

UNIVERSITÉ DE LIÈGE  
FACULTÉ DES SCIENCES

Contribution à l'étude de lanthanides et  
d'éléments du groupe du fer par  
interférométrie et par spectroscopie laser

Dissertation présentée par  
P.-H. Lefèbvre  
pour l'obtention du grade de  
Docteur en Sciences

Mai 2004

*A mon épouse, Anne*

*A mes enfants et mes parents*

# Remerciements

*Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements aux Professeurs E. Biéumont et H.-P. Garnir pour m'avoir accueilli au sein de l'Institut de Physique Nucléaire, Atomique et de Spectroscopie et pour avoir accepté de diriger ce doctorat. Je tiens aussi à leur exprimer ma profonde gratitude pour les nombreux conseils qu'ils m'ont donné pour mener à bien ce travail.*

*Je tiens également à remercier les Dr. Y. Dubois et H. Bredohl pour le support qu'il m'ont apporté quant aux aspects techniques et scientifiques de la spectrométrie par transformée de Fourier.*

*Je remercie le Dr. P. Quinet pour ses encouragements et ses précieux conseils qui ont contribué à ce travail.*

*Je tiens à remercier vivement le Fonds National de la Recherche Scientifique pour le support matériel indispensable à la réalisation de ce travail. En particulier, je remercie le Fonds pour la formation à la Recherche dans l'Industrie et dans l'Agriculture (FRIA) et l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires (IISN) pour leur soutien financier.*

*Finalement, je suis aussi heureux d'exprimer ma profonde gratitude aux membres du personnel du laboratoire, en particulier à André Marchal, Mathieu Clar et Alain Dresse pour l'aide qu'il m'ont fourni pour les développements technologiques liés au dispositif expérimental.*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>4</b>
<b>1 Spectroscopie par transformée de Fourier</b>	<b>8</b>
1.1 Introduction . . . . .	8
1.2 Principe du spectromètre par transformée de Fourier . . . . .	9
1.2.1 Interféromètre de Michelson . . . . .	9
1.2.2 Equation générale d'un instrument parfait . . . . .	11
1.2.3 Avantage d'étendue . . . . .	14
1.2.4 Avantage multiplex . . . . .	15
1.3 Profil instrumental . . . . .	17
1.3.1 Préliminaire . . . . .	17
1.3.2 Profil instrumental de troncature . . . . .	18
1.3.3 Résolution . . . . .	21
1.3.4 Source étendue . . . . .	22
1.3.5 Théorème d'échantillonnage . . . . .	27
1.3.6 Echantillonnage d'interférogrammes . . . . .	28
1.4 Correction de phase . . . . .	31
1.5 Le spectromètre par transformée de Fourier de l'Université de Liège . . . . .	33
1.5.1 Le spectromètre Bruker IFS120 HR . . . . .	33
1.5.2 Logiciels d'acquisition et de traitement des données . . . . .	36
1.5.3 Sources d'émissions atomiques . . . . .	36
1.5.4 Réalisation de cathodes creuses . . . . .	37
<b>2 Étude de la structure hyperfine d'éléments du groupe du fer</b>	<b>43</b>
2.1 Structure hyperfine du vanadium neutre . . . . .	43
2.1.1 Introduction . . . . .	43
2.1.2 Paramètres expérimentaux . . . . .	45

2.1.3	Modèle de structure hyperfine utilisé . . . . .	48
2.1.4	Résultats . . . . .	49
2.2	Étude de la structure hyperfine du manganèse neutre . . . . .	53
2.2.1	Introduction . . . . .	53
2.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	54
2.2.3	Modèle de structure hyperfine utilisé . . . . .	55
2.2.4	Résultats et discussion . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Spectroscopie induite par laser et résolue dans le temps</b>	<b>66</b>
3.1	Introduction . . . . .	66
3.2	Durées de vie radiatives, rapports de branchement et probabilités de transition . . . . .	68
3.3	Spectroscopie de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps . . . . .	69
3.3.1	Production d'impulsions laser de courte durée . . . . .	71
3.3.2	Méthode d'enregistrement des signaux de décroissance . . . . .	71
3.3.3	Dispositif expérimental . . . . .	72
3.4	Méthode de calcul . . . . .	74
3.4.1	Hamiltonien . . . . .	74
3.4.2	Equation de Schrödinger . . . . .	74
3.4.3	Fonctions de base . . . . .	75
3.4.4	Méthode Hartree-Fock . . . . .	76
3.4.5	Interaction de configuration . . . . .	78
3.4.6	Calcul des forces de raie et des durées de vie . . . . .	79
3.5	Mesures de durées de vie d'états de Rydberg dans Lu I . . . . .	81
3.5.1	Introduction . . . . .	81
3.5.2	La structure atomique du lutétium neutre . . . . .	82
3.5.3	Mesures de durées de vie . . . . .	83
3.5.4	Les calculs . . . . .	87
3.5.5	Résultats et discussion . . . . .	88
3.6	Détermination de durées de vie théoriques et expérimentales dans l'ion Nd II . . . . .	92
3.6.1	Introduction . . . . .	92
3.6.2	Le spectre de Nd II . . . . .	94
3.6.3	Mesure des durées de vie . . . . .	95
3.6.4	Calculs HFR . . . . .	99

3.7	Mesures des durées de vie et détermination de forces d'oscillateur pour des transitions dans le praséodyme une fois ionisé	111
3.7.1	Introduction	111
3.7.2	Le spectre du praséodyme une fois ionisé	112
3.7.3	Mesure des durées de vie	112
3.7.4	Approche théorique	116
3.7.5	Discussion des résultats	116
	<b>Conclusions générales</b>	<b>131</b>
	<b>Annexe</b>	<b>134</b>
<b>A</b>	<b>Transformation de Fourier : Définition et propriétés</b>	<b>134</b>
A.1	Introduction	134
A.2	Définition et propriétés de la transformée de Fourier	134
A.2.1	Définition	134
A.2.2	Propriétés de symétrie	135
A.3	Convolution et transformée de Fourier	136
A.4	Propriétés fondamentales de la transformée de Fourier	136
A.4.1	Théorème de l'intégrale définie	136
A.4.2	Théorème de similarité	137
A.4.3	Théorème d'addition	137
A.4.4	Théorème de décalage	137
A.4.5	Théorème de modulation	137
A.4.6	Théorème de convolution	137
A.4.7	Théorème de Rayleigh	137
A.5	Généralisation de la transformée de Fourier	137
A.6	Transformée de Fourier généralisée de fonctions remarquables	138

# Introduction

Nous présentons dans ce travail les résultats de nos travaux concernant la détermination de certaines propriétés fondamentales d'atomes et d'ions présentant un intérêt astrophysique. Au cours des dernières années, des progrès substantiels ont été réalisés en astrophysique observationnelle, notamment en ce qui concerne l'amélioration des spectromètres destinés à l'enregistrement des spectres stellaires. L'évolution continue de la qualité des données spectroscopiques stellaires requiert de plus en plus de données de laboratoire précises afin d'analyser ces spectres. En particulier, la détermination d'abondances élémentaires stellaires nécessite la connaissance de certains paramètres caractéristiques des transitions observées comme les constantes de structure hyperfine et les probabilités de transition. C'est notamment à partir de ces données fondamentales que les astrophysiciens déterminent la composition chimique des étoiles et raffinent les modèles de nucléosynthèse stellaire. Notre travail s'inscrit dans ce contexte : par l'apport de nouvelles données atomiques, ce travail contribue indirectement à l'analyse des spectres stellaires.

À cette fin, deux techniques expérimentales ont été mises en oeuvre : la spectroscopie par transformée de Fourier (STF) pour l'étude de phénomènes de «faible amplitude énergétique» tels que la structure hyperfine et la spectroscopie de fluorescence induite par laser (LIF) et résolue dans le temps pour la détermination de durées de vie radiatives ainsi que de probabilités de transition.

La méthode STF nous a permis de déduire de nouvelles valeurs de constantes de structure hyperfine pour des éléments du groupe du Fer (V et Mn).

La méthode LIF, qui a été mise en oeuvre au Lund Laser Center (LLC) de l'Université de Lund (Suède, Professeur S. Svanberg), nous a permis de déduire des forces d'oscillateur pour plusieurs transitions des ions Nd II et

Pr II. Notons que les deux techniques évoquées dans ce travail peuvent être complémentaires : pour un niveau donné, la détermination de sa durée de vie couplée à la connaissance des rapports de branchement (R.B.) obtenus par STF permet, par exemple, de déduire les valeurs absolues des probabilités de transition pour chaque raie.

Le chapitre 1 explique en détail la technique de spectrométrie par transformée de Fourier et décrit notre dispositif expérimental. Le spectromètre utilisé, à savoir un modèle Bruker IFS120, était initialement localisé dans les bâtiments de l'ancien Institut d'Astrophysique à Cointe où il était mis en oeuvre essentiellement pour l'enregistrement de spectres d'absorption moléculaires. Le déménagement de cet appareil dans les locaux de l'Institut de Physique Nucléaire, Atomique et de Spectroscopie (IPNAS) au Sart-Tilman a été l'occasion d'apporter à cet instrument diverses améliorations technologiques afin de le rendre davantage opérationnel et adapté au but poursuivi dans le présent travail comme le développement de cathodes creuses, nécessaires à l'obtention de spectres en émission.

Les chapitres 2 et 3 présentent les résultats que nous avons obtenus à Liège et Lund et qui ont fait l'objet de cinq publications [1–5]. La présentation qui est proposée dans cette thèse s'inspire directement des textes de ces publications. En ce qui concerne l'analyse des structures hyperfines du V et Mn, nous avons réalisé la totalité des mesures et effectué tous les ajustements permettant d'obtenir les constantes magnétiques dipolaires. Pour les travaux portant sur Nd II et Pr II notre contribution personnelle a consisté à réaliser les mesures dans les laboratoires du Lund Laser Center et à participer à l'analyse des données.

Le chapitre 2 concerne la détermination des constantes magnétiques dipolaires ( $A$ ) du vanadium et du manganèse neutre. Dans ces deux cas, notre dispositif nous a permis d'enregistrer les spectres de ces éléments dans le proche infrarouge et le visible avec une très bonne résolution de l'ordre de  $0.001 \text{ cm}^{-1}$ . Nous explicitons le modèle utilisé pour analyser les raies de structures fines observées dans nos spectres et nous décrivons la nouvelle source d'émission que nous avons construite pour réaliser ces mesures. À partir de ces spectres à haute résolution, il nous a été possible, en analysant les profils de raie de certaines transitions, de déduire avec précision les constantes  $A$  pour 27 niveaux du vanadium neutre et pour 40 niveaux du manganèse neutre. Notons que pour le manganèse, les besoins en données de structure hyperfine sont tels que certains auteurs ont déduit des constantes



de structure hyperfine en «fittant» le spectre de la photosphère solaire [6] ou en ré-analysant des données expérimentales anciennes [7]. Ces approches ne sont cependant pas très précises et certaines valeurs qui ont été proposées dans ces analyses ont été revues dans notre travail. Nous avons ainsi pu réviser les constantes dipolaires magnétiques pour 22 niveaux de structure fine et nous avons déduit 18 nouvelles valeurs jusqu'à présent inconnues.

Le chapitre 3 concerne la détermination des probabilités de transition de nombreuses raies de Lu I, Nd II et Pr II. La technique LIF et les paramètres des expériences sont décrits et nous expliquons comment nos résultats ont été obtenus expérimentalement. Dans ce chapitre, nous présentons aussi les principes généraux de la méthode théorique qui a été appliquée aux systèmes étudiés, à savoir la méthode Hartree - Fock relativiste (HFR).

Pour le lutétium neutre, nous avons déterminé expérimentalement les durées de vie de 10 niveaux de parité impaire appartenant aux configurations  $6s^2 (^1S) np$  ( $n=8-9$ ) et  $6s^2 (^1S) nf$  ( $n=5-8$ ). La comparaison entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales permet de valider les résultats théoriques obtenus par le modèle HFR utilisé pour les calculs.

Dans Nd II, les durées de vie de 24 niveaux de structure fine ont été réalisées dans le domaine d'énergie compris en  $20500$  et  $32500 \text{ cm}^{-1}$ . Pour 17 niveaux, aucune donnée expérimentale n'était préalablement disponible. Les valeurs théoriques obtenues sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. Il a été dès lors possible de déduire, pour 107 raies, les valeurs des forces d'oscillateur.

Finalement, les durées de vie pour 20 niveaux du praséodyme ionisé ont été mesurées en faisant appel à la même technique et, en utilisant une fois encore la méthode pseudo-relativiste HFR, il a été possible de déduire les probabilités de transition pour 150 raies d'intérêt astrophysique.

Les résultats de ces travaux, qui s'intègrent dans un projet plus vaste concernant l'étude systématique des lanthanides, ont été ajoutés dans la banque de données D.R.E.A.M. (Database on Rare-Earths At Mons University) destinée à fournir à la communauté scientifique des données concernant les nombres d'ondes des transitions, les forces d'oscillateur, les probabilités de transition et les durées de vie pour les lanthanides neutres et ionisés. Ce projet, initié par le Professeur E. Biémont et le Docteur P. Quinet, présente un grand intérêt pour la communauté des astrophysiciens. En effet, en dépit de leur faible abondance cosmique, les lanthanides deviennent de plus en plus importants en astrophysique car ils sont observés

sur les spectres à haute résolution de certaines étoiles chimiquement particulières et, par conséquent, l'analyse de ces spectres requiert la connaissance de données atomiques précises concernant les lanthanides.

Notre thèse contient enfin une annexe qui résume les principales propriétés mathématiques de la transformée de Fourier.

# Chapitre 1

## Spectroscopie par transformée de Fourier

### 1.1 Introduction

La spectroscopie par transformée de Fourier est une technique de spectroscopie faisant appel à un interféromètre de type Michelson. Bien que le principe de fonctionnement fut établi dès 1896 par Fizeau, la technique n'a réellement connu un développement spectaculaire que dans les années 1950 grâce à la mise au point de l'algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) par Cooley et Tukey [8] et aux progrès de l'informatique. Cette technique interférométrique présente actuellement de multiples applications dans des domaines aussi divers que la planétologie, l'astrophysique ou la spectroscopie atomique et moléculaire en laboratoire.

Outre une détermination précise des nombres d'ondes (à  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  près), une résolution élevée ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^7$ ) et un domaine spectral étendu ( $5\text{-}75000 \text{ cm}^{-1}$ ), la spectroscopie par transformée de Fourier se distingue des autres techniques (dispositifs à réseau, Fabry-Pérot, ...) par trois avantages majeurs : l'avantage d'étendue (ou avantage Jacquinet), l'avantage multiplex (ou avantage Fellgett) et le procédé de calibration des spectres (seule une longueur d'onde est nécessaire pour étalonner tout un spectre). Le présent chapitre décrit certains aspects de la spectrométrie par transformée de Fourier et synthétise les fondements de la technique à laquelle de nombreux ouvrages ont été consacrés (voir p. ex. [9–14]).

## 1.2 Principe du spectromètre par transformée de Fourier

### 1.2.1 Interféromètre de Michelson

Le spectromètre par transformée de Fourier est, dans le principe, un interféromètre de Michelson (fig. 1.1) constitué par un miroir semi-réfléchissant appelé séparatrice (BS), une lame transparente compensatrice (C) destinée à compenser les trajets optiques différents dans les deux bras, deux miroirs (M1 et M2) dont un est mobile, une lentille collimatrice (L1) et une lentille focalisatrice (L2). S est la source et D le détecteur. Dans le cas où une source ponctuelle monochromatique est placée au foyer de la lentille collimatrice, un faisceau parallèle va être séparé en deux faisceaux qui vont être réfléchis sur le miroir fixe et le miroir mobile. Lorsque le miroir mobile est déplacé par rapport au miroir fixe, il en résulte une différence de marche entre les deux faisceaux et, par conséquent, la recombinaison des deux faisceaux va donner lieu à un phénomène d'interférence. Ainsi, le signal enregistré sur le détecteur sera une fonction de la différence de trajet optique  $x$  entre les faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre.

Le champ électrique  $E$  associé à l'onde électromagnétique se propageant à l'intérieur de l'interféromètre peut être écrit sous la forme

$$E(x_0, t) = E_0 e^{-2i\pi(\sigma_1 x_0 - \nu_1 t)} \quad (1.1)$$

Dans cette expression,  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$  est le nombre d'ondes,  $\nu$  est la fréquence de l'onde et  $x_0$  est la position d'observation. Pour une onde plane se propageant dans le vide,  $\sigma$  et  $\nu$  sont liés par la relation

$$\frac{\nu}{\sigma} = c \quad (1.2)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Si nous considérons deux faisceaux ayant parcouru des trajets optiques différents, nous pouvons représenter leur champ électrique par les équations

$$E_1(x_0, t) = E_{01} e^{-2i\pi(\sigma_1 x_0 - \nu_1 t)} \quad (1.3)$$

$$E_2(x_0, t) = E_{02} e^{-2i\pi(\sigma_1(x_0 - x) - \nu_1 t)}. \quad (1.4)$$

où  $x$  est la différence de trajet optique entre les deux faisceaux. Le champ électrique résultant de la superposition de ces deux faisceaux sera la somme de ceux-ci, c'est-à-dire

$$E(x_0, t) = E_1(x_0, t) + E_2(x_0, t) = e^{2i\pi\nu_1 t} [E_{01}e^{-2i\pi\sigma_1 x_0} + E_{02}e^{-2i\pi\sigma_1(x_0-x)}] \quad (1.5)$$

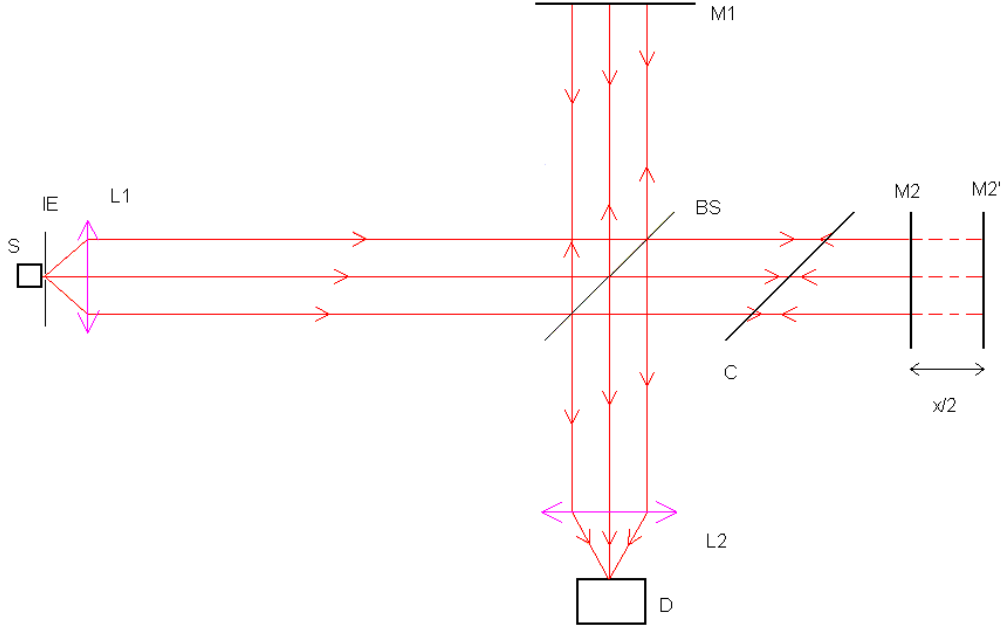


FIG. 1.1 – Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson

Nous observerons donc sur le détecteur un signal  $S_{\sigma_1}(x)$  dont l'intensité est proportionnelle au carré du module du champ électrique, c'est-à-dire

$$S_{\sigma_1}(x) \propto E(x_0, t)E^*(x_0, t) \quad (1.6)$$

$$= E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(2\pi\sigma_1 x). \quad (1.7)$$

Si  $E_{01} = E_{02} = E$ , ce qui est le cas dans un instrument parfait, nous avons

$$S_{\sigma_1}(x) = 2E^2[1 + \cos 2\pi\sigma_1 x]. \quad (1.8)$$

L'intensité observée comporte donc une contribution constante qui est proportionnelle à la somme des intensités individuelles des fronts d'onde recombinés et une contribution variable résultant de l'interférence des deux bras

de l'interféromètre. Lorsque la différence de trajet optique  $x$  varie, l'intensité observée varie sinusoidalement avec une période égale à  $1/\sigma_1$  (voir fig 1.2), ce qui implique que le signal modulé est fonction du nombre d'ondes de la radiation traversant l'interféromètre. Comme  $E^2$  est proportionnel à l'intensité  $B(\sigma)$  de la source lumineuse étudiée, la relation (1.8) peut s'écrire sous la forme

$$S_{\sigma_1}(x) = AB(\sigma_1)(1 + \cos(2\pi\sigma_1x)) \quad (1.9)$$

où A est une constante de proportionnalité.

