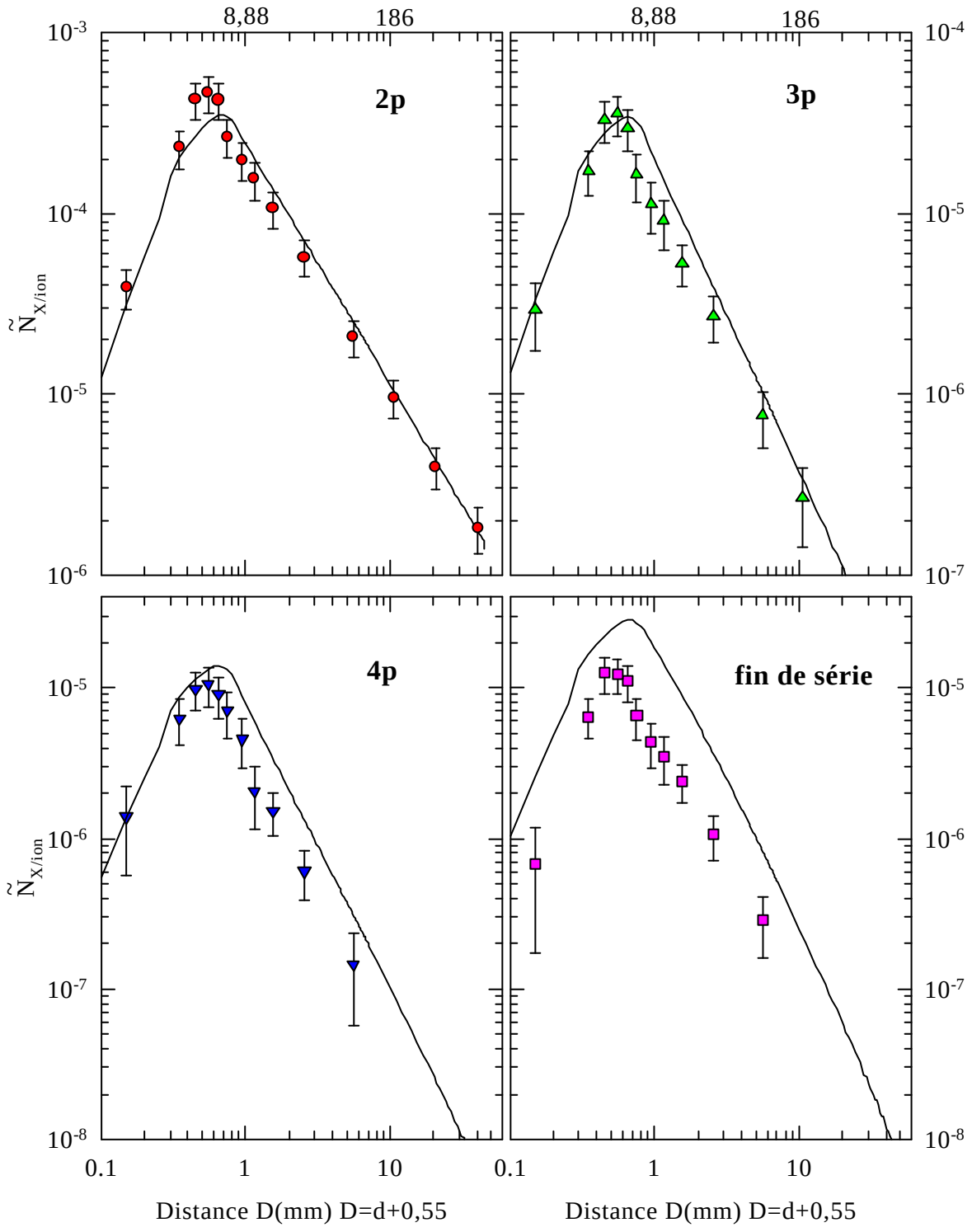


*Figure **A-Ia**-5 : Comparaison modèle EPC - expérience.*

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **22,5 µg/cm²**.*

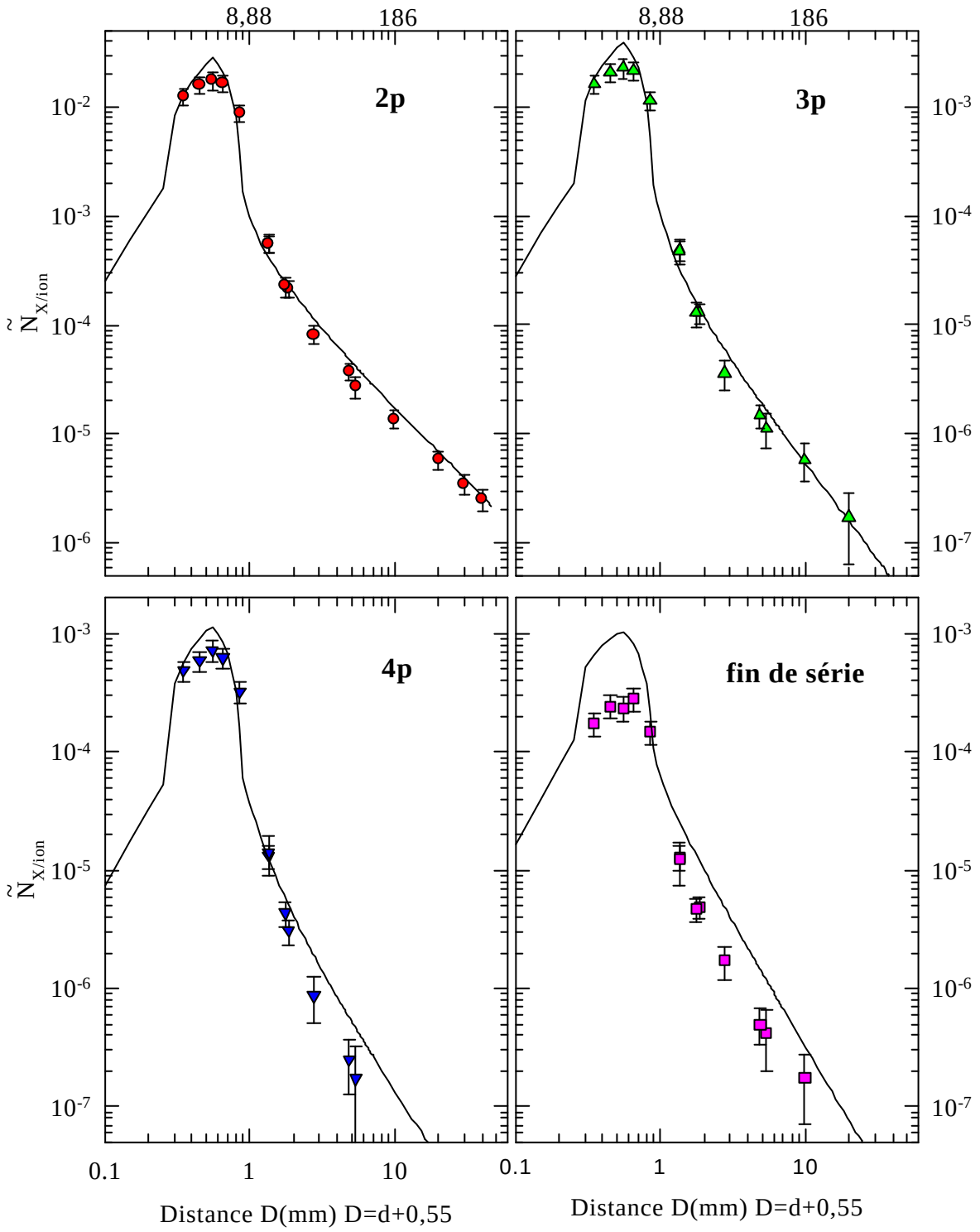


*Figure **A-Ia**-6 : Comparaison modèle EPC - expérience.*

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Ly**γ**, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **42 µg/cm²**.*

Evolution des rapports d'intensité (3p→1s)/(2p→1s) et (4p→1s)/(2p→1s) en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière de la cible.

Cible de 3,5 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
11,15	6,16E-02 *(77%)*	-
11,15	9,69E-02 *(73%)*	-
6,15	5,99E-02 *(43%)*	1,73E-02 *(72%)*
3,15	7,49E-02 *((35%))*	2,36E-02 *(42%)*
2,15	7,81E-02 *(32%)*	2,54E-02 *(41%)*
1,65	8,84E-02 *(32%)*	2,94E-02 *(33%)*
1,35	9,54E-02 *(32%)*	3,32E-02 *(34%)*
1,25	9,83E-02 *(31%)*	3,29E-02 *(35%)*
1,15	9,74E-02 *(32%)*	3,73E-02 *(34%)*
1,05	9,98E-02 *(31%)*	4,21E-02 *(33%)*
0,95	1,15E-01 *(31%)*	3,26E-02 *(32%)*
0,85	1,13E-01 *(31%)*	3,40E-02 *(33%)*
0,75	1,15E-01 *(32%)*	3,47E-02 *(35%)*
0,65	1,15E-01 *(32%)*	3,16E-02 *(34%)*
0,55	1,16E-01 *(31%)*	3,67E-02 *(33%)*
0,45	1,18E-01 *(31%)*	3,71E-02 *(33%)*

Cible de 8,6 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
11,15	3,42E-02 *(39%)*	1,12E-02 *(65%)*
6,15	4,87E-02 *(24%)*	8,35E-03 *(48%)*
3,15	5,52E-02 *(24%)*	1,36E-02 *(30%)*
2,15	6,24E-02 *(20%)*	1,50E-02 *(27%)*
1,65	7,01E-02 *(20%)*	2,59E-02 *(23%)*
1,35	9,22E-02 *(20%)*	2,97E-02 *(21%)*
1,05	1,14E-01 *(19%)*	3,96E-02 *(21%)*
0,75	1,46E-01 *(18%)*	5,49E-02 *(19%)*
0,65	1,53E-01 *(18%)*	4,91E-02 *(22%)*
0,55	1,58E-01 *(20%)*	5,54E-02 *(22%)*
0,35	1,45E-01 *(19%)*	5,86E-02 *(21%)*

Cible de 12,6 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
10,55	4,40E-02 *(34%)*	-
5,55	4,30E-02 *(26%)*	7,05E-03 *(56%)*
2,55	5,16E-02 *(17%)*	1,20E-02 *(32%)*
1,55	5,70E-02 *(16%)*	1,75E-02 *(20%)*
1,05	6,90E-02 *(15%)*	1,77E-02 *(18%)*
0,75	8,10E-02 *(13%)*	2,70E-02 *(16%)*
0,65	8,55E-02 *(14%)*	2,48E-02 *(17%)*
0,55	8,94E-02 *(14%)*	2,20E-02 *(17%)*
0,45	8,79E-02 *(14%)*	2,67E-02 *(15%)*
0,15	9,67E-02 *(19%)*	2,45E-02 *(32%)*

Cible de 22,5 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
10,55	2,98E-02 *(38%)*	-
5,55	3,95E-02 *(24%)*	7,63E-03 *(51%)*
2,55	5,05E-02 *(18%)*	1,15E-02 *(26%)*
1,55	5,28E-02 *(15%)*	1,55E-02 *(22%)*
1,15	6,26E-02 *(21%)*	1,45E-02 *(35%)*
0,95	6,04E-02 *(21%)*	2,50E-02 *(25%)*
0,75	6,56E-02 *(19%)*	2,88E-02 *(24%)*
0,65	7,49E-02 *(15%)*	2,32E-02 *(20%)*
0,55	8,21E-02 *(15%)*	2,47E-02 *(18%)*
0,45	8,28E-02 *(16%)*	2,51E-02 *(19%)*
0,35	7,99E-02 *(18%)*	2,97E-02 *(23%)*
0,15	8,11E-02 *(33%)*	3,90E-02 *(51%)*

Cible de 42 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
19,85	3,18E-02 *(54%)*	-
9,85	4,52E-02 *(29%)*	-
5,35	4,42E-02 *(67%)*	6,93E-03 *(78%)*
4,85	4,20E-02 *(14%)*	7,13E-03 *(38%)*
2,75	4,69E-02 *(22%)*	1,15E-02 *(33%)*
1,85	6,31E-02 *(9%)*	1,54E-02 *(14%)*
1,75	6,02E-02 *(18%)*	2,07E-02 *(16%)*
1,35	9,41E-02 *(9%)*	2,57E-02 *(12%)*
1,35	9,13E-02 *(17%)*	2,75E-02 *(28%)*
0,85	1,38E-01 *(8%)*	3,88E-02 *(10%)*
0,65	1,39E-01 *(8%)*	4,04E-02 *(9%)*
0,55	1,39E-01 *(9%)*	4,48E-02 *(10%)*
0,45	1,43E-01 *(9%)*	4,07E-02 *(9%)*
0,35	1,41E-01 *(9%)*	4,25E-02 *(9%)*

Cible de 98 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
35,05	9,22E-02 *(57%)*	-
20,05	5,49E-02 *(57%)*	-
10,05	5,18E-02 *(34%)*	-
5,05	3,91E-02 *(24%)*	1,13E-02 *(61%)*
2,65	5,14E-02 *(15%)*	8,81E-03 *(35%)*
2,05	5,30E-02 *(14%)*	1,27E-02 *(30%)*
1,65	5,37E-02 *(21%)*	1,93E-02 *(16%)*
1,05	1,11E-01 *(10%)*	2,53E-02 *(14%)*
1,05	1,09E-01 *(9%)*	2,88E-02 *(13%)*
0,85	1,26E-01 *(8%)*	3,57E-02 *(11%)*
0,75	1,27E-01 *(9%)*	4,23E-02 *(12%)*
0,65	1,30E-01 *(8%)*	4,05E-02 *(11%)*
0,55	1,29E-01 *(10%)*	3,79E-02 *(14%)*
0,35	1,35E-01 *(10%)*	3,66E-02 *(13%)*
0,25	1,37E-01 *(10%)*	3,52E-02 *(13%)*

Cible de 201 µg/cm²

D (mm) D=d+0,55	3p/2p	4p/2p
10,55	4,63E-02 *(44%)*	-
5,55	5,39E-02 *(27%)*	-
2,75	4,64E-02 *(24%)*	8,87E-03 *(52%)*
2,55	5,56E-02 *(19%)*	6,87E-03 *(67%)*
1,75	5,67E-02 *(17%)*	1,43E-02 *(31%)*
1,65	6,50E-02 *(15%)*	-
1,55	6,03E-02 *(16%)*	1,34E-02 *(30%)*
1,05	8,72E-02 *(13%)*	2,64E-02 *(17%)*
0,75	9,54E-02 *(11%)*	2,79E-02 *(14%)*
0,55	1,13E-01 *(10%)*	2,87E-02 *(13%)*
0,45	1,13E-01 *(10%)*	3,08E-02 *(14%)*
0,35	1,10E-01 *(11%)*	3,26E-02 *(14%)*
0,15	1,16E-01 *(11%)*	2,49E-02 *(18%)*

Annexe I - b

Evolution des intensités relatives normalisées des raies Lyman en fonction de l'épaisseur de cible traversée (§III-3-2).

$$I_R\left(np \rightarrow 1s\right) = \left(\frac{I_{np}}{\sum_n I_{np}}\right)_{Solide} \Big/ \left(\frac{I_{np}}{\sum_n I_{np}}\right)_{Gaz} \qquad \text{III(14)}$$

Epaisseur ($\mu g/cm^2$)	$I_R(2p \rightarrow 1s)$	$I_R(3p \rightarrow 1s)$	$I_R(4p \rightarrow 1s)$	$I_R(\sum np \rightarrow 1s,\ n>4)$
3,5	1,32 *(±2%)*	0,60 *(±4%)*	0,39 *(±6%)*	0,26 *(±6%)*
3,5	1,32 *(±3%)*	0,61 *(±5%)*	0,41 *(±12%)*	0,25 *(±7%)*
8,6	1,33 *(±4%)*	0,65 *(±8%)*	0,38 *(±9%)*	0,16 *(±15%)*
8,6	1,34 *(±4%)*	0,63 *(±9%)*	0,36 *(±10%)*	0,15 *(±15%)*
8,6	1,33 *(±4%)*	0,63 *(±8%)*	0,38 *(±10%)*	0,16 *(±16%)*
12,6	1,36 *(±2%)*	0,54 *(±6%)*	0,35 *(±10%)*	0,16 *(±12%)*
12,6	1,35 *(±2%)*	0,57 *(±4%)*	0,39 *(±8%)*	0,14 *(±12%)*
12,6	1,36 *(±2%)*	0,55 *(±6%)*	0,37 *(±9%)*	0,14 *(±12%)*
22,5	1,36 *(±3%)*	0,57 *(±7%)*	0,30 *(±15%)*	0,14 *(±18%)*
22,5	1,36 *(±5%)*	0,56 *(±13%)*	0,35 *(±31%)*	0,12 *(±57%)*
42	1,38 *(±5%)*	0,52 *(±10%)*	0,29 *(±14%)*	0,12 *(±18%)*
42	1,39 *(±4%)*	0,51 *(±9%)*	0,29 *(±13%)*	0,11 *(±18%)*
42	1,38 *(±4%)*	0,53 *(±9%)*	0,29 *(±16%)*	0,11 *(±20%)*
98	1,37 *(±5%)*	0,50 *(±11%)*	0,32 *(±14%)*	0,19 *(±14%)*
98	1,38 *(±5%)*	0,49 *(±12%)*	0,32 *(±15%)*	0,17 *(±17%)*
201	1,34 *(±5%)*	0,58 *(±12%)*	0,32 *(±16%)*	0,21 *(15%)*
201	1,34 *(±7%)*	0,60 *(±13%)*	0,31 *(±17%)*	0,21 *(±16%)*
201	1,34 *(±7%)*	0,60 *(±16%)*	0,33 *(±17%)*	0,20 *(±16%)*

Annexe II

La courbe d'évolution de l'angle solide du détecteur Ge en fonction de la position de la cible (figure II-23) a été calculée dans le chapitre II à l'aide des formules II(9) et II(11). Les sections efficaces totales d'émission Lyman ont été extraites pour chacune des épaisseurs de cible, et pour plusieurs positions du translateur. La forme prédite pour l'évolution de l'intensité totale des Lyman avec la position du translateur est bien reproduite par les formules précédemment citées, et ceci pour chacune des cibles. Néanmoins, les sections efficaces absolues mesurées, bien qu'en accord dans la limite des barres d'erreur, ne coï ncident évidemment pas totalement avec la théorie. Nous avons donc normalisé les points expérimentaux aux valeurs moyennes observées pour une position x=0 du translateur. A titre d'exemple, nous présentons figure A-II-1 les résultats ainsi obtenus pour une cible de 8,6 µg/cm². La normalisation appliquée dans ce cas correspond à une division par un facteur 1,7 de l'ensemble des valeurs expérimentales.