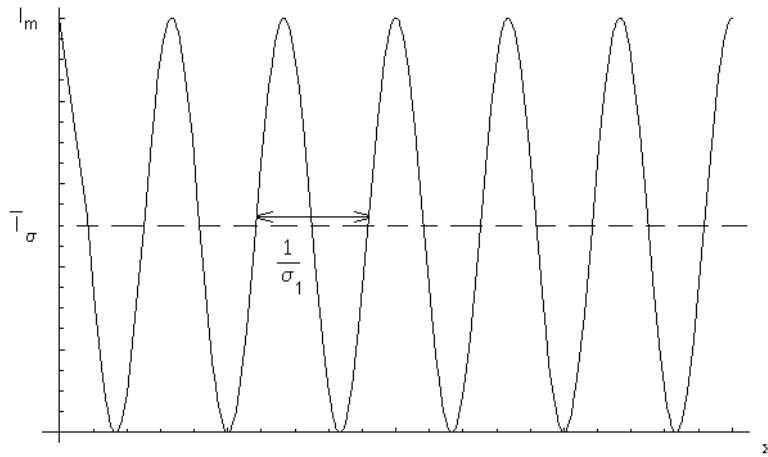


FIG. 1.2 – Signal observé résultant du passage dans l'interféromètre.

### 1.2.2 Equation générale d'un instrument parfait

L'équation générale d'un instrument parfait découle de l'extension à un continuum du raisonnement ayant mené à l'élaboration de l'équation (1.9). Supposons que la source ne soit plus monochromatique comme dans le cas précédent mais qu'elle comporte  $n$  fréquences. La fonction de source peut dès lors s'écrire de la manière suivante :

$$B(\sigma) = \sum_{k=1}^n B_k(\sigma_k) \cdot \delta(\sigma - \sigma_k) \quad (1.10)$$

où  $B_k(\sigma_k)$  est une constante proportionnelle à l'intensité de la source lumineuse en  $\sigma = \sigma_k$ . Si nous remplaçons  $B(\sigma_1)$  par  $B(\sigma)$  et  $S_{\sigma_1}(x)$  par  $S(x)$  dans l'expression (1.9), nous obtenons la relation suivante :

$$S(x) = A(1 + \cos(2\pi\sigma x)) \left( \sum_{k=1}^n B_k(\sigma_k) \cdot \delta(\sigma - \sigma_k) \right) \quad (1.11)$$

$$= A \left[ \sum_{k=1}^n B_k(\sigma_k) \cdot \delta(\sigma - \sigma_k) + \sum_{k=1}^n B_k(\sigma_k) \cdot \delta(\sigma - \sigma_k) \cos(2\pi\sigma x) \right]. \quad (1.12)$$

Le terme modulé de l'équation (1.12) est appelé *interférogramme*. Ainsi donc, pour une source émettant n composantes de fréquence, le signal observé sur le détecteur, en fonction de la différence de trajet optique, résulte de la superposition de n cosinusoides de fréquences  $\sigma_k$ . Une illustration de cette superposition de composantes cosinusoidales est montrée sur la figure 1.3. On remarque que, lorsque la différence de marche est nulle, l'intensité du signal enregistré est maximale. En effet, lorsque  $x=0$ , d'après (1.12), tous les cosinus sont égaux à 1 et, de ce fait, la valeur du second terme de l'équation (1.12) est maximale. Ce point particulier est appelé le point ZPD (Zero Path Difference).

L'extension de ce raisonnement à une source continue se conçoit aisément si nous définissons une fonction continue  $B(\sigma)$  telle que

- $B(\sigma)d\sigma$  représente l'intensité de la source lumineuse dans la bande étroite  $\sigma, \sigma + d\sigma$ , en tenant compte de l'absorption de la radiation incidente par la séparatrice,
- $\int_0^{+\infty} B(\sigma)d\sigma$  est l'intensité lumineuse totale de la source.

Cette fonction  $B(\sigma)$  constitue le spectre de la source lumineuse étudiée. Ainsi, lorsque nous étendons la sommation à un continuum et que nous introduisons  $B(\sigma)$  dans l'expression (1.12), il vient :

$$S(x) = A \left[ \int_0^{+\infty} B(\sigma)d\sigma + \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma x)d\sigma \right]. \quad (1.13)$$

Le premier terme de cette égalité est constant et représente la partie continue du signal enregistré, c'est-à-dire l'intensité lumineuse totale de la source.

Lorsque  $x = 0$  (ZPD), l'équation (1.13) devient

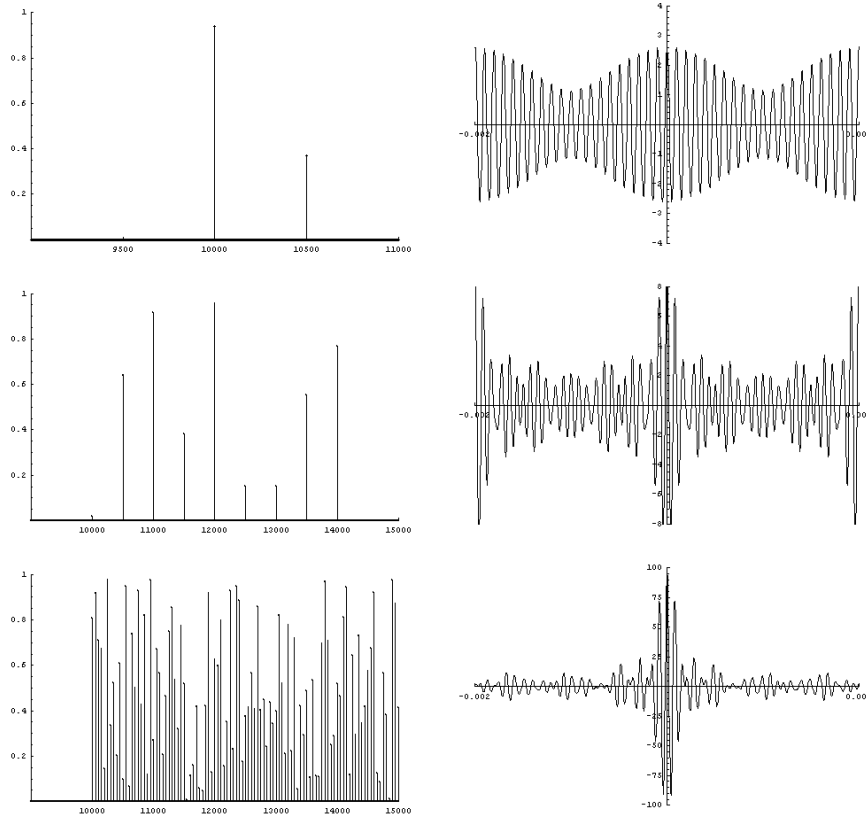


FIG. 1.3 – Interférogrammes résultant de spectres à  $n$  composantes pour  $n=2$ , 9, et 100.

$$S(0) = A \left[ \int_0^{+\infty} B(\sigma) d\sigma + \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(0) d\sigma \right] = 2A \int_0^{+\infty} B(\sigma) d\sigma \quad (1.14)$$

et

$$\int_0^{+\infty} B(\sigma) d\sigma = \frac{1}{2A} S(0). \quad (1.15)$$

En substituant (1.15) dans l'équation (1.13), il vient :

$$\int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma x) d\sigma = \frac{1}{A} \left[ S(x) - \frac{1}{2} S(0) \right]. \quad (1.16)$$

Il a été implicitement supposé que la fonction  $B(\sigma)$  est définie pour des



valeurs positives de  $\sigma$  mais nous pouvons plus généralement définir une fonction symétrique par un artifice mathématique :

$$B(-\sigma) \equiv B(\sigma) \quad (1.17)$$

avec une extension à des valeurs de  $\sigma$  négatives. L'équation (1.16) peut alors s'écrire :

$$\int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma x) d\sigma = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) e^{2i\pi\sigma x} d\sigma = \frac{1}{A} \left[ S(x) - \frac{1}{2}S(0) \right] \quad (1.18)$$

ou plus simplement

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) e^{2i\pi\sigma x} d\sigma = \frac{2}{A} \left[ S(x) - \frac{1}{2}S(0) \right]. \quad (1.19)$$

En prenant la transformée de Fourier inverse de cette équation, il vient :

$$B(\sigma) = \frac{2}{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ S(x) - \frac{1}{2}S(0) \right] e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.20)$$

Les relations (1.19) et (1.20) sont les équations fondamentales de la spectroscopie par transformée de Fourier. Elles montrent que, si le signal  $I(x)$ , défini par

$$I(x) = S(x) - \frac{1}{2}S(0) \quad (1.21)$$

et appelé *interférogramme* est enregistré par le détecteur, alors il est possible de déduire le spectre de la source lumineuse dont le rayonnement parcourt l'interféromètre. En effet, si nous posons que  $2/A = 1$ , les équations (1.19) et (1.20) s'écrivent

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) e^{2i\pi\sigma x} d\sigma \quad (1.22)$$

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.23)$$

### 1.2.3 Avantage d'étendue

Pour bien comprendre ce qu'est l'avantage d'étendue, propre à la spectroscopie par transformée de Fourier, il est nécessaire de rappeler brièvement

certaines notions relatives à la mesure de flux radiatifs. Soit une puissance radiative  $dU$  (W) qui tombe sur une surface  $S$ . On appelle irradiancie  $I$  (W/m<sup>2</sup>) la quantité définie par le rapport

$$I = \frac{dU}{S}. \quad (1.24)$$

Si nous considérons une puissance radiative  $dU$  contenue dans un angle solide  $d\Omega$  qui tombe sur une surface  $S$  sous un angle d'incidence  $\theta$  (Fig. 1.4) par rapport à la normale, la grandeur appelée radiance  $L_\theta$  (W.m<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup>) est définie comme étant la puissance par unité projetée de surface et d'angle solide :

$$L_\theta = \frac{dU}{S \cos \theta d\Omega}. \quad (1.25)$$

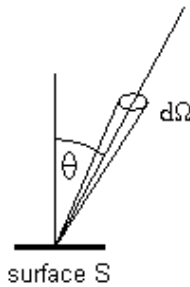


FIG. 1.4 – Incidence des radiations sur une surface  $S$

Si nous posons  $dA = S \cos \theta$ , il vient :

$$dU = L_\theta dA d\Omega. \quad (1.26)$$

La quantité  $dA d\Omega$  est appelée étendue. Cette grandeur, invariable pour un système optique, caractérise la quantité de radiation d'une source que peut accepter ce dernier. Pour un spectromètre par transformée de Fourier, l'étendue est beaucoup plus élevée que pour un spectromètre classique de même pouvoir de résolution. Ce phénomène, appelé *avantage d'étendue*, a été mis en évidence par Jacquinot [15, 16].

### 1.2.4 Avantage multiplex

Avec un spectromètre classique utilisant une fente d'entrée et une fente de sortie (prisme, réseau), des sections contiguës d'un même spectre sont

enregistrées consécutivement en balayant la région spectrale intéressante. Si le bruit présent dans le spectre ne dépend pas de l'amplitude du spectre enregistré, le signal obtenu a la forme :

$$S_{mes}(\lambda, t) = s(\lambda) + \eta(t) \quad (1.27)$$

où  $S_{mes}(\lambda, t)$  représente le spectre mesuré,  $s(\lambda)$  est le spectre dénué de bruit et  $\eta(t)$  est une fonction aléatoire du temps uniformément distribuée avec une valeur moyenne  $\langle \eta \rangle = 0$  qui représente le bruit dans le signal. Dans une situation expérimentale pour laquelle un temps  $T$  est consacré à la mesure, la région spectrale est généralement divisée en  $N$  segments également espacés et le spectromètre enregistre chaque segment en un temps  $T/N$ .  $T$  et  $N$  doivent être choisis judicieusement par l'observateur pour que le temps de mesure par segment  $T/N$  soit tel que la contribution de  $\eta(t)$  soit moyennée et donc que le spectre se rapproche le plus possible du spectre réel.

Dans ces conditions, la moyenne arithmétique du signal mesuré et moyenné sur les intervalles  $T/N$  est une bonne approximation de  $s(\lambda)$ . Donc

$$s(\lambda) \simeq \langle S_{mes}(\lambda, t) \rangle \quad (1.28)$$

et l'écart quadratique moyen (rms) du signal mesuré donne une bonne approximation du niveau de bruit de la mesure :

$$bruit(\lambda) \simeq \sqrt{\langle (S_{mes}(\lambda, t) - \langle S_{mes}(\lambda, t) \rangle)^2 \rangle}. \quad (1.29)$$

Par conséquent, le rapport signal sur bruit expérimental est

$$\frac{signal(\lambda)}{bruit(\lambda)} = \frac{\langle S_{mes} \rangle}{\sqrt{\langle (S_{mes} - \langle S_{mes} \rangle)^2 \rangle}}. \quad (1.30)$$

Comme le spectromètre enregistre des données à partir de segments de spectre de longueur d'onde  $\lambda$ , il peut être montré que [17] :

$$\langle S_{mes} \rangle \propto T/N \quad (1.31)$$

et que

$$\sqrt{\langle (S_{mes} - \langle S_{mes} \rangle)^2 \rangle} \propto \sqrt{T/N} \quad (1.32)$$

d'où il découle que le rapport signal/bruit du spectre mesuré est

$$\frac{signal(\lambda)}{bruit(\lambda)} \propto \sqrt{T/N}. \quad (1.33)$$

Ainsi, la qualité du spectre, à une certaine longueur d'onde  $\lambda$ , augmente proportionnellement à la racine carrée du temps consacré à cette mesure pour cet enregistrement.

L'avantage d'utiliser un interféromètre pour effectuer un multiplexage spectral fut découvert par Fellgett [18], ce processus physique consistant à encoder et envoyer les signaux provenant de plusieurs sources à travers un seul canal de données.

En spectroscopie STF, l'encodeur de multiplexage est le spectromètre lui-même et le décodeur est la transformée de Fourier effectuée par un ordinateur.

Dans un spectromètre multiplexeur, tous les  $N$  éléments spectraux sont enregistrés simultanément en un temps  $T$ . Par analogie avec l'équation (1.33), le rapport signal sur bruit ( $S/B$ ) est, pour ce type d'instrument, donné par

$$\frac{S}{B} \propto \sqrt{T} \quad (1.34)$$

Par conséquent, le rapport  $S/B$  caractéristique d'un système multiplexé est supérieur d'un facteur  $\sqrt{N}$  à celui d'un spectromètre classique. Il est à noter que cet avantage multiplex n'est pas toujours réalisé dans les applications STF. En effet, dans le cas des interféromètres conçus pour travailler dans l'infrarouge où les détecteurs sont notoirement bruyants, l'avantage  $\sqrt{N}$  est vérifié mais, pour les spectromètres travaillant dans le visible-ultraviolet, l'équation (1.27) ne s'applique plus et l'avantage multiplex disparaît.

En fait l'avantage multiplex peut complètement disparaître et devenir un désavantage si le bruit dépend fortement de l'intensité lumineuse (cas des sources lumineuses instables).

## 1.3 Profil instrumental

### 1.3.1 Préliminaire

L'équation fondamentale (1.23) de la spectroscopie STF a été établie dans le cadre d'un instrument parfait pour lequel l'interférogramme  $I(x)$  est une fonction parfaitement connue pour tout  $x$  et la source lumineuse considérée est supposée ponctuelle. De même, nous avons supposé un système optique parfait ne présentant aucun défaut de chromatisme. Cependant, différents

effets liés aux contraintes expérimentales entraînent une déformation du signal qui définit le profil instrumental du spectromètre. Il est important, afin de traiter les données enregistrées par le spectromètre, de connaître les effets de ces limitations physiques. En effet, un profil de raie sera déformé par la réponse du spectromètre, et il conviendra de prendre en considération la déformation induite par l'instrument pour déduire l'information physique relative à la raie étudiée (profil Doppler, profil de structure hyperfine, etc...).

### 1.3.2 Profil instrumental de troncature

Le déplacement du miroir mobile de l'interféromètre a, suite aux contraintes mécaniques évidentes, une longueur finie. De ce fait, l'interférogramme ne peut être connu pour des valeurs de la différence de marche supérieures à celles imposées par les dimensions du spectromètre. Supposons que la différence de marche maximale pouvant être obtenue se situe dans l'intervalle  $x = [-L; +L]$ . L'équation (1.23) ne pourra donc plus être intégrée de  $x = [-\infty; +\infty]$  mais bien de  $[-L; +L]$ . Ainsi, cette équation devient

$$B(\sigma) = \int_{-L}^{+L} I(x)e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.35)$$

Écrire cette équation équivaut en réalité à multiplier la fonction «source» par une fonction rectangle  $A(x) = \Pi(\frac{x}{2L})$  (voir annexe A) :

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)A(x)e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.36)$$

Dès lors, si nous appliquons le théorème de convolution à cette transformation de Fourier, il vient :

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)e^{-2i\pi\sigma x} dx * \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi(\frac{x}{2L})e^{-2i\pi\sigma x} dx \quad (1.37)$$

$$= B_{vrai}(\sigma) * 2L \frac{\sin(2\pi\sigma L)}{2\pi\sigma L}. \quad (1.38)$$

Ainsi, la troncature de l'interférogramme génère la convolution du spectre par la fonction  $\frac{\sin(2\pi\sigma L)}{2\pi\sigma L}$  et il en résulte un élargissement des raies lié à cette convolution. À titre d'exemple, considérons le cas d'un spectre purement monochromatique ayant une composante de fréquence à la position  $\sigma = \sigma_0$ .

Cette composante de fréquence donnera lieu à un interférogramme de la forme de celui représenté sur la figure 1.2, c'est à dire une cosinusoïde de fréquence  $1/\sigma_0$ . Comme nous l'avons précisé plus haut, le fait de n'avoir accès à cette information que pour des valeurs de  $x$  comprises entre  $-L$  et  $+L$  revient à multiplier cette fonction par une «fonction rectangle» ayant une valeur nulle en dehors de l'intervalle  $[-L;+L]$ . Ainsi la composante monochromatique représentée par la distribution  $\delta(\sigma - \sigma_0)$  est convoluée par la fonction  $Sinc(2\sigma L) = \frac{\sin(2\pi\sigma L)}{2\pi\sigma L}$ . Cette fonction est représentée sur la figure 1.5. Le profil instrumental coupe l'axe des abscisses en  $\sigma = \sigma_0 + k\frac{1}{2L}$  où  $k$  est un entier.

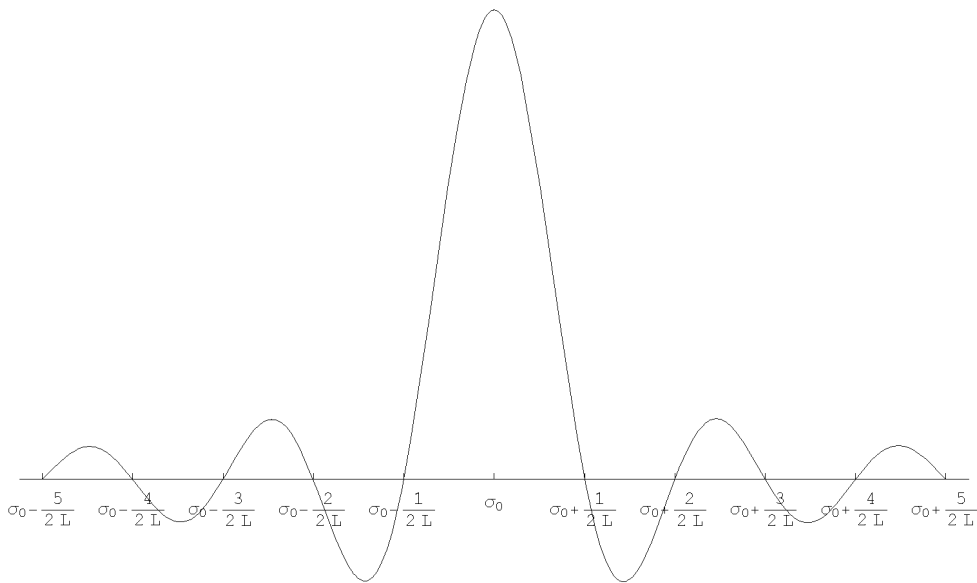


FIG. 1.5 – Profil instrumental  $Sinc(2\sigma L) = 2L \frac{\sin(2\pi(\sigma - \sigma_0)L)}{2\pi(\sigma - \sigma_0)L}$  en fonction de  $\sigma$ .

Dans le cas d'une source polychromatique, il est aisé de créer un spectre synthétique illustrant la convolution du spectre avec le profil instrumental. Plus le trajet optique est long, meilleure sera la résolution comme le montre la figure 1.6.

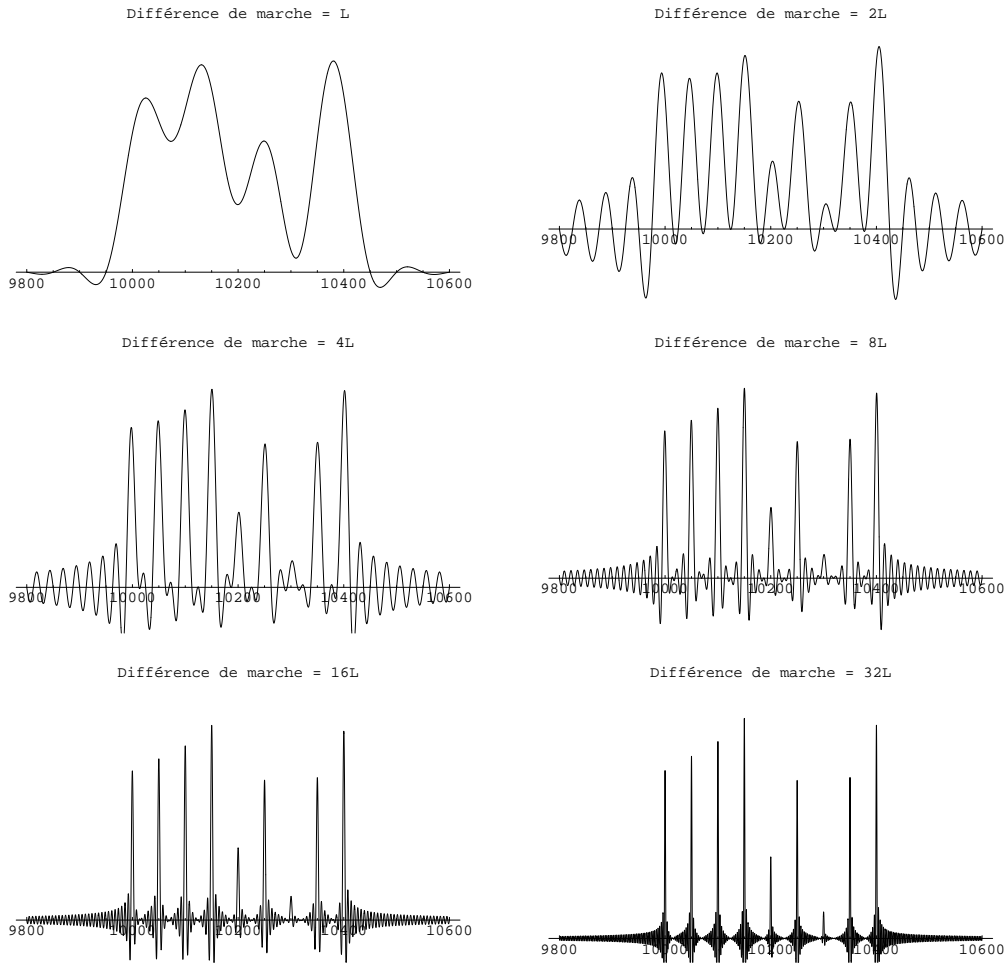


FIG. 1.6 – Evolution de la résolution en fonction de la différence maximale de trajet optique  $L$ .

### 1.3.3 Résolution

La multiplication de l'interférogramme par une fonction «fenêtre» traduit la limitation de l'enregistrement du signal à l'intervalle  $[-L; +L]$  (où  $L$  est le double du trajet mécanique du miroir mobile). Cela introduit un élargissement instrumental des profils de raie et, par conséquent, la résolution de l'instrument est affectée par ce phénomène. La résolution instrumentale, c'est-à-dire la capacité qu'a un instrument de séparer deux raies très proches mais distinctes, est définie généralement en spectroscopie dispersive ou interférentielle par le critère de Rayleigh et le critère de la largeur à mi-hauteur. Le premier de ces critères stipule que deux raies adjacentes de même intensité sont résolues si le premier minimum de la figure de diffraction de la première raie coïncide avec le maximum principal de la figure de diffraction de la seconde raie (voir figure 1.7).

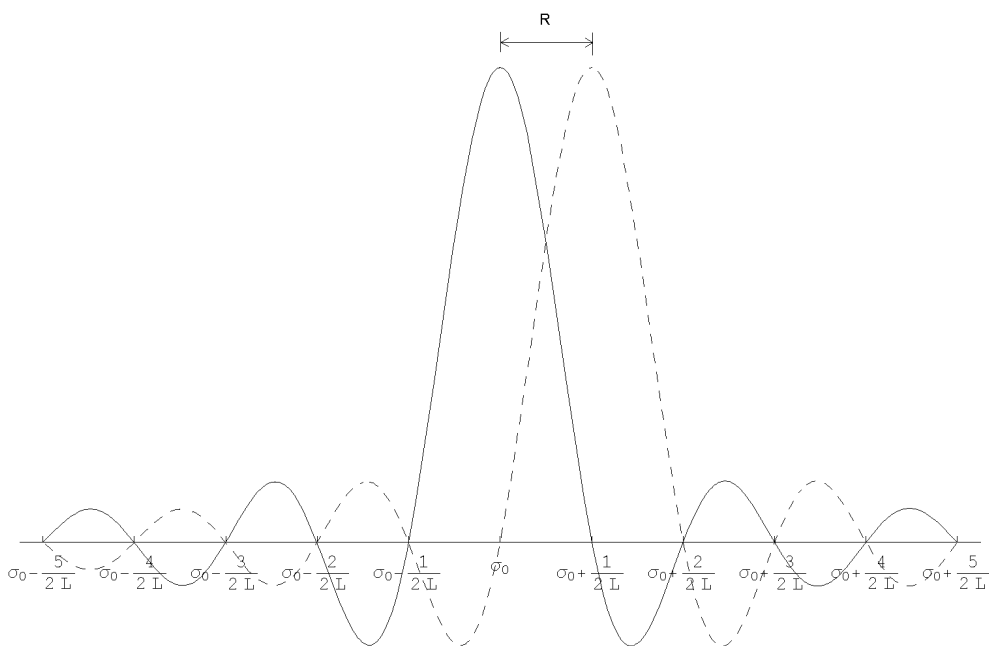


FIG. 1.7 – Résolution d'un FTS d'après le critère de Rayleigh.

Le second impose que la séparation minimale entre deux raies résolues doit être égale à la largeur à mi-hauteur de la raie la plus large. Dans le cadre de la spectrométrie STF, la résolution instrumentale est définie par le



critère de Rayleigh. Initialement, le critère de Rayleigh a été défini pour un spectromètre à réseau. Dans ce cas, le profil instrumental est une fonction de type  $\text{Sinc}^2$ . L'application de ce critère à une fonction instrumentale de type  $\text{Sinc}$  impose de considérer la séparation entre le maximum d'une raie et le premier zéro de la seconde. Cette séparation est de  $1/2L$  et par conséquent, la résolution  $R$  d'un spectromètre à transformée de Fourier est définie par

$$R = \frac{1}{2L}. \quad (1.39)$$

### 1.3.4 Source étendue

Dans ce qui précède, nous avons considéré le cas d'un spectromètre idéal à travers lequel toutes les radiations se propagent comme des ondes planes voyageant parallèlement à l'axe optique de l'instrument. Pour des interféromètres réels, une discussion aussi simple ne suffit plus. En effet, il faut considérer non pas une seule direction de propagation mais plutôt une distribution angulaire de directions de propagation (voir Fig. 1.8). Chaque point sur l'ouverture d'entrée du spectromètre possède une image en un point unique du détecteur et ce dernier répond au signal total intégré sur toute sa surface. Ceci signifie qu'une partie du signal de l'interférogramme est dû aux radiations qui ont traversé l'interféromètre en n'empruntant pas l'axe optique.

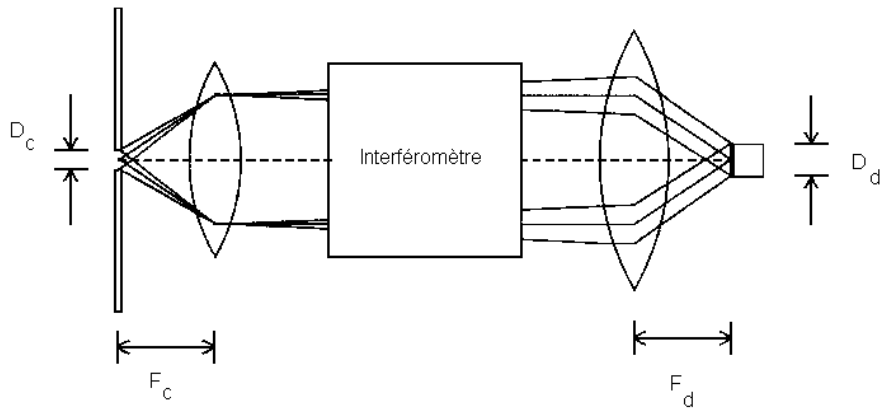


FIG. 1.8 – Distribution angulaire des faisceaux lumineux provenant d'une source de dimension finie.

Une représentation simplifiée de l'interféromètre à deux faisceaux pour une radiation non axiale est donnée sur la figure 1.9. Bien que les deux faisceaux soient spatialement séparés, la lentille de focalisation va les concentrer sur le même point de la surface du détecteur où ils vont interférer.

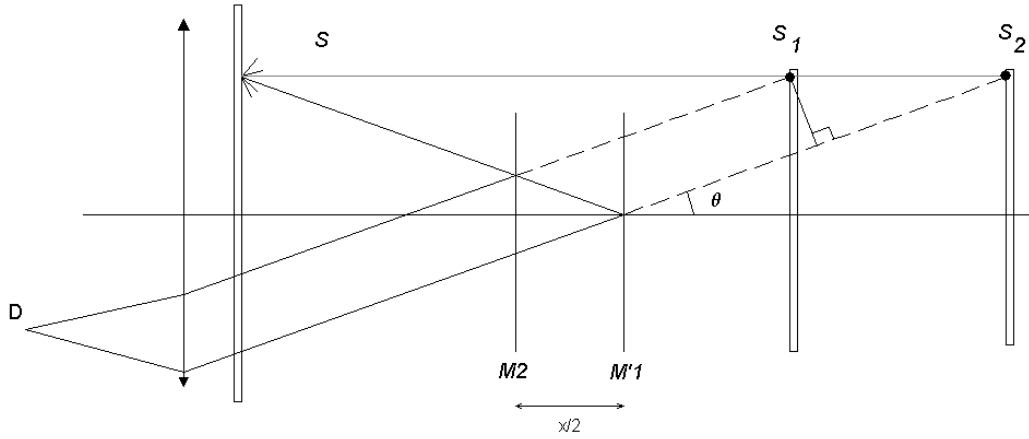


FIG. 1.9 – Représentation simplifiée des faisceaux lumineux non-axiaux traversant l'interféromètre.

La différence de trajet optique, OPD, entre les deux faisceaux est donnée par (voir aussi Fig. 1.9) :

$$OPD = \frac{x}{2} \frac{2}{\cos \theta} - y \sin \theta \quad (1.40)$$

où

$$y = 2 \frac{x}{2} \tan \theta \quad (1.41)$$

Dès lors, il vient :

$$OPD = \frac{x}{\cos \theta} - x \sin \theta \tan \theta \quad (1.42)$$

$$= \frac{x}{\cos \theta} - x \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \quad (1.43)$$

$$= \frac{x}{\cos \theta} (1 - \sin^2 \theta) \quad (1.44)$$

$$= x \cos \theta. \quad (1.45)$$

et on voit que la différence de phase entre deux rayons est donnée par

$$\phi = 2\pi \sigma x \cos \theta. \quad (1.46)$$

Comme la lentille du détecteur focalise tous les rayons lumineux provenant d'un même angle sur la surface du détecteur, il en résulte que la surface de phase constante est un cercle et le détecteur sera illuminé par des franges d'interférence circulaires et symétriques dont la phase varie avec le faisceau considéré à partir du centre du détecteur.

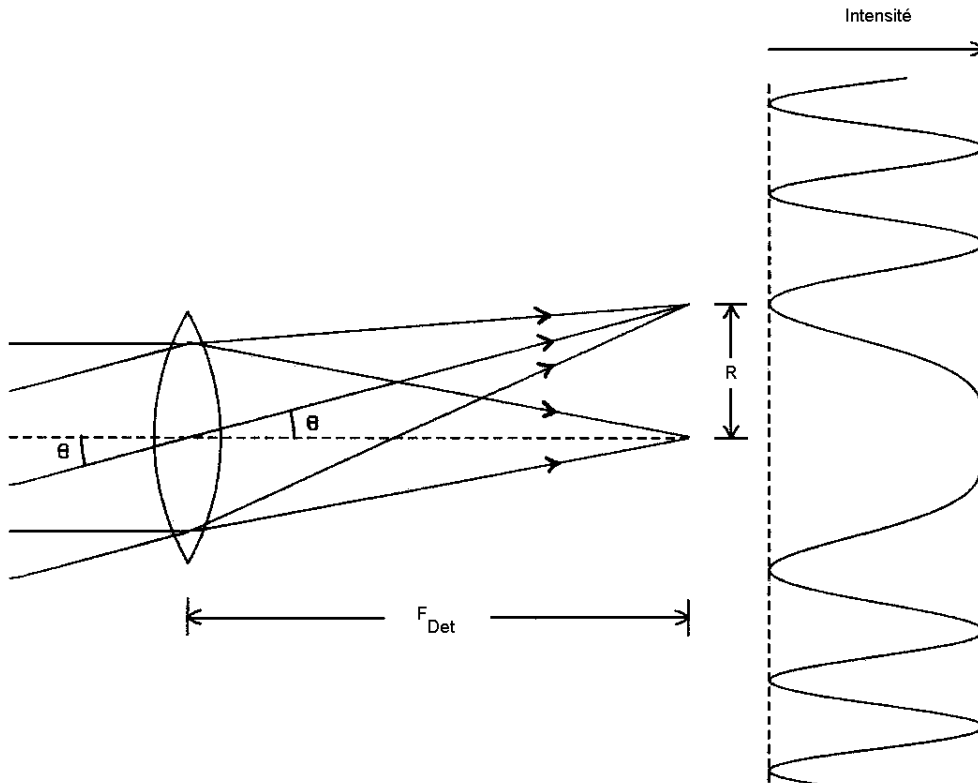


FIG. 1.10 – Distribution de l'intensité sur le détecteur.