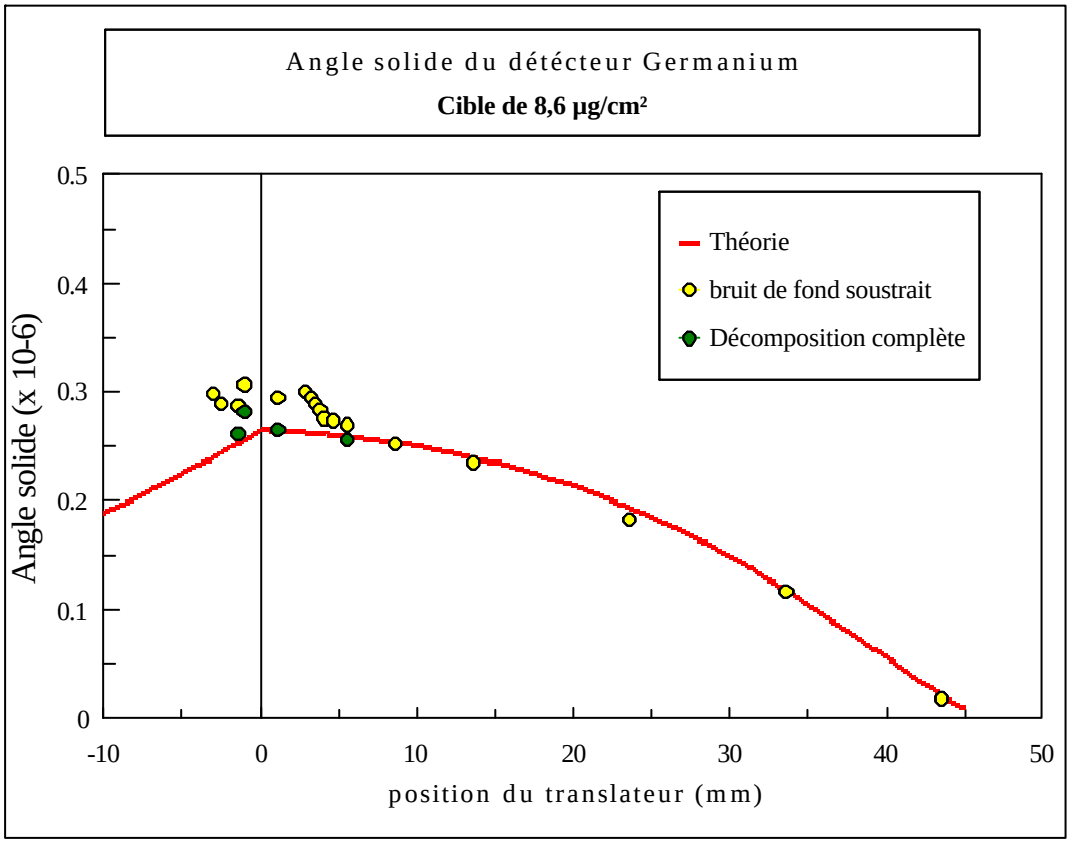


*Figure **A-II**-1 : Comparaison expérience - théorie : évolution de l'angle solide du détecteur Ge avec la position du translateur pour une cible de 8,6 µg/cm².*

Annexe III

Afin d'évaluer les **cascades des états externes**, nous avons besoin de calculer la probabilité de désexcitation radiative par unité de temps de l'état $n\ell$ (avec n pouvant atteindre la valeur 50 pour le modèle du "transport" classique) soit $A_{n\ell} = \sum_{n'\ell'} A_{n\ell}^{n'\ell'}$ avec (voir §V-1-1) :

$$A_{n\ell}^{n'\ell'} = \frac{Zp^4}{6c^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)^3 (j+1) R^2_{n\ell,n'\ell'} \qquad V(5)$$

et

$$R^2_{n\ell,n'\ell'} = \left| \int_0^\infty R_{n\ell}(r) R_{n'\ell'}(r) r^3 dr \right|^2$$

Nous avons donc eu besoin de calculer et de programmer l'intégrale :

$$I_{n\ell,n'\ell'} = \int_0^{+\infty} dr\, r^3\, R_{n\ell}(r)\, R_{n'\ell'}(r)$$

La partie radiale des fonctions d'onde peut s'écrire, en utilisant les polynômes de Laguerre (*Abramowitz et Stegun 1972 page 505*) :

$$R_{n\ell} = \frac{2}{n^2}\sqrt{\frac{(n-\ell-1)!}{(n+\ell)!}}\left(\frac{2r}{n}\right)^\ell e^{-\frac{r}{n}} L^{2\ell+1}_{n-\ell-1}\left(\frac{2r}{n}\right)$$

Ce qui donne en utilisant les fonctions hypergéométriques confluantes de Wittaker (*Abramowitz et Stegun 1972 page 509*) :

$$R_{n\ell} = \frac{2}{n^2}\sqrt{\frac{(n-\ell-1)!}{(n+\ell)!}}\left(\frac{2r}{n}\right)^{\ell} e^{-\frac{r}{n}} L_{n-\ell-1}^{2\ell+1}\left(\frac{2r}{n}\right)$$
$$= \frac{2}{n^2}\frac{1}{(2\ell+1)!}\sqrt{\frac{(n+\ell)!}{(n-\ell-1)!}}\left(\frac{2r}{n}\right)^{\ell} e^{-\frac{r}{n}} M(-n+\ell+1; 2\ell+2; \frac{2r}{n})$$
$$= \frac{1}{r}\frac{1}{n}\frac{1}{(2\ell+1)!}\sqrt{\frac{(n+\ell)!}{(n-\ell-1)!}} M_{n,\ell+\frac{1}{2}}\left(\frac{2r}{n}\right)$$

L'intégrale $I_{n\ell,n'\ell'}$ devient alors grâce à l'identité donnée par Gradshteyn, Ryzhik et Jeffrey (*1994*) numérotée 7-622-3 page 866 :

$$I_{n\ell,n'\ell'} = \frac{1}{nn'}\frac{1}{(2\ell+1)!(2\ell'+1)!}\sqrt{\frac{(n+\ell)!(n'+\ell')!}{(n'-\ell'-1)!(n-\ell-1)!}}\left(\frac{2}{n}\right)^{\ell+1}\left(\frac{2}{n'}\right)^{\ell'+1}\left(\frac{nn'}{n+n'}\right)^{q}\Gamma(q)$$
$$\times F_2(q\ ;\ \ell+1-n\ ;\ \ell'+1-n'\ ;\ 2\ell+2\ ;\ 2\ell'+2\ ;x\ ;y)$$

avec :
$$q = \ell+\ell'+4$$
$$x = \frac{2n'}{n+n'}$$
$$y = \frac{2n}{n+n'}$$

soit :

$$I_{n\ell,n\ell'} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{(n+\ell)!(n'+\ell')!}{(n'-\ell'-1)!(n-\ell-1)!}}\frac{x^{\ell+2}y^{\ell'+2}}{(2\ell+1)!(2\ell'+1)!}\Gamma(q)\ F_2(q;\beta,\beta';\gamma,\gamma';x,y)$$

avec :
$$q = \ell+\ell'+4$$
$$\beta = -n+\ell+1 \le 0$$
$$\beta' = -n'+\ell'+1 \le 0$$
$$\gamma = 2\ell+2$$
$$\gamma' = 2\ell'+2$$

$F_2(q;\beta,\beta';\gamma,\gamma';x,y)$ peut se mettre sous la forme :

$$F_2(q;\beta,\beta';\gamma,\gamma';x,y) = \sum_{m=0}^{-\beta}\frac{(\beta)_m x^m}{(\gamma)_m . m!}\sum_{m'=0}^{-\beta'}\frac{(q)_{m+m'}(\beta')_{m'}}{(\gamma)_{m'}\,m'!}y^{m'}$$

puisque : $$(q)_{m+m'} = \frac{\Gamma(q+m+m')}{\Gamma(q)} = \frac{\Gamma(q+m+m')\Gamma(q+m)}{\Gamma(q+m)\Gamma(q)} = (q+m)_{m'}(q)_m$$

$F_2(q;\beta,\beta';\gamma,\gamma';x,y)$ s'écrit donc :

$$F_2(q;\beta,\beta';\gamma,\gamma';x,y) = \sum_{m=0}^{-\beta} a_m \; {}_2F_1(q+m,\beta';\gamma';y)$$

$$\text{avec :} \quad a_m = \frac{(\beta)_m (q)_m}{(\gamma)_m \, m!} x^m$$

Afin de programmer cette fonction, nous avons utilisé la formule de Clenshaw donnée par Teutolsky et Vetterling (*1992*) page 181, soit :

$$F_2 = u(1,y) \; {}_2F_1(q;\beta';\gamma';y)\, z_2 + {}_2F_1(q+1,\beta';\gamma';y) z_1 + {}_2F_1(q,\beta';\gamma';y) a_0$$

sachant que les relations de récurrence sont définies par :

$${}_2F_1(q+m+1,\beta';\gamma';y) = v(m,y) \; {}_2F_1(q+m,\beta';\gamma';y) + u(m,y) \; {}_2F_1(q+m-1,\beta';\gamma';y)$$

avec

$$v(m,y) = \frac{2(q+m) - \gamma' - (q+m)y + \beta' y}{(q+m)(1-y)} = 1 + \frac{(q+m) - \gamma' + \beta' y}{(q+m)(1-y)}$$

$$u(m,y) = \frac{\gamma' - (q+m)}{(q+m)(1-y)}$$

$$a_0 = 1$$

$$a_{k+1} = a_k \frac{(\beta+k)(q+k)}{(\gamma+k)(k+1)} x$$

$$z - \beta + 2 = z - \beta + 1 = 0$$

$$z_k = v(k,y) z_{k+1} + u(k+1),y) z_{k+2} + a_k$$

Nous avons besoin de programmer, en fait, le polynôme de degré p (p>0) ${}_2F_1(q,\beta';\gamma';y) = {}_2F_1(-p,q;\gamma';y)$. Cependant, la relation de récurrence n'est pas très stable, en particulier quand $y \approx 1$ (c'est-à-dire pour des grandes valeurs de n et n' avec $q = \ell + \ell' + 1$; $\gamma' = 2\ell' + 2$ et $\ell' = \ell \pm 1$, soit en fait $q = \gamma' + i$ avec i=1, 2, 3, 4 quel que soit les nombres quantiques).