La surface du détecteur sous-tend une section finie de cette figure d'interférence qui, pour un interféromètre parfaitement aligné, est centrée sur la surface du détecteur. Considérons maintenant la façon dont la figure d'interférence varie, pour une composante monochromatique, avec la différence de trajet optique. Pour une différence de trajet optique  $x$ , la phase au centre de la figure d'interférence est donnée par

$$\phi_{centre} = 2\pi\sigma_0 x. \quad (1.47)$$

Si nous observons de manière radiale, à partir du centre de la figure d'interférence vers l'extérieur, une séquence de franges de phase décroissante

apparaît jusqu'au moment où la limite de la surface du détecteur est atteinte. Comme le détecteur a une surface finie, l'interférogramme enregistré sera constitué de la résultante des contributions de phase des franges illuminant la surface du détecteur. Il est bien entendu désirable de réduire cet étalement des composantes de phase différentes de manière à ce que les composantes non axiales ne constituent qu'une petite partie de l'interférogramme. Cette minimisation est accomplie en limitant la dimension de l'ouverture d'entrée et/ou la surface photo-sensible du détecteur. L'expérimentateur doit trouver un compromis entre la quantité de lumière entrant dans l'instrument et les problèmes liés à la dimension finie de l'ouverture d'entrée. La procédure suivante est adoptée : quand le centre de la figure d'interférence est considéré, une limite supérieure raisonnable est que la phase ne doit pas varier de plus de  $\pi$  entre le centre et la limite de la surface du détecteur. Comme montré sur la figure 1.10, si  $R$  représente le rayon de cette surface illuminée,  $\theta$  étant l'angle maximum associé à  $R$ , on a (pour  $\theta$  petit) :

$$R = f_{\text{détecteur}} \tan \theta \approx f_{\text{détecteur}} \theta \quad (1.48)$$

et

$$2\pi\sigma_0 x \cos \theta = 2\pi\sigma_0 x - \pi \quad (1.49)$$

donc

$$1 - \frac{1}{2\sigma_0 x} = \cos \theta \approx 1 - 1/2\theta^2 + \dots \quad (1.50)$$

ainsi

$$\theta \approx \sqrt{\frac{2}{\sigma_0 x}}. \quad (1.51)$$

Quand ce résultat est combiné avec l'équation 1.48, nous obtenons

$$R \approx f_{\text{détecteur}} \sqrt{\frac{2}{\sigma_0 x}}. \quad (1.52)$$

À partir de cette expression, il est aisé de vérifier que la figure d'interférence se contracte lorsque la différence de trajet optique augmente et que la figure est plus petite pour des radiations de grand nombre d'ondes. Il est dès lors raisonnable de restreindre l'angle maximum d'illumination pour se conformer à :

$$\theta \approx \sqrt{\frac{1}{\sigma_{\text{max}} \Delta}} \quad (1.53)$$

où  $\sigma_{max}$  est le plus grand nombre d'ondes à mesurer et  $\Delta$  est la différence de marche maximale. En pratique, cette limite est établie en choisissant un iris d'entrée et une longueur focale de la lentille collimatrice de manière appropriée plutôt qu'en se basant sur la surface photo-sensible du détecteur.

L'équation (1.53) montre que résolution élevée et grande étendue sont mutuellement exclusifs car l'augmentation de  $\Delta$  entraîne la réduction de l'angle  $\theta$ .

Considérons un instrument simplifié dont le détecteur a une réponse homogène sur toute sa surface et est illuminé par le centre d'une figure d'interférence circulaire de rayon  $R$  produite par une composante monochromatique de nombre d'ondes  $\sigma_0$ . En considérant une ouverture d'entrée de dimension finie, il peut être montré (voir p. ex. [9, 10]) que l'interférogramme s'écrit sous la forme :

$$I(x) = B(\sigma_0) \operatorname{sinc} \left( \frac{2\sigma_0 x \Omega}{4\pi} \right) \cos \left( 2\pi \sigma_0 x \left( 1 - \frac{\Omega}{4\pi} \right) \right) \quad (1.54)$$

où  $\Omega$  est l'angle solide sous-tendu par le cône de radiation touchant la surface du détecteur :

$$\Omega \approx \frac{\pi R^2}{f_{détecteur}^2}. \quad (1.55)$$

Lorsque la transformation de Fourier est appliquée à cet interférogramme, il résulte deux effets importants liés à la considération de la dimension finie de l'iris d'entrée. Le premier de ces effets est de décaler la position du profil instrumental associé à la radiation de nombre d'ondes  $\sigma_0$  vers la position  $(1 - \frac{\Omega}{4\pi})\sigma_0$ , ce qui revient à dire que l'échelle des nombres d'onde calculée est compressée par le facteur  $(1 - \frac{\Omega}{4\pi})$ . Dès lors, une calibration de l'échelle des nombres d'ondes sera nécessaire.

Le second effet est d'introduire une déformation du profil instrumental. En effet, si  $A(x)$  est la fonction utilisée pour le calcul de la transformée de Fourier (voir 1.36), celle-ci devient en considérant l'effet d'ouverture finie :

$$A'(x) = A(x) \operatorname{sinc} \frac{2\sigma_0 x \Omega}{4\pi}. \quad (1.56)$$

Ainsi, le second effet de l'ouverture de dimension finie a pour conséquence que le profil instrumental résultant de la transformée de Fourier de  $A'(x)$  est la convolution de la T.F. de  $A(x)$  avec la fonction

$$\frac{4\pi}{2\sigma_0\Omega} \prod \left( \frac{4\pi}{2\sigma_0\Omega} \right) \quad (1.57)$$

qui tend à élargir le profil instrumental et à introduire une dépendance en nombre d'ondes de la largeur de ce profil. Cependant, si  $\Omega$  reste suffisamment petit de telle manière que  $\sigma_0\Omega \ll 1$ , l'expression 1.57 tend vers une fonction  $\delta$  de Dirac et donc a un impact limité sur la résolution. La combinaison du décalage du nombre d'ondes et de l'introduction de la fonction rectangulaire est discutée en détail dans [9]. Ce type de profil nous intéresse dans le cadre du modèle de structure hyperfine utilisé dans le chapitre 2. Nous le noterons par la suite  $\text{rect}(-\frac{\sigma\Omega}{2\pi}, 0)$ .

Considérons à nouveau l'équation 1.56, il doit être noté que la fonction  $A'(x)$  devient négative si  $x > \frac{2\pi}{\Omega\sigma_0}$  et donc, au delà de cette limite, l'interférogramme est multiplié par une fonction négative qui ne constitue pas une «bonne» fonction d'apodisation. Ainsi, la différence de trajet optique maximale  $\Delta$  pour  $\Omega$  et  $\sigma_{max}$  déterminés est imposée par la relation

$$\Delta \leq \frac{2\pi}{\Omega\sigma_{max}} \quad (1.58)$$

ou

$$\Omega \leq \frac{2\pi}{\Delta\sigma_{max}}. \quad (1.59)$$

### 1.3.5 Théorème d'échantillonnage

Nous avons jusqu'ici supposé que l'interférogramme  $I(x)$  est une fonction parfaitement connue en tout point  $x$ . Bien entendu, la réalité est autre car l'interférogramme doit être échantillonné et converti en un signal numérique afin de calculer sa transformée de Fourier. Nous abordons dans cette section la problématique de l'échantillonnage d'une fonction.

Supposons que  $f(x)$  soit une fonction qui a pour transformée de Fourier la fonction  $g(s)$  de telle manière que

$$g(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-2i\pi sx} dx. \quad (1.60)$$

L'intégrale définissant la transformation peut être approchée par la som-

mation discrète

$$g_a(s) = \sum_{-\infty}^{+\infty} f(nh) h e^{-2i\pi nhs} dx \quad (1.61)$$

où  $h$  est l'intervalle d'échantillonnage. Au vu de la définition de la fonction peigne  $\text{III}(x)$  (voir annexe A), cette expression peut être ré-écrite sous la forme :

$$g_a(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \text{III}(x/h) e^{-2i\pi sx} dx. \quad (1.62)$$

Si l'intervalle d'échantillonnage est choisi suffisamment petit, alors, la somme discrète est une approximation satisfaisante de l'intégrale  $g(s)$ .

**Théorème d'échantillonnage** : Soit  $f(x)$  une fonction définie sur un certain intervalle ayant comme transformée de Fourier la fonction  $g(s)$  telle que  $g(s)=0$  pour  $|s| > s_c > 0$ . Alors, la totalité de la fonction  $g(s)$  peut être déterminée par l'évaluation de la transformée de Fourier discrète

$$g(s) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} f(nh) h e^{-2i\pi nhs} \quad (1.63)$$

si l'intervalle d'échantillonnage choisi est tel que  $h \leq \frac{1}{2s_c}$

### 1.3.6 Echantillonnage d'interférogrammes

Soit l'équation fondamentale de la spectrométrie FTS :

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.64)$$

Supposons que l'interférogramme est échantillonné avec un intervalle régulier de  $h$ . La transformée de Fourier échantillonnée est alors donnée par :

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{III}\left(\frac{x}{h}\right) I(x) e^{-2i\pi\sigma x} dx \quad (1.65)$$

$$= h \text{III}(h\sigma) * \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.66)$$

Ainsi, le spectre calculé apparaît sous la forme du «vrai» spectre accompagné par ses répliques espacées de  $1/h$ . Si le spectre s'étend au delà de la limite  $1/(2h)$ , alors le phénomène de recouvrement apparaît et il devient difficile, voire impossible, de déterminer à quel alias un élément spectral appartient. Ce cas est illustré sur la figure 1.11.

Sur cette figure est illustré le phénomène de répliques à un intervalle  $1/h$  entraînant le recouvrement des alias. En haut de la figure, le spectre symétrique est illustré. Les deuxième et troisième parties représentent le spectre décalé de  $+1/h$  et  $-1/h$ . Finalement, la partie inférieure représente la superposition du spectre et de ses 2 alias. Nous constatons qu'il est très difficile, voire impossible, de retrouver le spectre original si l'intervalle d'échantillonnage n'est pas en accord avec la condition

$$0 \leq \sigma \leq \frac{1}{2h}. \quad (1.67)$$



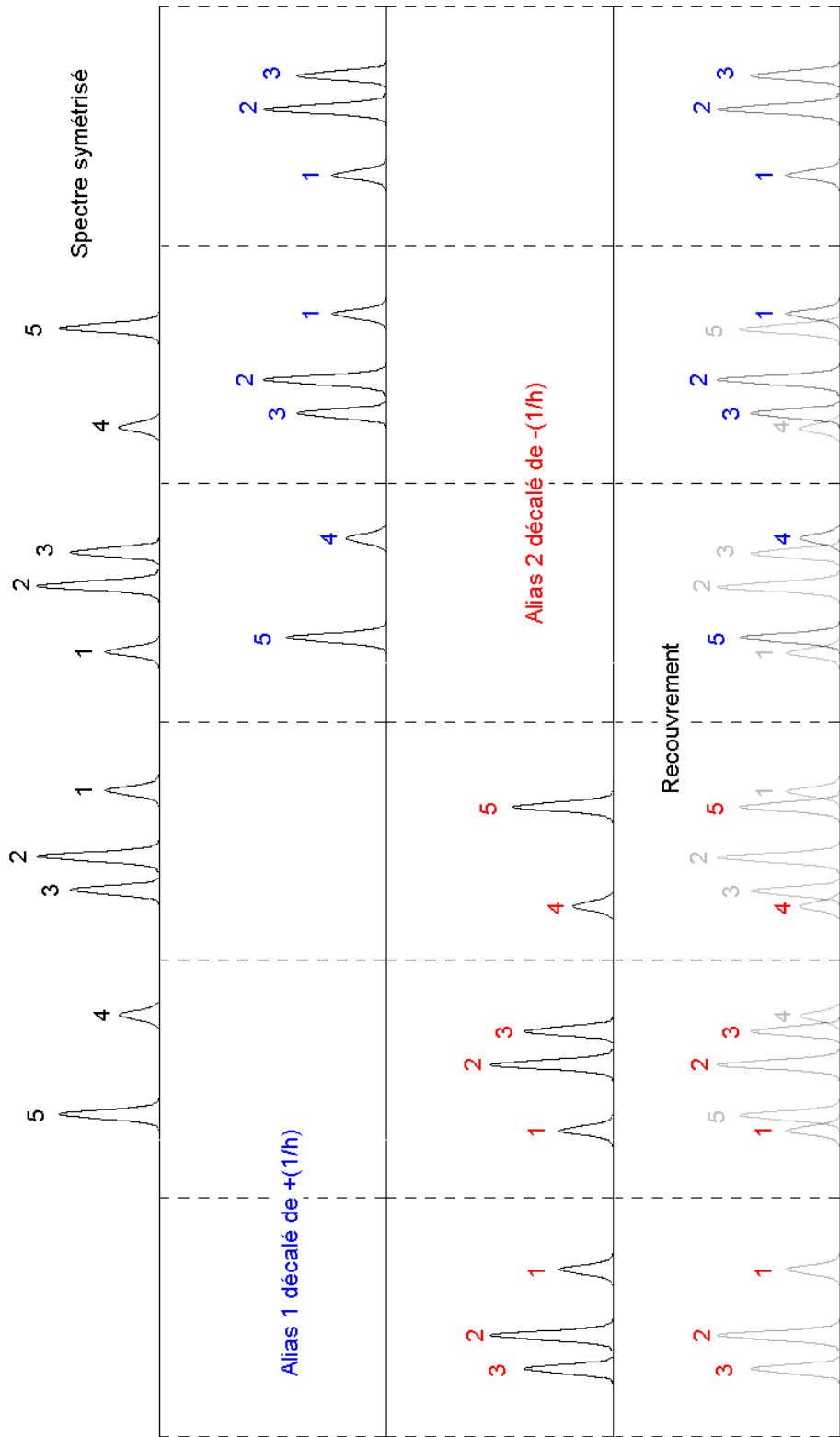


FIG. 1.11 – Illustration du phénomène de recouvrement lié au choix du pas de l'échantillonnage.

## 1.4 Correction de phase

L'équation (1.23) stipule que le spectre est la transformée de Fourier de l'interférogramme  $I(x)$  et réciproquement. Etant donné que, d'après sa définition, le signal  $I(x)$  est une fonction paire et réelle, le spectre obtenu par calcul est lui aussi une fonction paire et réelle. En réalité, la considération de certains défauts de chromatisme de l'instrument ou d'imperfection lié à l'échantillonnage de l'interférogramme nécessitent l'utilisation d'une transformée de Fourier complexe.

Bien que les origines du problème de la phase soient multiples, nous ne considérons que les deux causes principales entraînant l'apparition d'un terme de phase :

- Si le ZPD de l'interférogramme n'est pas échantillonné exactement mais si une erreur  $\epsilon$  entache la position du ZPD, alors l'interférogramme n'est plus  $I(x)$  mais bien  $I(x+\epsilon)$  ;
- Par ailleurs, si l'instrument n'est pas achromatique, le ZPD ne sera pas le même pour toutes les composantes de fréquence, ce qui se traduit par l'introduction d'un terme  $\phi(\sigma)$  dans le cosinus modulateur.

Comme, l'équation (1.22), qui peut aussi s'écrire sous la forme

$$I(x) = 2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma x) d\sigma \quad (1.68)$$

puisque la fonction  $B(\sigma)$  est symétrique par construction, l'équation 1.68 devient

$$I(x) = 2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma(x - \epsilon) + \psi(\sigma)) d\sigma \quad (1.69)$$

lorsque nous introduisons les termes de phase discutés ci-dessus. Si nous posons

$$\phi(\sigma) = \psi(\sigma) - 2\pi\sigma\epsilon, \quad (1.70)$$

nous pouvons ré-écrire l'équation 1.69 sous la forme

$$I(x) = 2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma x + \phi(\sigma)) d\sigma. \quad (1.71)$$

Nous constatons donc, d'après cette équation, que l'interférogramme n'est symétrique que si le terme de phase est nul, ce qui est difficile à réaliser en pratique. En considérant la forme complexe, il vient :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) e^{2i\pi\sigma x + i\phi(\sigma)} d\sigma. \quad (1.72)$$

Bien que cette forme soit complexe, l'interférogramme reste réel grâce à la symétrie de  $B(\sigma)$ . Finalement, nous pouvons ré-écrire cette égalité sous la forme

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} (B(\sigma)e^{i\phi(\sigma)}) e^{2i\pi\sigma x} d\sigma. \quad (1.73)$$

Si la fonction  $\phi$  ne dépend que de  $\sigma$ , l'expression ci-dessus montre que l'interférogramme est la transformée de Fourier de la fonction  $B(\sigma)e^{i\phi(\sigma)}$  et, par conséquent,

$$B(\sigma)e^{i\phi(\sigma)} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)e^{-2i\pi\sigma x} dx. \quad (1.74)$$

avec

$$\phi(\sigma) = \arctan \frac{\Im \left( \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)e^{-2i\pi\sigma x} dx \right)}{\Re \left( \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)e^{-2i\pi\sigma x} dx \right)} \quad (1.75)$$

où  $\Re$  et  $\Im$  désignent les parties réelles et imaginaires de la fonction. L'opération de correction de phase consiste à déterminer la fonction  $\phi(\sigma)$  grâce à l'équation (1.75) et à multiplier  $B(\sigma)e^{i\phi(\sigma)}$  par  $e^{-i\phi(\sigma)}$ . Ce point est amplement discuté par Learner *et al.* [19] et par Blavier [9].

## 1.5 Le spectromètre par transformée de Fourier de l'Université de Liège

### 1.5.1 Le spectromètre Bruker IFS120 HR

L'instrument avec lequel nous avons travaillé est un spectromètre BRUKER IFS120 HR utilisé jadis pour des mesures d'absorption dans des gaz. Cet instrument, représenté sur la figure 1.12, est composé de plusieurs volumes sectionnés et assemblés sous vide à l'intérieur desquels sont disposés les éléments d'optique. Un miroir pivotant M2 permet de sélectionner soit une source lumineuse interne (S1-S3) soit une source lumineuse externe. Le miroir fixe ainsi que le miroir mobile de l'instrument sont de type oeil-de-chat. Le miroir mobile est posé sur un support qui se déplace selon la direction indiquée (MS). Afin d'atteindre une grande précision dans la mesure et le positionnement du déplacement du miroir mobile, le dispositif mis en oeuvre permet deux mouvements : un premier dispositif consiste à faire glisser le chariot mobile sur deux barres rectifiées et un second dispositif (posé sur le chariot et supportant l'oeil de chat) ajuste la position du miroir grâce à un dispositif de translation. La mesure du déplacement et l'asservissement de l'ensemble s'effectuent en comptant le nombre de franges d'interférence produites par le faisceau d'un laser de métrologie qui suit le même trajet optique que le faisceau de travail provenant d'une des sources lumineuses. Ce dispositif est décrit en détail par Connes et Michel [20]. L'ensemble du spectromètre repose sur des ressorts de manière à éliminer les vibrations provenant du milieu environnant.

Domaine de longueurs d'onde	Séparatrice	Détecteur
Infrarouge	KBr	MCT
Infrarouge	CaF <sub>2</sub>	InSb
Infrarouge-visible	CaF <sub>2</sub>	Diode InGaAs
Visible	Quartz	Diode Si
Visible-UV	Quartz	Diode GaP

TAB. 1.1 – Détecteurs et séparatrices utilisés avec le spectromètre BRUKER IFS120HR.

La séparatrice et sa compensatrice sont assemblées en un seul bloc (BS) amovible et choisi en fonction du domaine spectral dans lequel on souhaite travailler (compris entre 500 et 55000  $\text{cm}^{-1}$ ). Il va de soi que les matériaux de la séparatrice et des détecteurs (D1-D6) doivent être choisis en fonction du domaine de longueur d'ondes étudié. Le tableau 1.1 indique les séparatrices et les détecteurs utilisés avec le spectromètre IFS120. Au point de vue de la résolution, le spectromètre que nous utilisons permet d'atteindre la valeur de 0.001  $\text{cm}^{-1}$  en absorption.

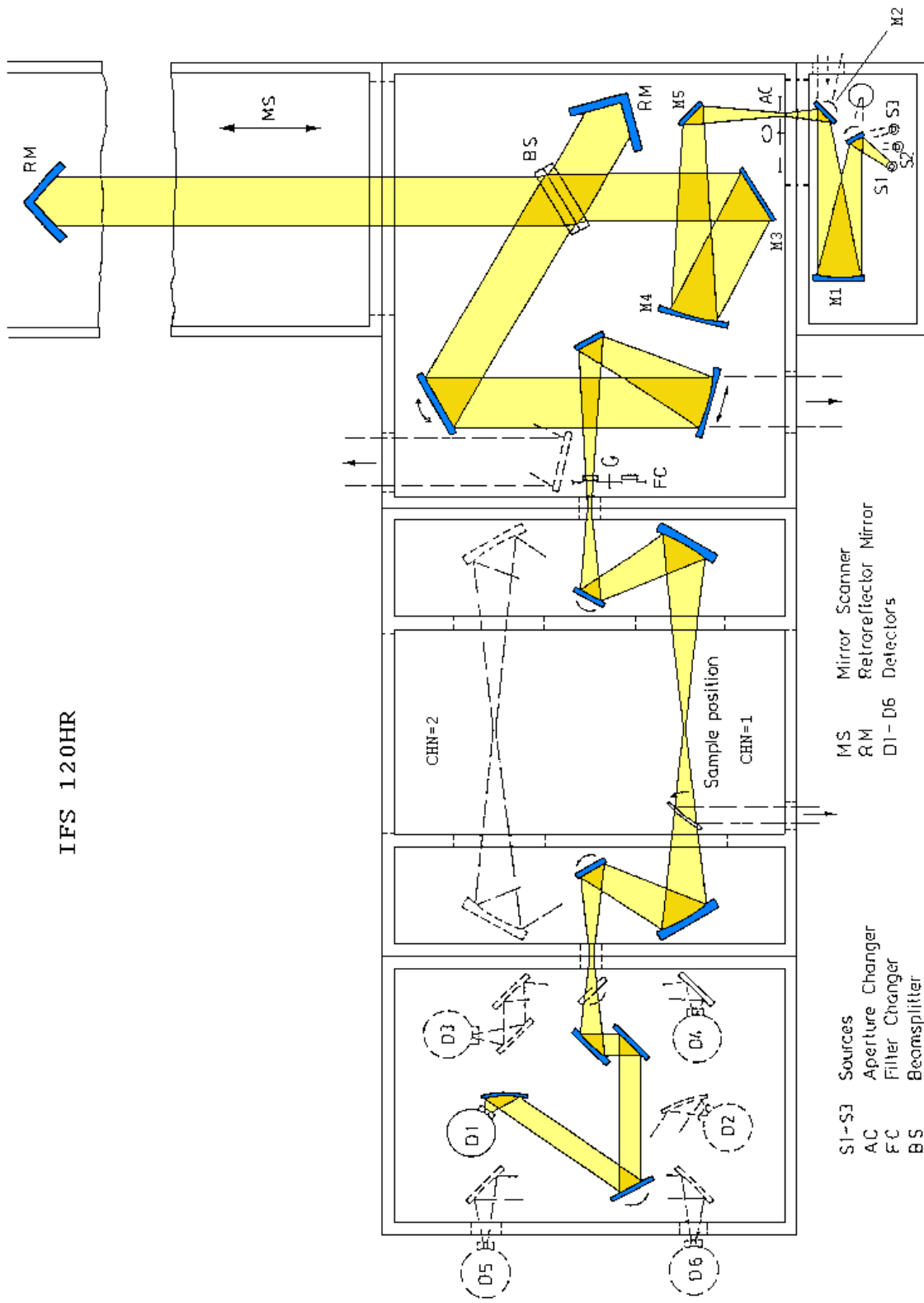


FIG. 1.12 – Vue schématique du spectromètre Bruker IFS120HR.

### 1.5.2 Logiciels d'acquisition et de traitement des données

Le système informatique d'acquisition et de traitement des données est basé sur un ensemble de co-processeurs appelés *TRANSPUTERS* dont le langage de programmation est nommé *OCCAM*. Ces programmes nous permettent une acquisition des données très flexible. En effet, nous avons la possibilité de stocker les interférogrammes individuellement sur des disques durs et de calculer, après acquisition, les transformées de Fourier individuelles des spectres. Cette procédure nous procure un énorme avantage : nous pouvons éliminer les interférogrammes affectés par des arcs ou des instabilités dans la source et, par conséquent, nous pouvons fortement réduire le bruit dans le spectre final en ne co-additionnant que des spectres choisis. Ceci est évidemment l'un des points-clés qui nous fournit un avantage incontestable pour la spectroscopie d'émission par transformée de Fourier.

Sur les modèles récents des spectromètres STF BRUKER, un seul et même programme nommé *OPUS* gère l'acquisition, le calcul de la transformée de Fourier et l'analyse des spectres fournis par le spectromètre. Cependant, le spectromètre de l'Université de Liège ne possède pas ce logiciel car il fut conçu dans les années 80. À cette époque, les moyens de calculs étaient bien moindres que ceux que nous procurent les micro-ordinateurs récents.

### 1.5.3 Sources d'émissions atomiques

Afin de produire les spectres atomiques étudiés, il a été nécessaire de réaliser une source d'émission adaptée à la spectrométrie par transformée de Fourier, celle-ci devant être stable en intensité et ne pas présenter d'arcs. De plus elle doit être conçue de manière à pouvoir émettre les spectres de n'importe quel élément. En réalité, plusieurs types de sources d'émission répondent à ces critères de base : les sources de type Penning, les décharges induites par radio-fréquence et les sources à cathode creuse (C.C.). Nous avons opté pour une source à cathode creuse pour des raisons de simplicité technique. En effet, il n'est guère aisé de fabriquer une source de type Penning car celle-ci requiert l'utilisation d'aimants et, de plus, elle est moins stable qu'une source C.C. En ce qui concerne les sources à décharge induite par radio-fréquence, elles sont utiles surtout pour produire les spectres moléculaires car l'excitation se produit dans une zone localisée (cavité résonante)

traversée par un gaz qui devient excité et donc émetteur.

## 1.5.4 Réalisation de cathodes creuses

### Introduction

La construction d'une source à cathode creuse, spécialement destinée à permettre l'acquisition de spectres par STF, pose un certain nombre de problèmes techniques que nous évoquons ci-après. Notons que ce type de source n'est pas disponible commercialement car les rares modèles proposés sur le marché ne conviennent pas directement à nos besoins. Nous avons donc analysé en détail les principes de fonctionnement de ce type de source et fait réaliser, dans l'atelier du laboratoire, un montage spécialement adapté à notre instrument. De nombreuses publications ([21–42]) sur le sujet ont été collectées et analysées afin d'en tirer les idées directrices menant à la réalisation d'une telle source. Outre l'utilisation du vanadium, le système mis au point devait nous permettre d'étudier d'autres éléments du groupe du fer ainsi que certains lanthanides, contrainte dont il importait de tenir compte.

### Principe de fonctionnement

L'«effet de cathode creuse» a été étudié notamment par von Engel [43]. Dans cette source, les ions positifs du gaz porteur (Ne, Ar, He) sont accélérés par le champ électrique présent dans la cavité constituant la cathode. L'impact entre ces ions et les parois a pour conséquence d'arracher des atomes du matériau cathodique et d'éjecter de la matière dans le gaz porteur. Dans certaines conditions, décrites notamment par Johansson et Litzén [44], une réaction de transfert de charges peut se produire entre les ions du gaz porteur et les atomes éjectés, entraînant la production d'ions dans des états métastables et l'émission de lumière de cette source. Le choix du matériau de la cathode permet donc de sélectionner l'élément dont on veut étudier le spectre. Comme l'efficacité de la réaction de transfert de charges dépend de la nature du gaz porteur et de la position des niveaux des atomes émetteurs, nous pouvons modifier les caractéristiques de la source en changeant la composition du mélange (He, Ne, Ar). Le paramètre  $ap$  ( $a$  : diamètre de la cathode,  $p$  : pression du gaz) détermine la tension d'allumage de la source. Les résultats présentés dans de nombreuses publications nous ont permis d'obtenir des valeurs réalistes pour les paramètres  $ap$  de notre système à savoir une pression



approximativement égale à 1 Torr et un diamètre de l'ordre de 8 mm.

## Réalisation

Une des sources que nous avons développée au laboratoire est illustrée sur la figure 1.13. Elle est constituée d'une cathode centrale et de deux anodes isolées électriquement de la cathode par des séparateurs cylindriques en pyrex. Les anodes et la cathode sont munies d'orifices permettant le passage d'un liquide de refroidissement. Dans une des anodes est percée une ouverture permettant l'injection de gaz. Ce système permet de travailler soit avec un flux gazeux, soit avec un remplissage statique. Quatre orifices ont été perforés sur les anodes de manière à connecter les systèmes de pompage. Aux extrémités sont placées des fenêtres transparentes, d'une part, pour l'observation de la lumière émise et, d'autre part, pour permettre le passage d'un faisceau laser d'alignement en direction du spectromètre. La partie centrale du système est conique et a été conçue pour insérer un matériau qui servira de cathode. Ainsi le matériau émetteur de la lampe est facilement interchangeable. La forme des extrémités intérieures des anodes est conique de manière à permettre un rapprochement optimal de l'extrémité des anodes vers la cathode et à réduire au maximum les arcs électriques qui peuvent apparaître entre les électrodes. La présence de deux anodes plutôt que d'une seule contribue à une décharge homogène le long de toute la cathode.

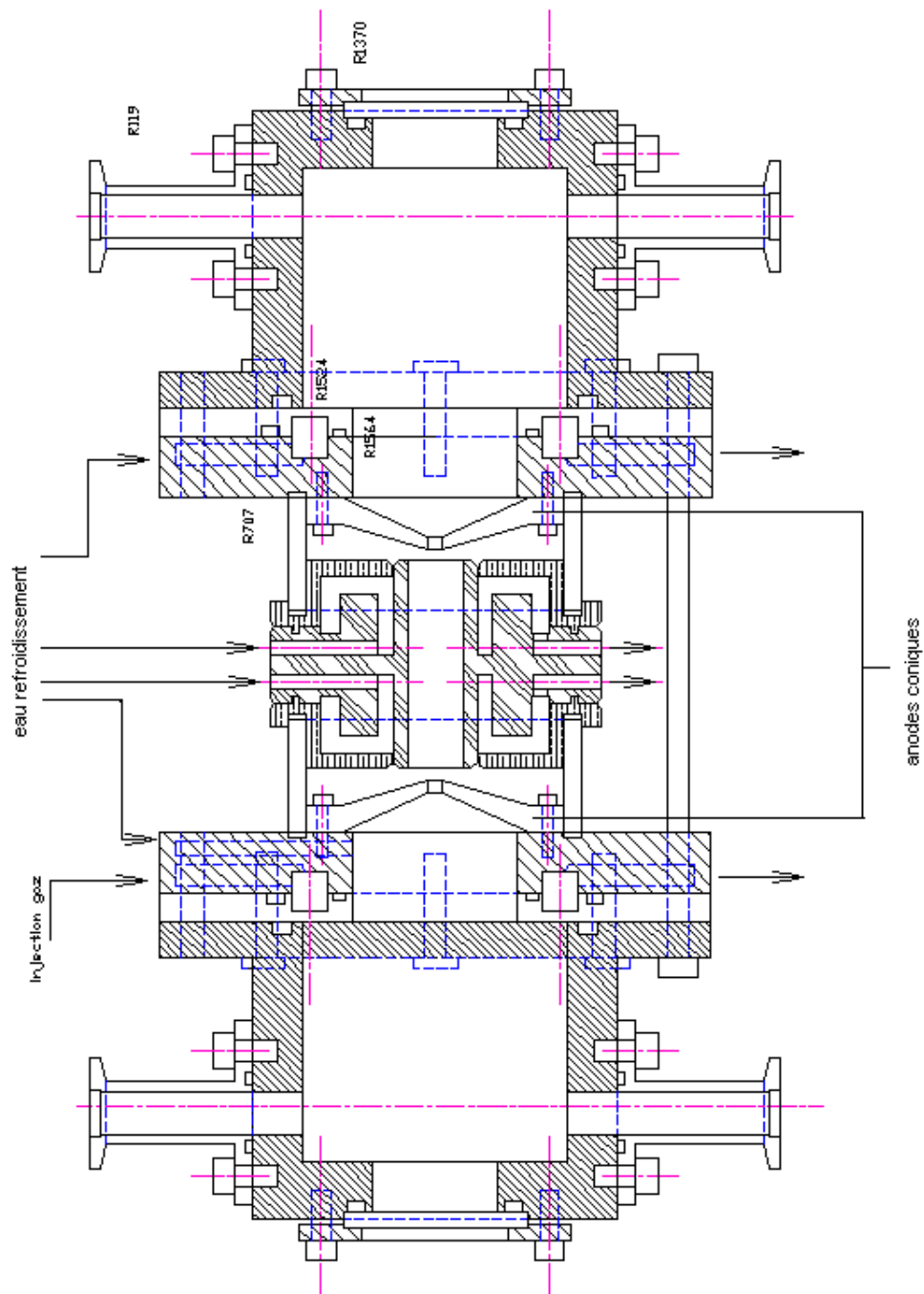


FIG. 1.13 – Vue en coupe d'une de nos cathodes creuses refroidie par eau.

## Dispositif d'évacuation et d'injection des gaz

Le dispositif dans sa version finale comprend deux groupes de pompage dont l'un est équipé d'une pompe turbo-moléculaire, une alimentation de courant continu (3000 V, 3A), deux jauges à vide de type capacitron et un groupe frigorifique muni d'une pompe assurant la circulation du liquide réfrigérant (de l'eau désionisée).

La pompe primaire assure la circulation du gaz porteur à travers la cathode dans le cas où nous travaillons avec un écoulement continu de gaz tandis que le groupe de pompage turbo-moléculaire a deux rôles : le premier est de vider complètement le dispositif avant sa mise en route afin de le faire dégazer et le second est de prélever une petite partie de gaz à travers une vanne à pointeau durant le fonctionnement de manière à pouvoir analyser avec le spectromètre de masse les pressions partielles des composants du mélange de gaz rares. L'injection de gaz se fait grâce à des vannes à pointeau situées sur un réservoir dans lequel nous avons préalablement injecté les gaz porteurs. De cette manière, nous pouvons approximativement connaître les pressions partielles des différents gaz. Les électrodes sont alors refroidies par le groupe frigorifique faisant circuler de l'eau désionisée pour éviter un court-circuit entre les anodes et la cathode. Tout le dispositif est déposé sur un banc d'optique permettant de positionner une ou plusieurs lentilles de manière à aligner la source avec le spectromètre.

### Remarque

Outre l'élaboration de la lampe décrite ci-dessus, d'autres cathodes creuses ont été développées afin d'améliorer la compacité et le refroidissement de la source. En effet, lorsque nous avons utilisé le modèle de lampe décrit ci-dessus, nous avons éprouvé certaines difficultés à aligner correctement le système dans l'axe optique de l'interféromètre. C'est pourquoi nous avons réduit l'encombrement de la source de manière à mieux aligner mais aussi à pouvoir adapter une tubulure flexible évacuée ou remplie d'un gaz sec afin de disposer d'un trajet optique, entre la source et l'interféromètre, transparent dans l'infrarouge. Une de ces sources est présentée sur la photographie 1.14.

Le développement de ces sources lumineuses adaptées à la spectroscopie atomique d'émission constitue un travail de laboratoire considérable qui nous a occupé un certain temps. En effet, nous tenons à insister sur le fait

qu'aucune source commercialement disponible n'était adaptée à nos besoins et, pour chaque matériau étudié, le problème de l'usinage de la cathode se pose : certains éléments se présentent sous forme de matière usinable (cas du vanadium) mais d'autres (le manganèse p. ex.) ne s'usinent pas car ils sont durs et cassant. Par conséquent, dans ce cas bien précis, nous avons dû mettre en oeuvre plusieurs techniques afin de finalement obtenir une cathode rigide ayant les propriétés voulues.