Nous avons donc utilisé les relations suivantes (*Abramowitz et Stegun 1972*) pour résoudre ce problème : (dans la suite b=γ')

$$
\begin{aligned}
{}_2F_1(-p, b+n; b; y)(b)_n \; y^{b-1} &= \frac{d^n}{dy^n}\left[y^{b+n-1} \; {}_2F_1(-p, b; b; y)\right] \\
&= \frac{d^n}{dy^n}\left[y^{b+n-1}\,(1-y)^p\right]
\end{aligned}
$$

On a alors :

$$
\begin{aligned}
{}_2F_1(-p, b+n; b; y) &= \frac{1}{(b)_n\, y^{b-1}} \frac{d^n}{dy^n}\left[y^{b+n-1} \; (1-y)^p\right] \\
&= \frac{1}{(b)_n\, y^{b-1}} \sum_{k=0}^{n} C_n^k \frac{d^k}{dy^k}(y^{b+n-1}) \frac{d^m}{dy^m}\left[(1-y)^p\right] \qquad (\text{avec } m = n-k) \\
&= \frac{1}{(b)_n\, y^{b-1}} \sum_{k=0}^{n} C_n^k (b+n-k)_k \; y^{b+n-1-k}\,(-1)^m (p+1-m)_m (1-y)^p \\
&= (1-y)^p \sum_{k=0}^{n} (-1)^m C_n^k \frac{(b+m)_k}{(b)_n} y^m \; (p+1-m)_m (1-y)^{-m} \\
&= (1-y)^p \sum_{m=0}^{n} (-1)^m C_n^m \frac{(b+m)_{n-m}(p+1-m)_m}{(b)_n}\left(\frac{y}{1-y}\right)^m \\
&= (1-y)^p \sum_{m=0}^{n} (-1)^m C_n^m \frac{(p+1-m)_m}{(b)_m} z^m \qquad \left(\text{avec } z = \frac{y}{1-y}\right) \\
&= (1-y)^p \sum_{m=0}^{n} (-1)^m C_n^m \, a_m \, z^m
\end{aligned}
$$

avec :

$$a_0 = 1$$

$$a_1 = \frac{p}{b}$$

$$a_{m+1} = a_m \frac{p-m}{b+m}$$

Cette opération est rapide est stable car i ≤ 4.

Références

- M.Abramowitz et I.A.Stegun, Ed. Abramowitz et.Stegun, 9ème édition (1972).
Handbook of mathematical functions with formulas graphs and mathematical tables.

- L.Adoui, Thèse Université Pierre et Marie Curie (1995).
Mécanisme d'excitation d'ions Ar^{16+} en collision avec des cibles gazeuses à vitesse intermédiaire.

- S.Andriamonje, M.Chevallier, C.Cohen, N.Cue, D.Dauvergne, J.Dural, F.Fujimoto, R.Kirsch, L'Hoir, J.-C.Poizat, Y.Quére, J.Remillieux, C.Röhl, H.Rothard, J.P.Rozet, D.Schmaus, M.Toulemonde and D.Vernhet, Phys. Rev. A **54**,3 (1996)1404.
K - shell radiative electron capture with bare 60 - MeV/u Kr ions channeled in a Si crystal : Experiments and simulations.

- R.Anholt , Phys. Rev. A **31** (1985) 3579.
Atomic collisions with heavy ions II. Light ion charge states

- R.Anholt, C.Stoller, J.D.Molitoris, D.W.Spooner, E.Morenzoni, S.Andriamonje, W.E.Meryerhof, H.Bowman, J.S.Xu, Z.Z.Xu, J.O.Rasmussen and D.H.H.Hoffmann, Phys. Rev. A **33** (1986) 2270-2280.
Atomic collisions with relativistic heavy ions. IV-radiative processes.

- J.C. Ashley, R.H. Ritchie et W. Brandt, Phys. Rev B **5** (1972) 2393
Effect in the stopping power of matter for charged particles.

- E.Baron, Thèse d'Etat Université Paris - Sud (1975)
Contribution à l'étude des échanges de charge des ions lourds traversant les solides.

- Dz Belkic, R.Gayet, A.Salin, Physics Reports **56** n°6 (1979) 279-369.
Electron capture in high energy ion-atom collisions.

- F.Ben Salah, Thèse Université Paris Sud (1990).
Alignement des états de capture formés en collision d'ions Kr^{36+} de haute vitesse.

- K.Bernhardi, E.Hang and K.Wiesmann, Atomic Data and Nuclear Data Tables **28** (1983) 461-475.
Differential bremsstrahlung cross sections for collisions of electrons with unsceened nuclei of low atomic numbers.

- H.A.Bethe, Annalen der Physik **5** (1930) 325-400.
Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie.

- H.A.Bethe et E.E.Salpeter, A plenum/Rosetta Edition (1977).
Quantum mechanics of one and two electron atoms.

- H.D.Betz, D.Röschenthaler, J.Rothermel, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 34-37.
Production of highly excited states of fast ions emerging from solid targets.

- J.P.Biersack et J.F.Ziegler,tables, Ed. J. F. Ziegler (1980)
The stopping and range of ions in solids.

- N.Bohr, Mat. Fys. Medd. **18**, 8 (1948) 1-144.
The penetration of atomic particles through matter.

- P.Bouisset, Thèse Université Paris - Sud (1986).
Comparaison des états excités de Kr^{35+} (35 MeV/u) formés par capture électronique en cibles solides et gazeuses.

- W.J.Braithwaite, D.L.Matthews et C.F.Moore, Phys. Rev. A **11** (1975) 465
Delayed x-ray emission in the Lyman and Lyman-like series of one and two-electron oxygen.

- J.Burgdörfer, The Physics of Electronic and Atomic Collisions, XVIth, International Conference, New York (1989).
AIP Conference Proceedings 205, Eds. A.Dalgarno, R.S.Freund, M.S.Lubell and T.B.Lucartorto (AIP New York 1990) pp.476-486.
Collisionnally induced stochastic dynamics of fast ions in solids.

- J.Burgdörfer et C.Bottcher, Phys. Rev. Letters **26** (1988) 2917-2920.
Production of High-Angular-Momentum Rydberg States by Stochastic Collisions.

- J.Burgdörfer et J.Gibbons, Phys. Rev. A **42** (1990) 1206.
Electron transport in presence of a Coulomb field.

- J.L.Campbell et H.H.Jorch, Nucl. Instr. and Meth. **159** (1979) 163-170.
On the analytic fitting of full energy peaks from Ge(Li) and Si(Li) photon detectors.

- J.L.Campbell, Nucl. Instr. and Meth. B**109** (1996) 71.
Si(Li) detector response and PIXE spectrum fitting.

- C.Can, R.J.Mauer, B.Bandong and R.L.Watson, Phys. Rev. A **35** (1987) 3244-3247.
Investigation of the distribution of (n,l) states populated by beam-foil excitation of 32MeV oxygen ions.

- A.Cassimi, A.Chetioui, I.Despiney, J.P.Grandin, M.F.Politis, J.P.Rozet, C.Stephan, L.Tassan-Got, A.Touati, D.Vernhet, K.Wohrer, Radiation Effects and Defects in Solids **126** (1993) 285-290.
Electron capture processes in solids.

- J.M.Cheshire, Proc. Phys. Soc. **84** (1964) 89-98.
Continuum distorted wave approximation ; resonnant charge transfer by fast protons in atomic hydrogen.

- C.Cohen-Tannoudji ,B.Diu, F.Laloë, Ed. Hermann, Tome II (1973).
Mécanique quantique

- S.Datz, C.D.Moak, O.H.Crawford, H.F.Krause, P.F.Dittner, J.Gomez del Campo, J.A.Biggerstaff, P.D.Miller, P.Hvelplund et H.Knudsen, AM. Phys. Society **40**,13 (1978).
Resonant coherent excitation of channeled ions.

- D. Dauvergne, thèse Université Claude Bernard, Lyon (1993).
Processus de capture électronique par des ions lourds très épluchés canalisés dans des cristaux minces à des énergies supérieures à 20 MeV/nucléon.

- JP.Desclaux, dans la thèse de J.P.Mossé (1982)

- I.Despiney, D.Vernhet, J.P.Rozet, A.Chetioui, M.F.Politis, A.Touati, C.Stephan, L.Tassan-Got, A.Cassimi, J. P. Grandin, Radiation Effects and Defects in Solids **126** (1993) 295-298.
Differences between ion excited state transport processes in carbon and copper solid targets.

- I.Despiney, thèse Université Pierre et Marie Curie (1994).
Mélange cohérent et mélange collisionnel des états de structure fine d'ions lourds rapides en milieux condensés.

- F.Drepper et J.S.Briggs, J. Phys. B : At.Mol.Phys **9** (1976) 2063-2071
Doubly differential cross sections for electron-loss in ion-atom collisions.

- K.Dybdal, J.Sorensen, P.Hvelplund, H.Knudsen, Nucl. Instr. and Meth. B**13** (1986) 581-586.
Rydberg-state formation in fast ions penetration of carbon foils

- P.M.Echenique, F.Flores, R.H.Ritchie, Sol. Sta. Phys. **43** (1990) 229-308.
Dynamic screening of ions in condensed matter.

- Fermi, Phys. Rev 57 (1940) 4851.

- J.D.Fuhr, V.H.Ponce, F.J.Garcia de Abajo et P.M.Echenique, Phys. Rev. B (1997) **à paraître**.
Dynamic screening of fast ions moving in solids

-R.P.Gardner, A.M.Yacourt, J.Zhang, K.Verghese, Nucl. Instr. and Meth. A**242** (1986) 399-405.
An investigation of the possible interaction mechanisms for Si(Li) and Ge detector response functions by Monte Carlo Simulation.

- D.S.Gemmell, J.Remillieux, J.C.Poizat, M.J.Gaillard, R.E.Holland et Z.Vager, Phys. Rev. Lett. **34**, 23 (1975) 1420-1424.
Evidence for an alignment effect in the motion of swift ion clusters through solids.

- B.Gervais, C.O.Reinhold, J.Burgdörfer, Phys. Rev. A **4** (1996) 1-12.
Simulation of excited-state formation of hydrogen in transmission of relativistic H^- ions through thin foils.

- S.P.Goldman and G.W.F.Drake, Phys. Rev. A **24** (1981) 183.
Relativistic two-photon decay rayes of $2s_{1/2}$ hydrogenic ions.

- I.S.Gradshteyn, I.M.Ryzhik, A.Jeffrey, ED. Jeffrey, 5ème édition (1994)
Table of integrals, series and products

- J.S.Hansen, J.C.McGeorge, D.Nix, W.D.Schmidt-Oh, I.Unus and R.W.Fink, Nucl. Instr. and Meth. **106** (1973) 365.
Accurate efficiency calibration and properties of semiconductor detectors for low energy photons.

- T.He, R.P.Gardner et K.Verghese, Nucl. Instr. and Meth. A**299** (1990) 354-366.
An improved Si(Li) detector response function.

- J.H.Hubell, W.J.Veigele, E.A.Briggs, R.T.Brown, D.T.Cromer et R.J.Howerton, J. Phys. Chem. Ref. Data **4** (1975) 471.

- Y.Inagaki, K.Shima and H.Maezawa, Nucl. Instr. and Meth. B**27** (1987) 353-359.
Response function of a Si(Li) detector for 1.3-4.0 keV monochromatic photons.

- M.M.Jakas et N.E.Capuj Phys. Rev. A **51**,3 (1995) 2277-2280
Wake forces and the transmission yield of H_2^+ through thin carbon foils.

- E.P.Kanter , D.Schneider et Z.Vager, Phys. Rev. A **28**,2 (1983) 1193-1194.
Electric field ionization of foil-excited Rydberg states of fast heavy ions.

- S.Karsfeld, Phys. Letters A **30** (1969) 382.
Radiative decay of metastable hydrogenic atoms.

-R.L.Kelly, *Atomic and Ionic Spectrum lines below 2000 Angströms (Hydrogen through Argon). Oak Ridge National Laboratory (1982).*

- J.Kemmler, J.Burgdörfer and Carlos O.Reinhold, Phys. Rev. A **5** (1991) 2993.
Theory of the l-state population of Rydberg states formed in ion-solid collisions.

- J.Kemmler, J.Burgdörfer and Carlos O.Reinhold, Nucl. Instr. and Meth. B **67** (1992) 168-171.
High l-state population in O^{7+} produced in ion-solid collisions.

- H.W.Koch and J.W.Motz, Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 920.
Bremsstrahlung cross sections formulas and related data.

- F.Lagoutine, N.Coursol, J.Legrand, table de radionucléides, CEA- Bureau National de Métrologie (1982).
Radioactive processes and evaluation rules of decay schemes and associated data.

- P.Lechner et L.Strüder, Nucl. Instr. and Meth. A **354** (1995) 464-474.
Ionization statistics in silicon X-ray detectors, new experimental results.

- J.Lindhard, M.Scharff, Mat. Fys. Medd. **27** n°15 (1953) 1-31.
Energy loss in matter by fast particles of low charge.

- M.R.C.Mc Dowell et J.P.Coleman, North Holland (1970)
Introduction to the theory of ion-atom collisions.

- J.H.Mc Guire, N.Stolterfoht et P.R.Simony, Phys. Rev. A **24** (1981) 97
Screening and antiscreening by projectile electrons in high-velocity atomic collisions.

- W.E.Meyerhof, R.Anholt, J.Eichler, H.Gould, Ch.Munger, J.Alonso, P.Thieberger, H.E.Wegner, Phys. Rev. A **32** (1985) 3291.
Atomic collisions with relativistic heavy ions. III. Electron capture

- E.C.Montenegro et T.J.M.Zouros, Phys. Rev. A **50**, 4 (1994) 3186-3191.
Relationship between the Born and impulse approximations for the antiscreening process.

- J.P.Mossé, Thèse Université Paris Sud (1982).
Spectroscopie X à haute résolution d'ions multichargés. Application à la détermination des énergies de transitions n=2 ® n=1 dans l'argon hydrogénoï de et héliumoï de.

- J. Neufeld et R.H. Ritchie, Phys. Rev. 98 (1955) 1632.

- P.Nicolaï , Thèse Universté Paris VII (1990)
Processus de capture d'électrons en milieux condensés.

- P.Nicolaï , M.Chabot, J.P.Rozet, M.F. Politis, A.Chetioui, C.Stephan, A.Touati, D.Vernhet and K.Wohrer, J. Phys. B **23** (1990) 3609-3627.
Contribution of intrashell excitation to the l mixing of excited states of one electron ions in solids.

- G.H.Olivera, A.E.Martinez, R.D.Rivarola et P.D.Fainstein, Phys. Rev. A **49** (1994) 603
Electron capture contribution to the stopping power of low-energy hydrogen beams passing through helium.

- K.Omidvar, Atomic Data and Nuclear Data Tables **28** (1983) 1-20.
Transition probabilities and branching ratios for electric-dipole transitions between arbitrary levels of hydrogen-like atoms.

- J.Palinkas, G.J.Pedrazzini, D.A.Church, R.A.Kerrefick, C.A.Fulton, R.L.Watson et D.W.Wang, Phys. Rev. A **31** (1985) 598.
Alignment of He- and H-like P states of 48-MeV foil-excited Mg ions.

- I.C.Percival et M.J.Seaton, Trans. R. Soc. London, Ser. A **251** (1958) 113

- P.Piquemal, Thèse Université Pierre et Marie Curie (1984).
Etude du processus de capture dans les états de Rydberg d'ions multichargés en collisions de haute vitesse.

- Von H. Raith Acta Cryst. **A24** (1968) 85.
Komplexe Atomstreuamplituden für die elastisce Elektronenstreuung an Festkörperatomen.

- J.F.Reading, K.A. Hall, A.P. Neveset A.L.Ford, J. Phys. B : At. Mol. Phys.**29** (1996), 2529-2541
An analytic theory of inclusive high energy atomic reaction cross sections.

- P.Richard, Phys. Lett. **45A** (1973) 13
Cascading through the $^1P_1$ (1s)(2p) state of fluorine.

- D.Roschenthaler, H.D.Betz, J.Rothermel et D.H.Jakubassa-Amundsen, J. Phys. B : At. Mol. Phys. **16** (1983) L233.
Ionisation of fast Rydberg ions in collision with target atoms.

- J.Rothermel, H.D.Betz and F.Bell, Nucl. Instr. and Meth. B **194** (1982) 341-343.
Foil-excited Rydberg states of fast oxygen and sulfur ions.

- J.P.Rozet, A.Chetioui, P.Bouisset, D.Vernhet, K.Wohrer, A.Touati, C.Stephan, J.P.Grandin, Phys. Rev. Letters **58** n°4 (1987) 337-340.
Anomalous population of deep capture states of fast ions emerging from solid foils.

- J.P.Rozet, A.Chetioui, P.Piquemal, D.Vernhet, K.Wohrer, C.Stephan, L.Tassan-Got, J.Phys.B **22** (1989) 33-48.
Charge state distribution of few-electron ions deduced from atomic cross sections.

- J.P.Rozet, C.Stephan, D.Vernhet, Nucl. Instr. and Meth. B **107** (1996) 67-70.
ETACHA : a program for calculation charge states at GANIL energies.
- G.Shiwietz, U.Wille, R.Diez Muino, P.D. Fainstein et P.L.Grande, J. Phys. B : At. Mol. Phys. **29** (1996) 307.

- S.A.Teutolsky et W.T.Vetterlling, Ed. Cambridge University, W.H. Press et B.P. Flannery (1992)
Numerical recipes in C ; the art of scientific computing.

- D.Vernhet, Thèse d'Etat Université Pierre et Marie Curie, Paris (1990)
Distribution et anisotropie de moments cinétiques de capture pour des collisions d'ions multichargés de basse vitesse.