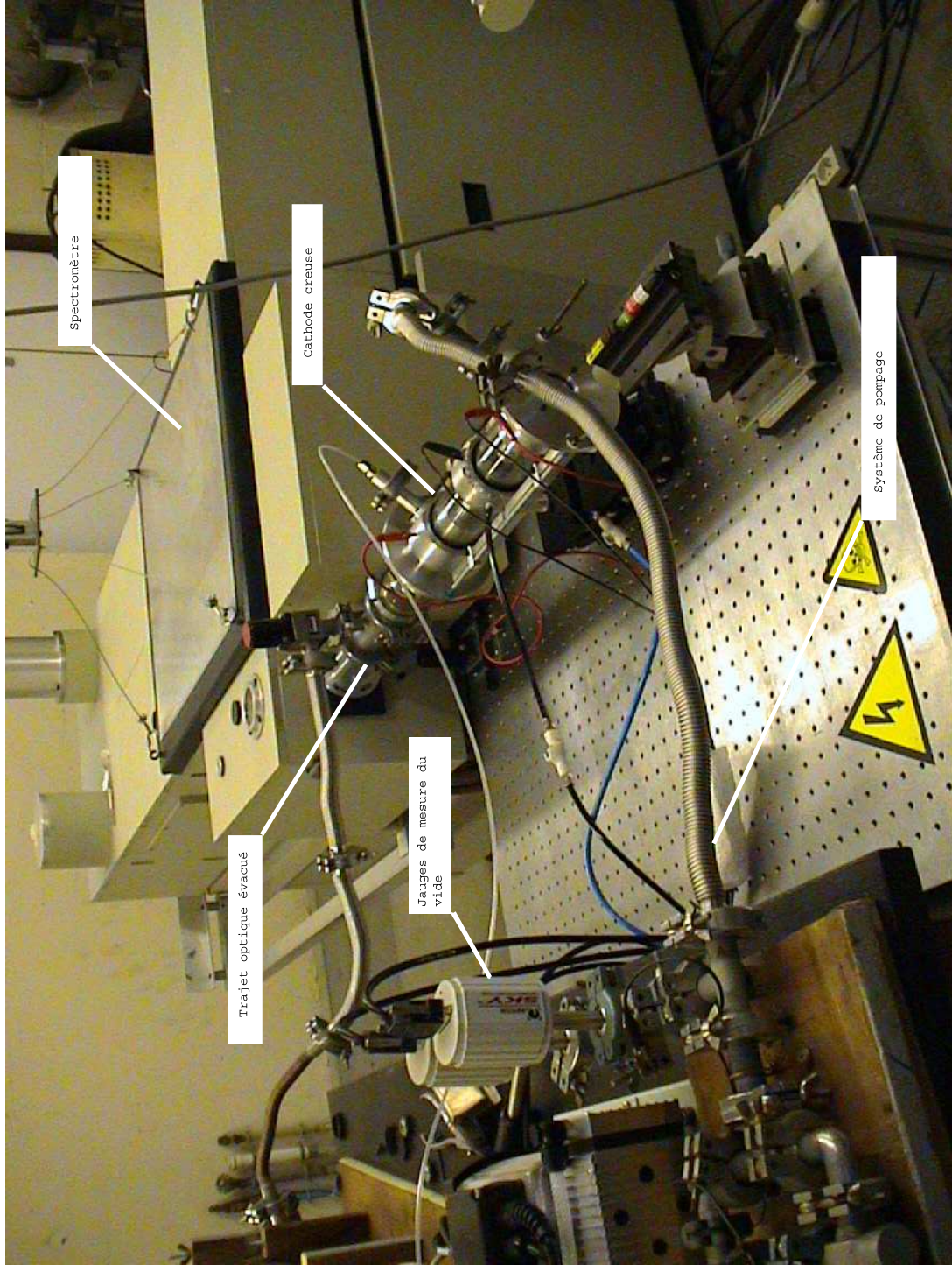


FIG. 1.14 – Une cathode creuse fixée sur le dispositif d'évacuation du trajet optique.

# Chapitre 2

## Étude de la structure hyperfine d'éléments du groupe du fer

### 2.1 Structure hyperfine du vanadium neutre

#### 2.1.1 Introduction

L'analyse de la structure hyperfine (SHF) des éléments du groupe du fer est importante pour l'astrophysique en relation avec la détermination de la composition chimique des étoiles (voir par exemple [45]). En fait, l'accroissement de la résolution et du rapport signal sur bruit de nombreux spectres astrophysiques impose de considérer simultanément les déplacements isotopiques et «l'éclatement» des niveaux dû à la structure hyperfine pour une analyse détaillée des profils de raies. Négliger ces paramètres pourrait résulter en une surestimation des abondances stellaires et une détermination incorrecte des champs de vitesses (micro et macroturbulences) dans les atmosphères stellaires. Il est bien connu que le vanadium neutre, qui possède un isotope stable ( $^{51}\text{V}$ ) d'abondance élevée (99.76%), un spin nucléaire  $I=7/2$ , un moment dipolaire magnétique  $\mu/\mu_N=+5.149$  et un moment nucléaire quadripolaire  $Q=-0.05$  barn [46], présente beaucoup de raies dont les profils sont fortement affectés par les effets de structure hyperfine [47, 48]. La complexité des éléments du groupe du fer, qui résulte principalement de la présence de configurations comportant une couche 3d incomplète et du grand nombre de raies observées dans les spectres, rend difficile l'approche théorique pour obtenir des valeurs précises des constantes de structure hyperfine. En fait, la difficulté d'obtenir de tels résultats théoriques, qui n'est pas spécifique

au vanadium mais à tous les éléments du même groupe, résulte du fait que corrélation et effets relativistes doivent être considérés simultanément dans les calculs. Ce point a été mis en évidence dans le passé par différents auteurs [49–53]. En conséquence, il convient souvent de se baser sur les résultats expérimentaux pour déduire les valeurs des probabilités de transition,  $A_{ki}$ , nécessaires en astrophysique.

La structure HF du  $^{51}\text{V}$  a été considérée par plusieurs auteurs depuis le travail de pionnier effectué par Kopfermann et Rasmussen [54] qui furent les premiers à observer les transitions  $3d^34s^2 a^4F - 3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ) z^4D^\circ, z^4F^\circ, z^4G^\circ$  et à en déduire les constantes dipolaires magnétiques ( $A$ ) pour certains niveaux appartenant aux termes  $z^4D^\circ, z^4F^\circ$  et  $z^4G^\circ$  et au terme fondamental  $a^4F$ . Vingt années plus tard, Murakawa [55, 56] reconsidéra l'étude des transitions  $3d^34s^2 a^4F - 3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ) z^4D_{1/2,5/2,7/2}^\circ, z^4F_{3/2}^\circ, z^4G_{11/2}^\circ$  et put déduire une nouvelle valeur de la constante  $A$  pour le niveau  $z^4D_{1/2}^\circ$ . La structure hyperfine des niveaux  $3d^34s^2 a^4F_{3/2-9/2}$  et  $3d^4(^5D)4s a^6D_{1/2-9/2}$  a été étudiée par Childs et Goodman [57] en utilisant la méthode de résonance magnétique dans un faisceau atomique. Child *et al.* [58] reconsidèrent la structure hyperfine des termes  $a^6D$  et  $a^4F$  en utilisant une technique de double résonance et analysèrent les transitions impliquant les niveaux  $3d^4(^5D)4s a^4D_{1/2-7/2}$  et  $3d^4(^5D)4p z^4P_{1/2-5/2}^\circ$ . La disponibilité de nouveaux spectres astrophysiques stimula des analyses complémentaires. Avec une technique de spectroscopie laser, Gough *et al.* [59] étudièrent la SHF des transitions  $3d^4(^5D)4s a^6D_{1/2-7/2} - 3d^4(^4F)4s4p(^3P^\circ) z^6D_{1/2-9/2}^\circ$  tandis que Johann *et al.* [60] considéraient les niveaux  $3d^34s^2 a^4P_{1/2-5/2}$ . El-Kashef et Ludwig [61] ont étudié la SHF des niveaux  $3d^34s^2 a^2D_{3/2,5/2}$  et  $3d^4(^3H)4s b^2H_{9/2,11/2}$ . De nouvelles constantes pour 48 niveaux ont aussi été déterminées par Unkel *et al.* [62]. Plus récemment, Palmeri *et al.* [63, 64] ont effectué une analyse détaillée et ont déterminé les constantes dipolaires magnétiques de 137 niveaux en analysant des spectres infrarouges (STF) à haute résolution. Finalement, grâce à une technique de spectroscopie laser, Cochrane *et al.* [65] ont déterminé les constantes dipolaires magnétiques  $A$  et les constantes quadrupolaires électriques  $B$  pour les niveaux  $3d^4(^5D)4s a^6D_{1/2-9/2}^\circ, 3d^3 4s(^5F)4p z^6F_{1/2-11/2}^\circ$  et  $3d^44s(^5F)4p z^6D_{1/2-9/2}^\circ$ .

Des études de grande ampleur de la structure hyperfine, nécessitées par l'astrophysique, ne peuvent être réalisées par les techniques laser applicables à un nombre limité de niveaux. La spectroscopie par transformée de Fourier par contre est particulièrement bien adaptée pour ce type d'étude. Pour cette

raison, nous avons utilisé cette technique pour analyser 36 profils de raie de vanadium neutre dans la région spectrale visible-infrarouge (9000-17000  $\text{cm}^{-1}$ ), ce qui nous a permis de déduire les constantes dipolaires magnétique  $A$  pour 27 niveaux appartenant aux configurations  $3d^34s^2$ ,  $3d^34s4p$  et  $3d^44p$ . Ce travail est une extension des analyses précédentes de Palmeri *et al.* [63, 64].

### 2.1.2 Paramètres expérimentaux

Le spectre du vanadium neutre a été étudié, dans le présent travail, par spectrométrie d'émission par transformée de Fourier. Nous avons produit le spectre avec une lampe à cathode creuse développée dans notre laboratoire. Cette lampe fut fabriquée en aluminium et la cathode, dont le diamètre intérieur est de 8 mm, est constituée de vanadium pur (99.9 %). Un mélange de gaz porteurs, constitué de 10% d'argon et de 90% de néon, fut injecté dans la source à une pression de 125 Pa. Afin de produire la décharge, un courant de 500 mA fut appliqué par une alimentation continue stabilisée. Les spectres furent enregistrés avec le spectromètre BRUKER IFS120 à une résolution de  $0.03 \text{ cm}^{-1}$  entre  $9000 \text{ cm}^{-1}$  et  $17000 \text{ cm}^{-1}$  et avec un iris de 1.3 mm de diamètre. La séparatrice en quartz, utilisée pour cette acquisition, a un domaine de transmission compris entre  $9000 \text{ cm}^{-1}$  et  $25000 \text{ cm}^{-1}$ . Plus de 300 interférogrammes ont été enregistrés sur des disques durs. La transformée de Fourier a alors été individuellement appliquée puis les spectres ont été additionnés. Le spectre résultant fut calibré en utilisant 91 raies d'argon neutre publiées par Norlén [66].

Les transitions de vanadium neutre analysées dans le présent travail sont notées dans le tableau 2.1. L'identification des raies fut basée sur une comparaison des nombres d'ondes observés (voir colonne 2) avec les nombres d'ondes calculés à partir des niveaux d'énergie publiés par Sugar et Corliss [67] (colonne 1). L'accord entre les nombres d'ondes calculés et observés est meilleur que  $0.09 \text{ cm}^{-1}$  pour toutes les raies. Il est à souligner que nous donnons dans le tableau 2.1 les nombres d'ondes moyens des transitions obtenues sans prendre en compte la structure hyperfine.



TAB. 2.1: Transitions de V I analysées dans ce travail. Les nombres d'ondes des transitions observées (précises à  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) se réfèrent au nombre d'ondes central ajusté dans le modèle (voir texte).

$\sigma_{calc} (\text{cm}^{-1})$	$\sigma_{obs} (\text{cm}^{-1})$	Transition <sup>a</sup>				
9797.83	9797.852	$3d^3 4s^2$	a $^2P_{1/2}$	-	$3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2D_{3/2}^\circ$
9807.23	9807.209	$3d^3 4s^2$	a $^2P_{3/2}$	-	$3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2D_{3/2}^\circ$
10103.37	10103.332	$3d^5$	$^4G_{11/2}$	-	$3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ)$	z $^4G_{11/2}^\circ$
10133.58	10133.557	$3d^3 4s^2$	a $^2P_{3/2}$	-	$3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2D_{5/2}^\circ$
10315.36	10315.368	$3d^4(^3F2)4s$	b $^4F_{5/2}$	-	$3d^4(^5D)4p$	y $^4F_{5/2}^\circ$
11080.08	11080.066	$3d^3 4s^2$	a $^2H_{11/2}$	-	$3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2G_{9/2}^\circ$
11835.02	11835.003	$3d^4(^1G2)4s$	b $^2G_{7/2}$	-	$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	y $^2F_{7/2}^\circ$
11871.30	11871.299	$3d^4(^3D)4s$	b $^4D_{5/2}$	-	$3d^3(^2P)4s4p(^3P^\circ)$	x $^4D_{5/2}^\circ$
11999.80	11999.808	$3d^4(^5D)4p$	y $^4F_{5/2}^\circ$	-	$3d^4(^5D)5s$	e $^4D_{3/2}$
12419.67	12419.676	$3d^4(^3G)4s$	$^2G_{9/2}$	-	$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2H_{11/2}^\circ$
12538.67	12538.690	$3d^4(^3G)4s$	$^2G_{7/2}$	-	$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2H_{9/2}^\circ$
12981.12	12981.158	$3d^4(^3P2)4s$	b $^2P_{1/2}$	-	$3d^3(^2P)4s4p(^3P^\circ)$	$^4P_{1/2}^\circ$
13157.12	13157.214	$3d^4(^3P2)4s$	b $^2P_{1/2}$	-	$3d^4(a^3P)4p$	y $^2S_{1/2}^\circ$
13354.79	13354.771	$3d^4(^3D)4s$	b $^4D_{3/2}$	-	$3d^3(^2P)4s4p(^3P^\circ)$	$^2D_{5/2}^\circ$
13585.78	13585.755	$3d^4(^3D)4s$	b $^4D_{5/2}$	-	$3d^3(a^2D)4s4p(^3P^\circ)$	$^4F_{7/2}^\circ$
13665.73	13665.711	$3d^4(^3F2)4s$	a $^2F_{5/2}$	-	$3d^3(^2H)4s4p(^3P^\circ)$	z $^4H_{7/2}^\circ$
13710.07	13710.061	$3d^4(^3F2)4s$	a $^2F_{7/2}$	-	$3d^3(^2H)4s4p(^3P^\circ)$	z $^4H_{9/2}^\circ$
13762.22	13762.206	$3d^4(^3D)4s$	b $^4D_{7/2}$	-	$3d^3(a^2D)4s4p(^3P^\circ)$	$^4F_{9/2}^\circ$
13919.81	13919.759	$3d^4(^3P2)4s$	b $^2P_{1/2}$	-	$3d^3(^4P)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2P_{1/2}^\circ$
13962.89	13962.860	$3d^4(^3P2)4s$	b $^2P_{1/2}$	-	$3d^3(^4P)4s4p(^3P^\circ)$	z $^2P_{3/2}^\circ$
14228.78	14228.828	$3d^4(^3F2)4s$	a $^2F_{7/2}$	-	$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	y $^2G_{9/2}^\circ$
14333.95	14333.947	$3d^4(^3F2)4s$	a $^2F_{5/2}$	-	$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	y $^2G_{7/2}^\circ$
14336.76	14336.719	$3d^4(^3H)4s$	b $^2H_{9/2}$	-	$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	y $^2G_{7/2}^\circ$

Tableau 2.1 (suite)

$\sigma_{calc}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\sigma_{obs}$ (cm <sup>-1</sup> )	Transition <sup>a</sup>				
14403.33	14403.316	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F2)4s	a <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>
14455.11	14455.098	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F2)4s	a <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>
14501.35	14501.263	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F2)4s	a <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>
14550.19	14550.183	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> H)4s	b <sup>2</sup> H <sub>11/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>2</sup> H <sub>11/2</sub> <sup>o</sup>
14616.76	14616.747	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> H)4s	b <sup>2</sup> H <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>2</sup> H <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>
15016.18	15016.197	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> P2)4s	b <sup>4</sup> P <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> P)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>4</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>
15089.78	15089.764	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F2)4s	a <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> P)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>
15244.31	15244.306	3d <sup>3</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>2</sup> G <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> F)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>2</sup> G <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>
15402.47	15402.445	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F2)4s	a <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> (a <sup>2</sup> D)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	<sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>
15408.64	15408.671	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F2)4s	a <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> (a <sup>2</sup> D)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	<sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>
15511.28	15511.291	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> F)4s	b <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	x <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>
15528.27	15528.266	3d <sup>4</sup> ( <sup>1</sup> G2)4s	b <sup>2</sup> G <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> H)4p	v <sup>2</sup> G <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>
15575.09	15575.097	3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> G)4s	a <sup>4</sup> G <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> H)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>4</sup> H <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>

a : Sugar et Corliss [67]

### 2.1.3 Modèle de structure hyperfine utilisé

L'interaction entre les moments nucléaires (moment dipolaire magnétique  $\langle \mu_I \rangle$  et moment quadrupolaire électrique  $\langle Q_I \rangle$ ) et le champ  $\langle H(0) \rangle$ , dû aux électrons considéré à la position du noyau conduit, pour les niveaux de structure hyperfine, à la formule de Casimir [68] :

$$W_F = W_J + A \frac{C}{2} + B \frac{3C(C+1) - 4J(J+1)I(I+1)}{8J(2J-1)I(2I-1)} \quad (2.1)$$

avec

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1), \quad (2.2)$$

$$A = -\mu_I \frac{\langle \alpha I J F | H(0) | \alpha I J F \rangle}{\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}}, \quad (2.3)$$

et

$$B = eQ_I \langle \alpha I J F | V_{zz}(0) | \alpha I J F \rangle \quad (2.4)$$

où  $W_J$  est l'énergie du niveau dû à la structure fine,  $J$  est le nombre quantique associé au moment angulaire électronique,  $F$  est défini par la relation  $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$ ,  $I$  étant le spin nucléaire,  $\langle V_{zz}(0) \rangle$  est le gradient du champ électrique à la position du noyau et enfin,  $A$  et  $B$  sont les constantes dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique. Si nous considérons une transition entre deux niveaux hyperfins, la force de raie peut être calculée grâce à la règle de Hönl-Kronig [69, 70] :

$$S(\alpha I J F; \alpha' I' J' F') = (2I+1)Q(I J F; I' J' F')S(\alpha J; \alpha' J') \quad (2.5)$$

avec

$$Q(I J F; I' J' F') = \frac{(2F+1)(2F'+1)}{(2I+1)} \left\{ \begin{array}{ccc} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{array} \right\}^2 \quad (2.6)$$

où  $S(\alpha J; \alpha' J')$  est la force de raie entre deux niveaux de structure fine et  $Q(I J F; I' J' F')$  est l'intensité relative des composantes de structure hyperfine d'une transition de structure fine. Dans la présente analyse, les profils spectraux synthétiques  $B_S(\sigma)$  ont été obtenus par la convolution d'un profil idéal  $B(\sigma)$  et d'un profil expérimental  $ILS$  [14] :

$$B_S(\sigma) = B(\sigma) * ILS \quad (2.7)$$

et comparés aux profils observés. Si le spectre n'est pas apodisé, le profil expérimental peut être écrit :

$$(ILS) = (ILS)_1 * (ILS)_2 \quad (2.8)$$

avec

$$(ILS)_1 = 2L \frac{\sin(2\pi L\sigma)}{2\pi L\sigma} \quad (2.9)$$

où  $L$  est la différence de marche maximum

$$(ILS)_2 = \frac{\pi}{\sigma\Omega} \text{rect} \left( -\frac{\sigma\Omega}{2\pi}, 0 \right) \quad (2.10)$$

avec  $\Omega = \frac{\pi h^2}{4F^2}$ ,  $h$  étant le diamètre de l'iris d'entrée et  $F$  la longueur focale du collimateur.