- D.Vernhet, J.P.Rozet, I.Despiney-Bailly, C.Stephan, A.Cassimi, J.P.Grandin, L.J.Dubé, J. Phys B (1997;**1**) **à paraître**
Observation of dynamical substate mixing of fast ions in solids.

- D.Vernhet, L.Adoui, J.P.Rozet, K.Wohrer, A.Chetioui, A.Cassimi, J.P.Grandin, J.M.Ramillon, M.Cornille et C.Stephan, Phys Rev Let , **79**, 18 (1997,**2**)
Multi-electron processes in heavy ion-atom collisions at intermediate velocity.

- K.Wohrer, F.Ben Salah, A.Chetioui, J.P.Rozet, A.Touati, D.Vernhet, M.F.Politis, P.Nicolaï , C.Stephan, XVI ICPEAC, New York (USA) (1989).
Gas-solid differences in the alignement of Kr^{35+} capture states in high velocity collisions.

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I

Figure I-1 : *Les processus atomiques monoélectroniques élémentaires.* _____ **9**

Figure I-2 : *Sections efficaces des différents processus collisionnels en fonction de l'énergie dans le cas de la collision p + H.* _____ **10**

Figure I-3 : *Validité de l'approximation CDW pour la capture à partir d'états n_i du carbone vers les états n_f de l'argon à une énergie de 13,6 MeV/u.* ____ **13**

Figure I-4 : *Rapports d'intensités Lyβ/Lyα et Lyγ/Lyα en fonction du numéro atomique Zc de la cible, pour le Kr^{36+} à 33.2 MeV/u.* _____ **17**

Figure I-5 : *Sections efficaces totales d'émission Lyman pour le Kr^{35+} à 33.2 MeV/u.* _____ **18**

Figure I-6 : *Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman np ®1s émises en vol par des ions Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée.* _____ **19**

Figure I-7 : *Comparaison des modèles avec l'évolution expérimentale des rapports des intensités caractéristiques de* ***(a)*** *$3p_{1/2}$ ®$2s_{1/2}$/$3s_{1/2}$ ®$2p_{1/2}$ et* ***(b)*** *$3d_{3/2}$ ®$2p_{3/2}$/$3d_{5/2}$ ®$2p_{3/2}$ du Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de C.* _____ **21**

Figure I-8 : *Schéma de principe de l'étude des intensités des transitions Lyman retardées en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible.* _____ **23**

Figure I-9 : *Comparaison expérience - modèle d'émission de raies Lyman retardées émises par des ions O^{7+} après traversée des ions O^{2+} (2 MeV/u) dans une cible de carbone de 20 µg/cm².* _____ **25**

CHAPITRE II

Figure II-1 : *Schéma de désexcitation d'un atome hydrogénoï de.* _____ **35**

Figure II-2 : *Intensités relatives des raies Lyman émises de n=5 pour diverses distributions de moments angulaires ℓ :statistique et uniforme.* _____ **36**

Figure II-3 : *Proportion de désexcitation d'états peuplés en n=10 de façon uniforme en ℓ vers les états 2p, 3p, 4p et Σ(np ®1s, n>4) (c'est-à-dire fin de série).* _ **37**

Figure II-4 : *Schéma de désexcitation des niveaux n=2 et 3 de l'ion hydrogénoï de Ar^{17+}.* ___ ***39***

.

Figure II-5 : *Spectre en énergie des particules **α** rétrodiffusées détectées à 165° pour une cible de 3,5 µg/cm² de carbone.* ___ ***43***

Figure II-6 : *Spectre en énergie des particules **α** rétrodiffusées détectées à 165° pour une cible de 28 µg/cm² de carbone.* ___ ***43***

Figure II-7 : *Plan général du GANIL et des aires expérimentales.* ___ ***45***

Figure II-8 : *Schéma de la ligne SME.* ___ ***47***

Figure II-9 : *Evolution de la distribution d'état de charge pour la collision Ar^{10+} ® C à 13,6 MeV/u en fonction de l'épaisseur de cible.* ___ ***50***

Figure II-10 : *Evolution de la distribution d'état de charge pour la collision Ar^{17+} ® C à 13,6 MeV/u en fonction de l'épaisseur de cible.* ___ ***50***

Figure II-11 : *Evolution de la distribution d'état de charge pour la collision Ar^{18+} ® C à 13,6 MeV/u en fonction de l'épaisseur de cible.* ___ ***51***

Figure II-12 : *Dispositif expérimental.* ___ ***53***

Figure II-13 : *Caractéristiques de l'émission du rayonnement pour une transition dipolaire.* ___ ***58***

Figure II-14 : *Evolution du rapport $I(\theta_p)/I_{moy}$ pour différents angles d'observation en fonction de la polarisation P du rayonnement.* ___ ***58***

Figure II-15 : *Efficacité du détecteur Si(Li)(1) en fonction de l'énergie du rayonnement X détecté).* ___ ***63***

Figure II-16 : *Efficacité du détecteur Ge en fonction de l'énergie du rayonnement X détecté.* ___ ***63***

Figure II-17 : *Représentation graphique des termes intervenant dans la réponse à basse énergie des détecteurs du type Si(Li) ou Ge.* ___ ***65***

Figure II-18 : *Schéma de principe de la perte de collection de charge pour un détecteur Si(Li).* ___ ***66***

Figure II-19 : *Droite d'étalonnage du détecteur Ge.* ___ ***69***

Figure II-20 : *Droite d'étalonnage du détecteur Si(Li)(1).* ___ ***69***

Figure II-21 : *Droite d'étalonnage du détecteur Si(Li)(2).* ___ ***70***

Figure II-22 : *Variation schématisée des conditions géométriques sur l'angle solide du détecteur Ge en fonction de la position de la cible.* ___ ***72***

Figure II-23 : *Courbe d'évolution de l'angle solide du détecteur Ge.* _____ ***73***

Figure II-24 : *Schéma complet de l'électronique associée aux trois voies de détection.* _____ ***76***

Figure II-25 : *Evolution du pourcentage de comptage pour chaque détecteur en fonction du taux de comptage global de l'acquisition. Les mesures, présentées à titre d'exemple, ont été effectuées pour une cible de 12,6 µg/cm².* _____ ***78***

CHAPITRE III

Figure III-1 : *Spectres bruts enregistrés par le détecteur Si(Li)(1) (voir montage expérimental) pour une cible de 42 µg/cm².* _____ ***86***

Figure III-2 : *Spectre brut enregistré à la position x=0 du translateur par le détecteur Ge.* _____ ***88***

Figure III-3 : *Evolution du bremsstrahlung primaire, secondaire et du bremsstrahlung total à 90° en fonction de l'énergie.* _____ ***93***

Figure III-4 : *Evolution du bremsstrahlung primaire, secondaire et du bremsstrahlung total à 150° en fonction de l'énergie.* _____ ***93***

Figure III-5 : *Simulation du spectre de bremsstrahlung total et des raies REC-K et REC-L pour un spectre enregistré à 90° avec une cible de 42 µg/cm².* _____ ***94***

Figure III-6 : *Ajustement de la simulation du spectre de bremsstrahlung total et de la raie REC-K pour un spectre enregistré à 150° avec une cible de 42 µg/cm².* _____ ***95***

Figure III-7 : *Forme spectrale observée par le détecteur Si(Li)(1) de la raie de désexcitation de type 2E1. Comparaison avec la forme spectrale théorique.* _____ ***99***

Figure III-8 : *Décomposition des raies Kα et Kβ du potassium.* _____ ***100***

Figure III-9 *Exemple de décomposition de spectres enregistrés par le détecteur Si(Li)(1) à des positions du translateur différentes pour une cible de carbone de 3,5 µg/cm².* _____ ***103***

Figure III-10 : *Exemple de décomposition de spectres enregistrés par le détecteur Si(Li)(1) à des positions du translateur différentes pour une cible de carbone de 201 µg/cm².* _____ ***104***

Figure III-11 : Exemple de décomposition d'un spectre enregistré par le détecteur Ge pour une cible de carbone de 42 µg/cm². _____ ***105***

*Figure III-12 : Evolution de l'intensité normalisée de la raie Ly**α** avec la position du translateur (en mm). _____* ***108***

Figures III-13 et III-14 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour des cibles respectivement de 3,5 et 8,6 µg/cm². _____ ***113***

Figures III-15 et III-16 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour des cibles respectivement de 12,6 et 22,5 µg/cm². _____ ***114***

Figures III-17 et III-18 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour des cibles respectivement de 42 et 98 µg/cm². _____ ***115***

Figure III-19 : Evolution des transitions Lyman np observées en fonction de la distance D parcourue par l'ion derrière la cible (soit en fonction du temps de vol) pour une cible de 201 µg/cm². _____ ***116***

Figure III-20 : Evolution de chaque transition Lyman np observée à partir de d=1,1 mm pour les cibles les plus fines (3,5 et 8,6 µg/cm²) et pour les cibles les plus épaisses (98 et 201 µg/cm²). Les points expérimentaux à d=1,1 mm (soit D=1,65 mm) des cibles de 8,6 , 98 et 201 µg/cm² sont normalisés. ___ ***117***

Figure III-21 : Evolution de l'intensité de la transition 2s® 1s de type 2E1 en fonction de la distance d'observation derrière la cible (d) pour quelques épaisseurs de cible. _____ ***119***

Figure III-22 : Evolution des intensités relatives des transitions Lyman avec l'épaisseur de cible traversée (points expérimentaux obtenus avec le détecteur Ge)._ ***122***

Figure III-23 : Evolution de la section efficace totale de production de Lyman avec l'épaisseur de cible traversée._____ ***125***

CHAPITRE IV

Figure IV-1 : Principe général du modèle d'équations d'évolution (modèle EPQ). _ ***131***

Figure IV-2 : Distributions des sections efficaces de capture pour Ar^{18+} (v_p=23 ua) sur C. _____ ***135***

Figure IV-3 : Sections efficaces atomiques d'ionisation des couches jusqu'à n=30 de l'ion projectile Ar^{17+} (vp=23 ua) par du carbone. _____ ***140***

Figure IV-4 : *Sections efficaces d'excitation intracouche ns® np de l'ion Ar^{17+} (v_p=23 ua) pour une cible de carbone.* ___ **141**

Figure IV-5 : *Principe général du transport classique.* ___ **147**

Figure IV-6 : *Comparaison pour n=4 et n=10 de la distribution P(ℓ) CDW et de la fonction F reproduisant la distribution continue en ℓ utilisée.* ___ **151**

Figure IV-7 : *Représentation du potentiel solide utilisé dans le calcul des sections efficaces des chocs élastiques.* ___ **153**

Figure IV-8 : *Inverse des libres parcours moyen élastiques en fonction de l'énergie de l'électron du projectile.* ___ **153**

Figure IV-9 : *Inverse des libres parcours moyen inélastiques en fonction de l'énergie de l'électron du projectile.* ___ **154**

Figure IV-10 : *Evolution des sections efficaces d'excitation intracouche ns ® np de l'Ar^{17+} à v_p=23 ua, extraites du modèle du transport classique (modèle EPC), en fonction du nombre quantique n.* ___ **156**

Figure IV-11 : *Comparaison des sections efficaces ns ® np introduites ou extraites pour chacun des deux modèles.* ___ **161**

Figure IV-12 : *Comparaison des sections efficaces d'excitation intercouche extraites ou introduites dans chacun des deux modèles dans le cas des transitions (n=5, ℓ=0) ®(6ℓ'), (n=5, ℓ=1) ®(6ℓ') et (n=5, ℓ=3) ®(6ℓ').* ___ **163**

Figure IV-13 : *Distribution en n obtenue en sortie d'une cible de 3,5 µg/cm².* ___ **164**

Figure IV-14 : *Distribution en n obtenue en sortie d'une cible de 201 µg/cm².* ___ **165**

Figure IV-15 : *Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de 22,5 µg/cm².* ___ **166**

Figure IV-16 : *Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de 22,5 µg/cm² avec le modèle d'équations d'évolution et pour des sections efficaces d'excitation intracouche multipliées par un facteur 15 à partir de n=7 (utilisé ici à titre d'exemple).* ___ **167**

Figure IV-17 : *Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de 3,5 µg/cm².*
(a) modèle d'équations d'évolution.
(b) modèle d'équations d'évolution avec les sections efficaces d'excitation intracouche augmentées (comme pour la cible de 22,5 µg/cm²).
(c) modèle du transport classique. ___ **169**

Figure IV-18 : *Distributions en ℓ obtenues en sortie d'une cible de 201 µg/cm².*
(a) modèle d'équations d'évolution.

(b) modèle d'équations d'évolution avec les sections efficaces d'excitation intracouche augmentées (comme pour la cible de 22,5 µg/cm²).
(c) modèle du transport classique. _____ ***170***

CHAPITRE V

Figure V-1 : Fonction réponse des collimateurs dans le cas le plus simple : cible hors de la zone d'interception. _____ ***177***

*Figures V-2(a et b) : Schéma de principe du calcul de la fonction réponse des collimateurs dans les cas **(a et b)** où la cible est dans la zone d'observation; cas des Lyman retardées.(La zone hachurée correspond à la zone masquée dans chacun des deux cas).* _____ ***179***

*Figure V-2(c) : Schéma de principe du calcul de la fonction réponse des collimateurs dans le cas **(c)** où la cible est dans la zone d'observation; cas des Lyman retardées.(La zone hachurée correspond à la zone masquée).* _____ ***180***

Figure V-3 : Fonction réponse des collimateurs pour la détection du rayonnement X provenant directement de la cible _____ ***181***

Figure V-4 : Comparaison entre l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition Lyα avec le temps de vol obtenue pour une cible de 98 µg/cm² et le modèle EPC corrigé des effets géométriques. _____ ***182***

Figure V-5 : Comparaison entre l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition Lyα avec le temps de vol obtenue pour une cible de 12,6 µg/cm² et le modèle EPC corrigé des effets géométriques. _____ ***183***

Figure V-6 : Schéma permettant de visualiser le « décalage moyen » de la cible introduit pour tenir compte des effets d'autoabsorption ou de non planéité des cibles sur leur support. _____ ***184***

Figure V-7 : Comparaison entre l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition Lyα avec le temps de vol obtenue pour une cible de 12,6 µg/cm² et le modèle EPC corrigé des effets géométriques seuls ou corrigé des effets géométriques et des effets induits par la non-planéité de la cible. Dans le cas présenté ici le décalage introduit est égal à 200 µm. _____ ***185***

Figure V-8 : Evolution des rapports d'intensités $N^{(2p \to 1s)}(t) / N^{(3p \to 1s)}(t)$ avec le temps de vol pour les collisions O^{2+} (v_p=9 ua) ® C (Can et al, 1987) et Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C. Le temps de vol est normalisé à Zp^{-4}. _____ ***187***

Figure V-9 : Evolution des rapports d'intensités $N^{(2p \to 1s)}(t) / N^{(3p \to 1s)}(t)$ avec le temps de vol pour les collisions S^{16+} (v_p=13 ua) ® C (Rothermel et al, 1983) et Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C. Le temps de vol est normalisé à Zp^{-4}. _____ ***188***

Figure V-10 : Comparaison modèle EPQ - expérience.

*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **3,5 µg/cm²**.* ***190***

Figure V-11 : Comparaison modèle EPQ - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **12,6 µg/cm²**.* ***191***

Figure V-12 : Comparaison modèle EPQ - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **98 µg/cm²**.* ***192***

Figure V-13 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **3,5 µg/cm²**.* ***194***

Figure V-14 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **12,6 µg/cm²**.* ***195***

Figure V-15 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **98 µg/cm²**.* ***196***

Figure V-16 : Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **201 µg/cm²**.* ***197***

Figure V-17 : Comparaison modèle EPC - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **3,5 µg/cm²**.* ***200***

Figure V-18 : Comparaison modèle EPC - expérience.
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **12,6 µg/cm²**.* ***201***

Figure V-19 : Comparaison modèle EPC - expérience.

Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de ***98 µg/cm²***. _____ ***202***

Figure V-20 : Comparaison modèle EPC - expérience.
Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Lyman observées en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de ***201 µg/cm²***. _____ ***203***

Figure V-21 : Comparaison modèle EPC - expérience
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**a** et Ly**b** en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de* ***3,5 µg/cm²***. *Les courbes obtenues par ce modèle sont tracées pour diverses valeurs de n_{max}.* _____ ***204***

Figure V-22 : Comparaison modèle EPC - expérience
*Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**a** et Ly**b** en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de* ***201 µg/cm²***. *Les courbes obtenues par ce modèle sont tracées pour diverses valeurs de n_{max}.* _____ ***205***

Figure V-23 : Comparaison modèle EPQ - points expérimentaux I_R (np ® 1s).
Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par le Kr^{35+}(v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée. Les symboles noirs représentent les résultats obtenus par Nicolaï (1990) et les symboles blancs correspondent à l'analyse des spectres enregistrés lors de l'expérience décrite par Despiney (1994). _____ ***209***

Figure V-24 : Comparaison de l'évolution de la section efficace totale d'émission Lyman du Kr^{35+}(v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone avec les valeurs du modèle EPQ. _____ ***212***

Figure V-25 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par l'Ar^{17+}(v_p=23 ua) avec l'épaisseur de carbone traversée.
Les symboles représentent l'expérience et les courbes les modèles décrits au chapitre IV. _____ ***213***

Figure V-26 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par l'Ar^{17+}(v_p=23 ua) avec l'épaisseur de carbone traversée. Pour le modèle EPQ, les sections efficaces d'excitation intracouche dipolaire sont augmentées à partir de n=6. _____ ***214***

Figure V-27 : Comparaison entre les modèles et l'évolution expérimentale de l'intensité de la transition 2E1 avec l'épaisseur de cible pour une distance derrière la cible de 40 mm. _____ ***215***

Figure V-28 : Evolution des intensités relatives normalisées des transitions Lyman émises par l'Ar^{17+}(v_p=23 ua) avec l'épaisseur de carbone traversée. Pour le modèle EPQ, les sections efficaces d'excitation intracouche dipolaire sont multipliées par 100 pour n=2, 3 et 4. _____ ***216***

Figure V-29 : *Evolution, selon le modèle de réponse collective, de la population de l'état **3p** se mélangeant par effet Stark avec l'état **3s** pour le Kr^{35+} (v_p=35 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée.* ***218***

Figure V-30 : *Evolution, selon le modèle de réponse collective de la population de l'état **2p** se mélangeant par effet Stark avec l'état **2s** pour l'Ar^{17+} (v_p=23 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone traversée.* ***218***

Figure V-31 : *Comparaison de l'évolution de la section efficace totale d'émission Lyman de l' Ar^{17+}(v_p=23 ua) en fonction de l'épaisseur de carbone avec les valeurs des modèles EPQ et EPC.* ***219***