Le profil idéal utilisé dans ce modèle est donné par :

$$B(\sigma) = k \sum_{F \rightarrow F'} Q(IJF; IJ'F') G_{\sigma_{F \rightarrow F'}, T}(\sigma) \quad (2.11)$$

où  $k$  est un facteur de proportionnalité lié à la force de raie  $S(\alpha J; \alpha' J')$  et à la population d'atomes dans l'état initial. La somme est étendue à toutes les composantes de structure hyperfine  $F \rightarrow F'$  d'une transition de structure fine  $J \rightarrow J'$ .  $G_{\sigma_{F \rightarrow F'}}(\sigma)$  est le profil Doppler qui dépend principalement de la température de la source  $T$  et qui est centré en  $\sigma_{F \rightarrow F'}$ . Les paramètres ajustables sont les constantes de structure hyperfine  $A$  et  $B$  des deux niveaux de structure fine impliqués dans la transition, le nombre d'ondes à l'ordre zéro,  $\sigma_0 = W_J - W_{J'}$ , la température de la source lumineuse  $T$  et le coefficient  $k$ .

#### 2.1.4 Résultats

À partir des observations des profils de raies de V I, dont les nombres d'ondes des transitions sont rapportées dans le tableau 2.1, il fut possible de déduire les constantes dipolaires magnétiques pour 27 niveaux de structure fine. Parmi celles-ci, 22 constantes  $A$  ont été déterminées pour la première fois. Ces résultats sont présentés dans le tableau 2.2. Pour toutes ces transitions HF, au moins une des deux constantes dipolaires magnétiques (celle du niveau supérieur ou celle du niveau inférieur) était connue à partir d'études précédentes. Ces valeurs ont été extraites des travaux de Palmeri *et*

al. [63, 64]. Il a été alors possible de déduire la valeur de  $A$  pour l'autre niveau à partir de la procédure d'ajustement du modèle décrit dans le paragraphe précédent. Dans tous les cas, les profils de raie étaient bien reproduits (voir figure 2.1).

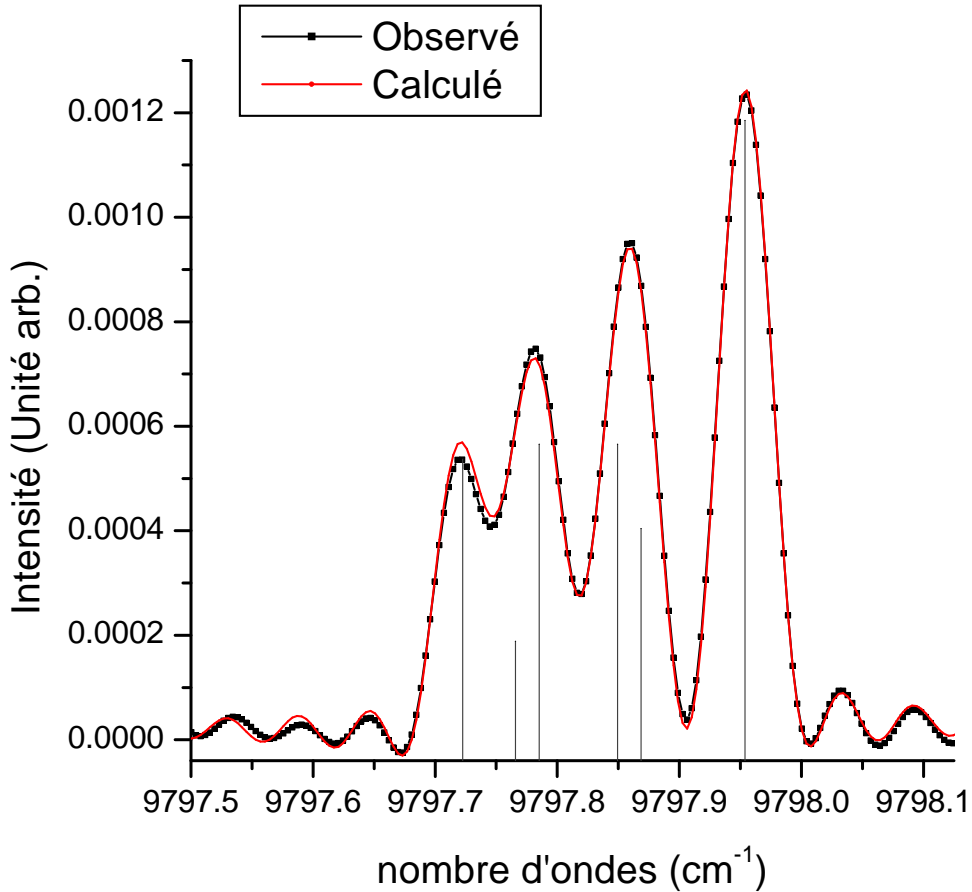


FIG. 2.1 – Profil observé et ajusté pour la transition  $3d^34s^2 a^2P_{1/2} - 3d^34s4p(^3P^\circ) z ^2D_{3/2}^\circ$  de V I. Les positions théoriques des 6 composantes de structure hyperfine sont indiquées à l'intérieur du profil.

La température moyenne de la décharge a été évaluée à 1260 K. Elle a été déduite à partir de la largeur à mi-hauteur de raies du tableau 2.1 pour lesquelles les deux valeurs de  $A$  étaient connues. La tentative de calculer les constantes quadrupolaires électriques  $B$  a échoué. En effet, ces constantes étant généralement beaucoup plus petites que les constantes  $A$ , les valeurs

obtenues n'étaient pas significatives. Elles ont donc été négligées. Les nouveaux résultats déduits ont pu être comparés pour 5 niveaux avec ceux de Palmeri *et al.* [63, 64] (voir tableau 2.2). L'accord entre nos valeurs et celles de Palmeri *et al.* est très bon (à 6 % près) sauf pour le niveau a  $^2P_{1/2}$ . Ce désaccord est expliqué par les incertitudes affectant les résultats théoriques. Les valeurs de  $A$  calculées par Palmeri *et al.* [64] pour certains niveaux différant parfois de  $4.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  des valeurs expérimentales.

TAB. 2.2: Nouvelles constantes dipolaires magnétiques  $A$  (en  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) et comparaison avec les résultats précédents. Les incertitudes indiquées correspondent à 2 fois l'écart-type.

Configuration	Terme	Energie ( $\text{cm}^{-1}$ ) <sup>a</sup>	$A$ ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ )	$A_{prec}$
$3d^34s^2$	$a^2G_{9/2}$	11100.59	9.96(3)	10.06 <sup>b</sup>
$3d^34s^2$	$a^2P_{3/2}$	13801.54	11.12(3)	11.75 <sup>b</sup>
	$a^2P_{1/2}$	13810.94	4.8(1)	1.86 <sup>b</sup>
$3d^34s^2$	$a^2H_{11/2}$	15264.82	9.93(5)	10.40 <sup>b</sup>
$3d^3(^4F)4s4p(^3P^\circ)$	$z^4G_{11/2}^\circ$	22313.80	14.9(1)	14.966(8) <sup>c</sup>
$3d^4(^5D)4p$	$y^4F_{5/2}^\circ$	26004.23	7.2(2)	
$3d^3(^4P)4s4p(^3P^\circ)$	$y^4P_{3/2}^\circ$	30094.57	22.9(2)	
$3d^3(^2G)4s4p(^3P^\circ)$	$x^4F_{3/2}^\circ$	31200.15	-1.8(2)	
$3d^3(^2P)4s4p(^3P^\circ)$	$^4P_{1/2}^\circ$	31786.18	34.1(2)	
$3d^4(a^4P)4p$	$y^2S_{1/2}^\circ$	31962.18	28.2(2)	
$3d^3(^2P)4s4p(^3P^\circ)$	$x^4D_{5/2}^\circ$	32660.40	17.1(3)	
$3d^3(^2H)4s4p(^3P^\circ)$	$z^4H_{7/2}^\circ$	32692.06	3.6(2)	

Tableau 2.2 (suite)

Configuration	Terme	Energie (cm <sup>-1</sup> ) <sup>a</sup>	A (10 <sup>-3</sup> cm <sup>-1</sup> )	A <sub>prec</sub>
3d <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> P)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	32724.87	17.9(3)	
	z <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	32767.95	-0.7(3)	
3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> H)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>4</sup> H <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	32788.18	11.6(1)	
3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>2</sup> G <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	33306.89	19.14(4)	
	y <sup>2</sup> G <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	33360.28	6.79(5)	
3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	33481.44	17.28(5)	
	y <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	33527.68	-0.2(1)	
3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> G)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	z <sup>2</sup> H <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	33640.28	3.32(4)	
	z <sup>2</sup> H <sub>11/2</sub> <sup>o</sup>	33695.32	19.41(3)	
3d <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> P)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	34167.89	17.10(7)	
3d <sup>3</sup> (a <sup>2</sup> D)4s4p( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )	<sup>4</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	34374.88	15.93(6)	
	<sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	34428.80	-4.6(4)	
	<sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	34486.75	21.31(7)	
	<sup>4</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	34529.84	20.03(2)	
3d <sup>4</sup> ( <sup>3</sup> H)4p	v <sup>2</sup> G <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	37174.69	15.0(2)	

a : Sugar et Corliss [67]

b : Palmeri *et al.* [64] (théorique)

c : Palmeri *et al.* [63] (expérimental)

## 2.2 Étude de la structure hyperfine du manganèse neutre

### 2.2.1 Introduction

Comme dans le cas du vanadium, une considération détaillée de la structure hyperfine (HFS) est importante pour la détermination des abondances stellaires. En particulier, il est reconnu depuis longtemps que la structure hyperfine du manganèse neutre peut avoir des effets notables sur les profils des raies d'absorption des spectres stellaires et que les abondances correspondantes peuvent être substantiellement surestimées si cette dernière n'est pas prise en compte de manière adéquate dans les calculs. Heide [71] est un des premiers à avoir estimé de tels effets et à avoir établi que la variation dans l'échelle logarithmique des abondances solaires des éléments du groupe du fer pouvait atteindre 0.1 à 0.2 dex (c'est-à-dire de 25 à 50 %). A partir d'une investigation de raies de Mn I dans des étoiles F et G, Beynon [72, 73] a montré que l'utilisation correcte de la structure hyperfine était importante pour déduire des abondances précises du manganèse relativement au fer. Ceci conduisit Blackwell [74] à reconsidérer quantitativement l'effet de la structure hyperfine sur l'analyse de spectres stellaires en terme de détermination élémentaire d'abondances et Booth *et al.* [75] à publier des mesures relatives à 53 raies du manganèse neutre. Plus récemment, Nissen *et al.* [76] ont étudié l'abondance de Mn dans les disques et les halos d'étoiles riches en métaux. Cependant, leur analyse reposait sur seulement 3 raies de manganèse neutre (à  $\lambda\lambda$  6013.5, 6016.6 et 6021.8) pour lesquelles des données étaient disponibles (Booth *et al.* [75] et Steffen [77]). Ce travail fut révisé par Prochaska et McWilliam [78] qui ont étudié l'impact de l'élargissement hyperfin sur les abondances stellaires.

En astrophysique, un grand nombre de données de structure hyperfine sont nécessaires (voir par exemple Kurucz [79]) pour un échantillon statistiquement significatif de raies utilisées pour la détermination d'abondances. Idéalement, ces données devraient être fournies par des méthodes de laboratoire car les méthodes de calcul sont généralement imprécises dans des cas aussi complexes que ceux rencontrés dans le cas des éléments du groupe du fer (voir par exemple Olsson et Rosén, [80] ou Andriessen *et al.* [81]).

Les constantes dipolaires magnétiques ou quadrupolaires électriques ainsi que les structures de profils les plus précises sont déterminées par les tech-



niques laser. Ce type de données, pour Mn I, ne sont disponibles que pour un nombre limité de niveaux. Dembczyński *et al.* [82] ont déterminé les constantes A et B des niveaux  $3d^6 4s \ ^6D_{1/2-9/2}$  de  $^{55}\text{Mn}$  par la méthode de double résonance basée sur une excitation laser. La constante dipolaire magnétique A et la constante quadrupolaire électrique B des niveaux  $3d^5 4s 4p \ ^4P^{\circ}_{3/2,5/2}$  ont été déterminées par Kronfeldt *et al.* [83] grâce à l'utilisation de la spectroscopie «faisceau atome-laser».

Les informations expérimentales disponibles sont assez anciennes et ne concernent qu'un nombre limité de niveaux. En effet, des mesures ont été effectuées par White et Ritschl [84, 85] (spectrographe à prisme et étalon Fabry-Pérot), Wali-Mohammad et Sharma [86] (arc dans le vide), Fisher et Peck [87] (cathode creuse et interféromètre Fabry-Pérot), Murakawa [88] (décharge dans une cathode creuse et étalon Fabry-Pérot) et Davis *et al.* [89] (pompage optique par échange de spins). Le moment quadrupolaire électrique de  $^{55}\text{Mn}$ , évalué à  $Q = 0.4 \pm 0.2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  par Murakawa et Kamei [90], a été revu par Walther [91]. Les besoins en données de structure hyperfine du Mn I sont tels que Melendez [6] a déduit des constantes de structure hyperfine dans la région du proche infrarouge en «fittant» le spectre de la photosphère solaire. Ainsi qu'antérieurement signalé par Swensson [92], ces spectres solaires présentent des profils hyperfins bien définis mais cette approche doit cependant être adoptée avec prudence, car d'éventuels problèmes de «blends» peuvent perturber les raies d'absorption.

Afin de fournir les informations sur la structure hyperfine réclamées par les astrophysiciens, la spectroscopie STF représente une méthode alternative et polyvalente permettant de collecter un grand nombre de données d'une excellente qualité et ce, en un laps de temps relativement court. C'est pourquoi nous avons utilisé cette technique dans la présente analyse. Elle a permis de fournir des informations sur la structure hyperfine de 40 niveaux présentant un intérêt pour l'astrophysique.

## 2.2.2 Dispositif expérimental

Le spectre du manganèse neutre a été produit avec une décharge de cathode creuse développée dans le laboratoire. La lampe à cathode creuse est composée d'aluminium et la cathode, un cylindre de 8 mm de diamètre, est composée de manganèse presque pur (99.5%) préparé à base d'une poudre compressée et chauffée afin d'obtenir un tube solide et creux. La région spec-

trale étudiée s'étend de 2 000 à 35 000  $\text{cm}^{-1}$ . Nous avons enregistré le spectre avec un spectromètre à transformée de Fourier ayant un iris d'entrée de 1.3 mm. Dans l'infrarouge, nous avons utilisé une séparatrice en  $\text{CaF}_2$  en fixant la résolution à 0.03  $\text{cm}^{-1}$ . Le détecteur InSb utilisé était refroidi par de l'azote liquide. La cathode creuse était remplie d'un mélange de He (14%), Ne (57%) et Ar (29%) soumis à une pression totale de 3 mbar. Une alimentation continue stabilisée fut nécessaire pour obtenir un courant de 200 mA. Dans la région comprise entre 9 000 et 22 000  $\text{cm}^{-1}$ , une séparatrice de quartz avec une diode de Si a été employée pour enregistrer les spectres. Pour ces mesures, chaque interférogramme a été enregistré et stocké sur un disque dur SCSI. Une procédure de correction de phase a été appliquée individuellement avant de procéder à la co-addition des spectres. Cette méthode présente les avantages suivants : un temps d'acquisition réduit et l'élimination des interférogrammes erronés dus aux décharges d'arcs dans la source. Le mélange de gaz à l'intérieur de la cathode creuse était similaire à ceux utilisés dans l'infrarouge avec une pression d'approximativement 2 mbar. Le courant sur la lampe était fixé à 900 mA.

En dernière étape, nous avons utilisé les spectres obtenus à l'Observatoire solaire de Kitt Peak pour la région comprise entre 22 000 et 35 000  $\text{cm}^{-1}$  qui est située en dehors du domaine spectral accessible avec notre instrument. Ce spectre (990311R0.014), disponible sur le serveur de Kitt Peak, a été enregistré dans les conditions suivantes : un iris d'entrée de 8 mm, une résolution de 0.02  $\text{cm}^{-1}$ , une cathode creuse de manganèse remplie de Ne (99.8%) et une trace d'azote (0.2 %) en tant que source lumineuse, un courant de 376 mA appliqué à la lampe et une pression de 2.005 mbar. Plus de détails concernant les spectres de Kitt Peak peuvent être obtenus sur le site <http://diglib.nso.edu>.

### 2.2.3 Modèle de structure hyperfine utilisé

Le modèle de structure hyperfine utilisé ici est le même que celui présenté dans la section concernant la structure hyperfine du vanadium neutre.

### 2.2.4 Résultats et discussion

A partir de l'observation des profils SHF de Mn I provenant de plus de 70 transitions, il a été possible de déduire les constantes dipolaires magnétiques

de 40 niveaux. Parmi ceux-ci, les valeurs  $A$  de 18 niveaux ont été déterminées pour la première fois. Les valeurs sont données dans le tableau 2.4 où elles sont comparées aux résultats disponibles précédemment. Il est important de noter que, pour toutes ces transitions SHF, au moins une des deux constantes dipolaires magnétiques était déjà connue grâce à des analyses précédentes. Il a été possible de déduire la valeur  $A$  de l'autre niveau impliqué dans la transition en appliquant une procédure d'ajustement du profil calculé au profil observé selon la méthode décrite précédemment. La procédure suivie dans cette étude a été utilisée auparavant avec succès par Palmeri *et al.* [93], [94], Aboussaid *et al.* [95] ainsi que par Lefèbvre *et al.* [1] dans les cas de V I, Sc II et Al II respectivement.

Pour la majorité des niveaux, plusieurs profils ont été considérés afin de déterminer les valeurs de  $A$ . Dans chaque cas, les profils observés étaient reproduits avec une très bonne précision. La figure 2.2 donne un exemple de la comparaison entre les profils observé et synthétique. Pour une raison identique à celle exposée plus haut, il a été impossible de déduire les valeurs des constantes quadrupolaires électriques. Les résultats obtenus dans cette étude ont été comparés aux données théoriques et expérimentales déduites antérieurement pour 22 niveaux (voir Tableau 2.4). Un accord très satisfaisant est observé (endéans 10%) pour 10 niveaux. Par contre, pour 12 niveaux pour lesquels seuls les résultats de Beynon [7] étaient jusqu'à présent disponibles, des désaccords importants apparaissent avec nos valeurs (voir Tableau 2.4). Ceci n'est pas étonnant car les résultats de Beynon [7] sont peu satisfaisants, ces valeurs provenant d'une ré-analyse d'anciennes données ou d'estimations théoriques imprécises. Les résultats obtenus sont normalement plus précis que ceux publiés jusqu'à présent pour les niveaux considérés et, en conséquence, ils constitueront, pour les astrophysiciens, une source d'information fiable lors d'une étude détaillée de la composition chimique de certaines étoiles.