ANNEXE I-a

*Figure **A-Ia**-1 :* *Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience. Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **8,6 µg/cm²**.* ***237***

*Figure **A-Ia**-2 :* *Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience. Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **22,5 µg/cm²**.* ***238***

*Figure **A-Ia**-3 :* *Comparaison modèle EPQ (avec les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire augmentées pour n>5) - expérience. Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **42 µg/cm²**.* ***239***

*Figure **A-Ia**-4 :* *Comparaison modèle EPC - expérience. Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **8,6 µg/cm²**.* ***240***

*Figure **A-Ia**-5 :* *Comparaison modèle EPC - expérience. Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **22,5 µg/cm²**.* ***241***

*Figure **A-Ia**-6 :* *Comparaison modèle EPC - expérience. Evolution du nombre d'X émis par ion pour les transitions Ly**α**, Ly**β**, Lyg, et $Ly_{fin\ de\ série}$ en fonction de la distance d parcourue par l'ion Ar^{17+} derrière une cible de **42 µg/cm²**.* ***242***

ANNEXE II

*Figure **A-II**-1 : Comparaison expérience - théorie : évolution de l'angle solide du détecteur Ge avec la position du translateur pour une cible de 8,6 µg/cm². ____ **251***

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE II

Tableau II-1 : *Libres parcours moyens des processus atomiques en µg/cm² affectant la population des états 2p, 3p et 4p à comparer aux épaisseurs variant entre 3,5 et 200 µg/cm². Collision* $Ar^{18,17+}$ *® C (*v_p *= 23 ua).* _____ ***34***

Tableau II-2 : *Energies des raies Lyman de l'ion hydrogénoï de* Ar^{17+}*.* _____ ***40***

Tableau II-3 : *Récapitulatif des caractéristiques des cibles de carbone utilisées lors de l'expérience.* _____ ***44***

Tableau II-4 : *Energie des transitions Lyman observées à 90° et 150° par rapport à l'axe du faisceau.* _____ ***55***

Tableau II-5 : *Energie des transitions REC observées à 90° et 150° dans le cas du système* Ar^{18+} *(13,6MeV/u) ® C.* _____ ***56***

Tableau II-6 : *Valeurs du rapport* $I(\theta_p)/I_{moy}$ *pour les deux angles d'observation utilisés et deux valeurs de polarisation des raies émises par le projectile.* _____ ***59***

Tableau II-7 : *Dimensions des composants constituant les trois détecteurs.* _____ ***60***

Tableau II-8 : *Valeurs du rendement de fluorescence K et du coefficient d'absorption totale pour les* $X_{K\alpha}$ *du cristal de Si(Li) ou de Ge.* _____ ***62***

Tableau II-9 : *Valeurs de l'efficacité, selon le type du détecteur, pour chacune des énergies des transitions étudiées lors de notre expérience.* _____ ***64***

Tableau II-10 : *Energies utilisées pour déterminer l'étalonnage du détecteur Ge.* ____ ***68***

Tableau II-11 : *Energies utilisées pour déterminer l'étalonnage du détecteur Si(Li).* _ ***68***

Tableau II-12 : *Transmission globale des détecteurs Si(Li) et Ge pour chacune des raies observées.* _____ ***75***

CHAPITRE III

Tableau III-1 : *Nombre de coups/s du bruit de fond propre intégrés sur tout le spectre pour chaque détecteur.* _____ ***89***

Tableau III-2 : *Nombre de coups/s du bruit de fond trou intégrés sur tout le spectre pour chaque détecteur et pour I=440 nAe.* _____ ***90***

Tableau III-3 : *Proportion du bruit de fond trou pour différentes positions du translateur et pour une intensité I=440 nAe.*_____ ***91***

Tableau III-4 : *Proportions maximales du fond de bremsstrahlung pour chaque raie Lyman et chaque type de détecteur.* _____ ***96***

Tableau III-5 : *Principales contributions à la largeur des raies Ly* ***a*** *et REC-K observées à 90° et à 150°.* _____ ***98***

Tableau III-6: *Zéro expérimental de chaque détecteur Si(Li) pour chaque cible.* ____ ***108***

Tableau III-7 : *Incertitudes relatives de décomposition pour chacune des raies observées sur les spectres enregistrés par le détecteur Si(Li)(1).* _____ ***110***

Tableau III-8 : *Incertitudes relatives de décomposition sur les rapports des transitions Lyman pour quelques distances d(mm).* _____ ***112***

Tableau III-9 : *Quelques valeurs des incertitudes obtenues sur des rapports d'intensités étudiés en fonction de l'épaisseur de cible traversée (détecteur Ge).*__ ***121***

Tableau III-10 : *Incertitudes attribuées à la section efficace totale d'émission Lyman pour son évolution en fonction de l'épaisseur de cible.*_____ ***124***

CHAPITRE IV

Tableau IV-1 : *Récapitulatif des processus pris en compte dans le modèle d'équations d'évolution jusqu'au nombre quantique principal* n_{max}*.* _____ ***132***

Tableau IV-2 : *Comparaison expérience - théories de l'excitation 1s ®2p de l'*Ar^{17+} *et 2s ®2p de l'*Ar^{16+} *par une cible gazeuse d'hélium.*_____ ***138***

Tableau IV-3 : *Sections efficaces d'excitation intercouche totales* ***D****n=1 et 2 en* 10^{-19}*cm² pour le système* Ar^{17+} (v_p*=23 ua) ® C.* _____ ***143***

Tableau IV-4 : *Valeurs des sections efficaces d'excitation intercouche en* 10^{-19} *cm² des transitions 5*ℓ *®6*ℓ*' avec* ℓ*=0 et 1 pour l'état initial.* _____ ***157***

Tableau IV-5 : *Estimation par le modèle du transport classique du nombre de collisions moyen subit par l'électron de l'ion* Ar^{17+} (v_p*=23 ua) dans des feuilles de carbone.*_____ ***159***

CHAPITRE V

Tableau V-1 : *Résultats expérimentaux obtenus pour les systèmes de collision : O^{2+} (v_p=9 ua) ® C (Can et al, 1987), S^{16+} (v_p=13 ua) ® C (Rothermel et al, 1983),Ar^{18+} (v_p=23 ua) ® C. Les résultats de Ar^{18+} et S^{16+} sont comparés au modèle EPC.* _____ ***186***

Tableau V-2 : *Facteurs multiplicatifs appliqués sur les sections efficaces d'excitation intracouche de type dipolaire dans le modèle EPQ pour reproduire l'évolution expérimentale des intensités relatives des transitions Lyman dans le cas de la collision Kr^{36+} (v_p=35 ua) ® C.* _____ ***209***

Résumé :

Dans les collisions ion-solide, les états de l'ion projectile de grand moment angulaire ℓ sont en moyenne beaucoup plus peuplés que lors des collisions ion-atome. L'utilisation d'ions projectiles Ar^{18+} d'énergie 13,6 MeV/u et de cibles solides de carbone nous a permis d'étudier les états excités de l'ion Ar^{17+} peuplés par capture. La gamme d'épaisseur de cibles choisie a permis d'effectuer cette étude de la condition de collision unique (3,5 µg/cm²) jusqu'à l'équilibre des populations (200 µg/cm²). Nous avons observé l'évolution des intensités des transitions Lyman en fonction du temps de transit de l'ion dans la cible (évolution sensible à la population des états de coeur) ainsi qu'en fonction du temps de vol de l'ion derrière la cible (évolution sensible à la population des états de Rydberg). Pour expliquer les résultats expérimentaux, une analyse complète du transport des états excités dans la cible a été réalisée. Nous avons utilisé deux modèles de type collisionnel. Le premier est un modèle d'équations d'évolution basé sur une description statistique des collisions binaires du projectile avec les atomes cibles. Le second est un modèle de transport classique basé sur l'équation décrivant le mouvement de l'électron projectile sur une orbite classique perturbé par une force stochastique. Une comparaison avec l'expérience montre que ces approches collisionnelles permettent de refléter assez bien la population en moment angulaire des états très excités mais nettement moins bien celle des états de coeur. Le mélange ℓ observé pour ces états est beaucoup plus important que prévu par ces modèles. La polarisation du milieu induite par l'ion projectile (non prise en compte par les modèles) pourrait être responsable d'un tel mélange par l'intermédiaire de l'effet Stark.

Summary :

In ion-solid collisions, more excited states of projectile ions with high angular momenta ℓ are populated than in ion-atom collisions. The use of 13.6 MeV/u Ar^{18+} projectile ions and solid carbon targets allowed us to study Ar^{17+} excited states initially populated by electron capture. Using various targets with increasing thickness from 3.5 to 200 µg/cm², the evolution of excited states from the single collision condition to the population equilibrium was investigated. We observed the evolution of the Lyman line intensities as a function of the ion transit time inside the target (sensitive to core state population) and as a function of the ion time of flight behind the target (sensitive to Rydberg state population). To explain the experimental results, a complete theorical analysis of the transport of excited states inside the medium was performed. We used two different collisional models. The first one is a rate equation model based on a statistical description of binary collisions of the projectile with target atoms. The second one is a classical transport theory based on an equation describing the motion of the projectile electron on a classical orbit perturbed by a stochastic force. A comparison with experiment shows that a such collisional approach allows to interpret the excited ℓ-state population, but fails in describing the core state population. The observed ℓ mixing in these states is much larger than predicted by the models. The polarization of the medium induced by the projectile ion, with both models do not take into account, could be responsible for this mixing by means of the Stark effect.