TAB. 2.3: Transitions du manganèse neutre analysées dans ce travail. Les nombres d'ondes des transitions observées s'identifient aux nombres d'ondes calculés d'après les niveaux publiés par Sugar et Corliss [67]

$\sigma$ (cm <sup>-1</sup> )	Transition <sup>a</sup>				$E_{inf}$	$E_{sup}$	
10899.56	3d <sup>6</sup> (3F2)4s	a <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	35041.37	45940.93
13725.37	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>5</sup> S)5s	f <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	35689.98	49415.35
15134.71	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)6s	g <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	35769.97	50904.68
15178.83	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)6s	g <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	35725.85	50904.68
15214.70	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)6s	g <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	35689.98	50904.68
18274.33	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	35725.85
18324.70	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23818.87	42143.57
18443.85	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	35725.85
18466.56	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>4</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>5</sup> S)5s	e <sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>	31124.95	49591.51
18487.97	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	35769.97
18515.09	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>4</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>5</sup> S)5s	e <sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>	31076.42	49591.51
18590.36	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>4</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>5</sup> S)5s	e <sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>	31001.15	49591.51
18717.68	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	y <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17052.29	35769.97
19003.33	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	25285.43	44288.76
19023.02	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>11/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	25265.74	44288.76
19235.71	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	25287.74	44523.45
19238.02	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	25285.43	44523.45
19408.55	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	25287.74	44696.29
19415.25	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	25281.04	44696.29
19533.69	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	25281.04	44814.73
19825.58	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23818.87	43644.45
19875.98	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52	43595.50
19953.14	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52	43672.66

Tableau 2.3 (suite)

$\sigma$ (cm <sup>-1</sup> )	Transition <sup>a</sup>				$E_{inf}$	$E_{sup}$
19974.88	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 43524.08
20131.91	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 43428.58
20227.41	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 43524.08
20725.94	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)5s	e <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub>	18705.37 39431.31
20899.67	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)5s	e <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub>	18531.64 39431.31
20974.25	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 44523.45
20976.77	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52 44696.29
20992.09	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 44288.76
20995.86	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23818.87 44814.73
21028.85	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)5s	e <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub>	18402.46 39431.31
21095.21	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52 44814.73
21147.09	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 44696.29
21226.78	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 44523.45
21265.53	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 44814.73
21399.62	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 44696.29
22221.41	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52 45940.93
22265.02	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23818.87 46083.89
22351.06	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	23818.87 46169.93
22391.73	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 45940.93
22450.41	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52 46169.93
22534.69	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 46083.89
22644.26	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 45940.93
23181.61	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	y <sup>4</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52 46901.13
23351.93	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	y <sup>4</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23549.20 46901.13
23480.42	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	y <sup>4</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	23818.87 47299.29
23579.77	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	y <sup>4</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	23719.52 47299.29
23604.46	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	y <sup>4</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	23296.67 46901.13

Tableau 2.3 (suite)

$\sigma$ (cm <sup>-1</sup> )	Transition <sup>a</sup>					$E_{inf}$	$E_{sup}$
24481.12	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	41932.64
24485.25	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	42053.73
24561.41	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	17637.15	42198.56
24602.21	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	42053.73
24613.10	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>5</sup> S)5s	f <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	24802.25	49415.35
24627.30	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>5</sup> S)5s	f <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	24788.05	49415.35
24630.08	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	42198.56
24650.64	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	41932.64
24692.05	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	42143.57
24771.73	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	42053.73
24795.88	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>4</sup> G)4s4p	z <sup>4</sup> H <sub>11/2</sub> <sup>o</sup>	25285.43	50081.31
24828.86	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>11/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>4</sup> G)4s4p	z <sup>4</sup> H <sub>13/2</sub> <sup>o</sup>	25265.74	50094.60
24880.35	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17052.29	41932.64
25075.56	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>11/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>4</sup> G)4s4p	y <sup>4</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	25265.74	50341.30
25102.23	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	a <sup>4</sup> G <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>5</sup> ( <sup>4</sup> G)4s4p	y <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	25281.04	50383.27
26007.30	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17637.15	43644.45
26027.02	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	43595.50
26035.51	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	17637.15	43672.66
26072.56	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	43524.08
26075.97	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	43644.45
26104.18	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	43672.66
26143.98	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	43595.50
26146.58	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	43428.58
26192.93	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	43644.45
26242.08	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	43524.08
26261.94	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>11/2</sub> <sup>o</sup>	17052.29	43314.23
26376.29	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	17052.29	43428.58

Tableau 2.3 (suite)

$\sigma$ (cm <sup>-1</sup> )	Transition <sup>a</sup>					$E_{inf}$	$E_{sup}$
27587.63	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	45156.11
27622.02	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17637.15	45259.17
27690.69	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17568.48	45259.17
27704.59	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	45156.11
27711.92	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	44993.92
27737.19	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	17052.29	41789.48
27807.65	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	17451.52	45259.17
27874.11	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	17282.00	45156.11
27941.63	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4s	a <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	-	3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	17052.29	44993.92
28004.78	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>9/2</sub>	18705.37	46710.15
28007.21	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>11/2</sub>	18705.37	46712.58
28175.39	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>5/2</sub>	18531.64	46707.03
28176.69	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>7/2</sub>	18531.64	46708.33
28178.51	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>9/2</sub>	18531.64	46710.15
28303.63	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>3/2</sub>	18402.46	46706.09
28304.57	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>5/2</sub>	18402.46	46707.03
28305.87	3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S)4s4p	z <sup>8</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	-	3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>7/2</sub>	18402.46	46708.33

a : Sugar et Corliss [67]

TAB. 2.4: Nouvelles constantes dipolaires magnétiques dans Mn I (A, en  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) et comparaison avec les résultats précédents.

Configuration	Niveau*	E ( $\text{cm}^{-1}$ )*	A ( $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ )		Ref.
			Ce travail	Précédent	
$3d^5 4s^2$	a ${}^6S_{5/2}$	0		-2.4157	[89] <sup>a</sup>
$3d^6 ({}^5D) 4s$	a ${}^6D_{9/2}$	17052.29		17.022	[82] <sup>b</sup>
	a ${}^6D_{7/2}$	17282.00		15.308	[82] <sup>b</sup>
	a ${}^6D_{5/2}$	17451.52		14.567	[82] <sup>b</sup>
	a ${}^6D_{3/2}$	17568.48		15.657	[82] <sup>b</sup>
	a ${}^6D_{1/2}$	17637.15		29.422	[82] <sup>b</sup>
$3d^5 ({}^6S) 4s 4p$	z ${}^8P_{5/2}^{\circ}$	18402.46		19.08	[96] <sup>c</sup>
	z ${}^8P_{7/2}^{\circ}$	18531.64		18.23	[96] <sup>c</sup>
	z ${}^8P_{9/2}^{\circ}$	18705.37		14.01	[96] <sup>c</sup>
$3d^6 ({}^5D) 4s$	a ${}^4D_{7/2}$	23296.67	-5.5(3)	-5.7	[6] <sup>d</sup>
	a ${}^4D_{5/2}$	23549.20	-4.7(2)	-4.6	[6] <sup>d</sup>
	a ${}^4D_{3/2}$	23719.52	0.9(4)	0	[7] <sup>e</sup>
	a ${}^4D_{1/2}$	23818.87	50.4(9)	37	[7] <sup>e</sup>
$3d^5 ({}^6S) 4s 4p ({}^3P^{\circ})$	z ${}^6P_{3/2}^{\circ}$	24779.32		19.07	[96] <sup>c</sup>
	z ${}^6P_{5/2}^{\circ}$	24788.05		15.591	[96] <sup>c</sup>
	z ${}^6P_{7/2}^{\circ}$	24802.25		14.312	[96] <sup>c</sup>
$3d^5 4s^2$	a ${}^4G_{11/2}$	25265.74	13.6(5)		
	a ${}^4G_{9/2}$	25285.43	13.7(5)		
	a ${}^4G_{7/2}$	25287.74	15.0(5)		
	a ${}^4G_{5/2}$	25281.04	20.2(2)		
$3d^5 ({}^6S) 4s 4p ({}^3P^{\circ})$	z ${}^4P_{5/2}^{\circ}$	31001.15		-20.3	[83] <sup>f</sup>



Tableau 2.4 (suite)

Configuration	Niveau*	E (cm <sup>-1</sup> )*	A (10 <sup>-3</sup> cm <sup>-1</sup> )		Ref.
			Ce travail	Précédent	
	z <sup>4</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	31076.42		-27.4	[83] <sup>f</sup>
	z <sup>4</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	31124.95	-73.2(5)	-56	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>5</sup> ( <sup>6</sup> S) 4s4p ( <sup>1</sup> P <sup>o</sup> )	y <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	35689.98		-32.4	[97] <sup>g</sup>
	y <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	35725.85		-18.0	[97] <sup>g</sup>
	y <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	35769.97		-13.0	[97] <sup>g</sup>
3d <sup>5</sup> ( <sup>7</sup> S)5s	e <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub>	39431.31	25.2(5)	24	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>5</sup> ( <sup>7</sup> S)5s	e <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	41403.93		(29)	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D) 4p	z <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	41789.48	3.1(1)	3.5	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	41932.64	1.4(2)	2	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	42053.73	-8.3(5)	3	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	42143.57	-4.7(2)	-3.5	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	42198.56	-26.3(4)	(-8)	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>6</sup> F <sub>11/2</sub> <sup>o</sup>	43314.23	6.0(5)		
	z <sup>6</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	43428.58	5.2(4)		
	z <sup>6</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	43524.08	4.6(3)		
	z <sup>6</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	43595.50	5.8 (3)		
	z <sup>6</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	43644.45	9.1 (5)		
	z <sup>6</sup> F <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	43672.66			
3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	z <sup>4</sup> F <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	44288.76	4.5(5)	(5)	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>4</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	44523.45	6.0(4)	6	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>4</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	44696.29	9.9(4)	10	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	44814.23	22.4(9)	18	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	x <sup>6</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	44993.92	9.1 (3)		

Tableau 2.4 (suite)

Configuration	Niveau*	E (cm <sup>-1</sup> )*	A (10 <sup>-3</sup> cm <sup>-1</sup> )		Ref.
			Ce travail	Précédent	
	x <sup>6</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	45156.11	8.7 (9)		
	x <sup>6</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	45259.17	12 (2)		
3d <sup>6</sup> ( <sup>6</sup> D)4p	z <sup>4</sup> D <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	45754.27		5	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>4</sup> D <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	45940.93	1.9(3)	6	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>4</sup> D <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	46083.89	6.1(3)	8	[7] <sup>e</sup>
	z <sup>4</sup> D <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	46169.93	35.0(5)	19	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>5</sup> 4s ( <sup>7</sup> S) 5p	y <sup>8</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	45981.44		27.5	[6] <sup>d</sup>
	y <sup>8</sup> P <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	46000.77		20.0	[6] <sup>d</sup>
	y <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub> <sup>o</sup>	46026.75		16.5	[6] <sup>d</sup>
3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)4d	e <sup>8</sup> D <sub>3/2</sub>	46706.09	39 (4)		
	e <sup>8</sup> D <sub>5/2</sub>	46707.03	22 (2)		
	e <sup>8</sup> D <sub>7/2</sub>	46708.33	19 (2)		
	e <sup>8</sup> D <sub>9/2</sub>	46710.15	15 (1)		
	e <sup>8</sup> D <sub>11/2</sub>	46712.58	14.0 (8)		
3d <sup>6</sup> ( <sup>5</sup> D)4p	y <sup>4</sup> P <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	46901.13	-1.8(4)	(3)	[7] <sup>e</sup>
	y <sup>4</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	47154.51		1	[7] <sup>e</sup>
	y <sup>4</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	47299.29	-34(2)	-8	[7] <sup>e</sup>
3d <sup>5</sup> 4s ( <sup>7</sup> S) 4d	e <sup>6</sup> D <sub>9/2</sub>	47207.28		15.5	[97] <sup>g</sup>
	e <sup>6</sup> D <sub>7/2</sub>	47212.06		15.8	[97] <sup>g</sup>
	e <sup>6</sup> D <sub>5/2</sub>	47215.61		17.6	[97] <sup>g</sup>
	e <sup>6</sup> D <sub>3/2</sub>	47218.15		22.8	[97] <sup>g</sup>
	e <sup>6</sup> D <sub>1/2</sub>	47219.64		61.6	[97] <sup>g</sup>
3d <sup>5</sup> 4s ( <sup>5</sup> S) 5s	f <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	49415.35	-20.6(3)	-22	[7] <sup>e</sup>

Tableau 2.4 (suite)

Configuration	Niveau*	E (cm <sup>-1</sup> )*	A (10 <sup>-3</sup> cm <sup>-1</sup> )		Ref.
			Ce travail	Précédent	
3d <sup>5</sup> 4s ( <sup>5</sup> S) 5s	e <sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>	49591.51	-50.5(4)	-49	[87] <sup>h</sup>
3d <sup>5</sup> 4s( <sup>7</sup> S)6s	g <sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	50904.68	23.2(5)		

a : Pompage optique par échange de spin

b : Double résonance laser-rf

c : Croisement de niveaux

d : Ajustement de profils solaires

e : Ré-analyse d'anciennes données. Ces résultats sont donnés entre parenthèses uniquement lorsque des valeurs plus précises ne sont pas disponibles.

Les valeurs calculées sont données entre parenthèses.

f : Spectroscopie laser-faisceau atomique

g : Mesures avec un interféromètre de Fabry-Pérot et spectroscopie par transformée de Fourier

h : Décharge à cathode creuse et interféromètre de Fabry-Pérot

\* : Les notations et les valeurs des niveaux d'énergie sont tirées de Sugar & Corliss [67].

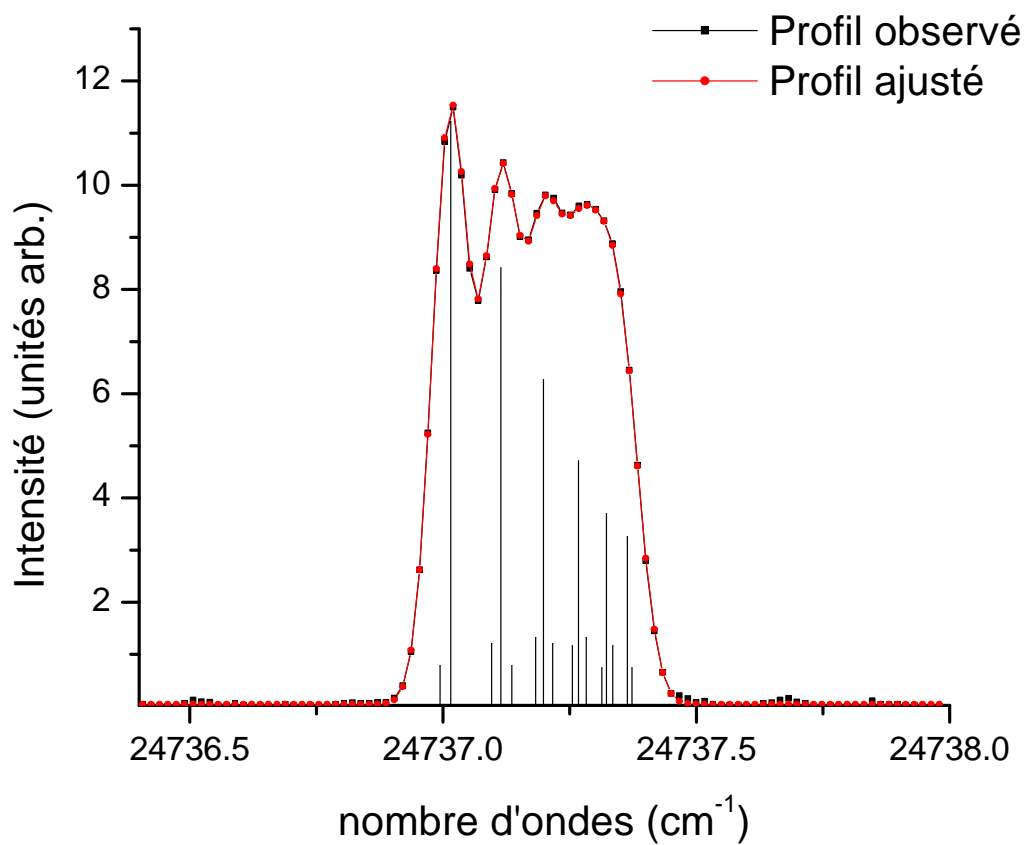


FIG. 2.2 – Profil observé et profil ajusté pour la transition  $3d^6(^5D)4s\ a^6D_{9/2} - 3d^6(^5D)4p\ z\ ^6D_{9/2}^{\circ}$  de Mn I. Les positions théoriques des intensités des composantes de structure hyperfine sont indiquées à l'intérieur des profils.

# Chapitre 3

## Spectroscopie induite par laser et résolue dans le temps

### 3.1 Introduction

Ces dernières années, des progrès substantiels ont été réalisés dans le domaine de la spectroscopie stellaire, notamment grâce à l'amélioration continue des télescopes terrestres et spatiaux. Par conséquent, un grand nombre de spectres stellaires à haute résolution et de grand rapport signal sur bruit ont été enregistrés durant les années précédentes (voir p. ex. les spectres enregistrés par le télescope Hubble) et ces spectres présentent beaucoup de raies de terres rares.

Leur analyse détaillée, qui repose sur la connaissance de données atomiques précises, fournit des informations utiles sur la composition chimique de différents types d'étoiles. En particulier, beaucoup de raies de ces éléments neutres et ionisés ont été identifiées dans des étoiles chimiquement particulières (CP). Ainsi, il y a, pour les terres rares, un besoin croissant de données spectroscopiques précises, par exemple des longueurs d'onde, des probabilités de transition, des constantes de structure hyperfine ou des données de déplacement isotopique.

En général, l'abondance des lanthanides dans les étoiles magnétique Ap et dans les étoiles métalliques A, excède considérablement les valeurs trouvées dans le système solaire. La compréhension de ces surabondances nécessite un énorme volume de données atomiques précises. Dans beaucoup d'étoiles

magnétiques Ap, la température effective implique que la plupart des atomes soient doublement ionisés. Jusqu'à peu, les valeurs des abondances dans ces étoiles étaient principalement déduites des états d'ionisation non dominants, du fait que les valeurs des probabilités de transition pour les espèces doublement ionisées n'étaient pas connues.

En dehors de l'astrophysique, la recherche sur les lampes à décharge s'intéresse de près aux ions des lanthanides à cause de leur grand nombre de raies d'émission dans le visible. Les sels de terres rares sont beaucoup utilisés dans les lampes commerciales de haute intensité lumineuse et, par conséquent, les données atomiques sont aussi utilisées pour la mise au point de telles lampes (voir p. ex. [98]).

L'ensemble de ces raisons a poussé le Professeur E. Biémont et le Docteur P. Quinet à constituer une base de donnée contenant les paramètres radiatifs des lanthanides. Cet outil, appelé D.R.E.A.M. (Database on Rare-Earth at Mons University), a pour but de fournir à la communauté scientifique des données récentes et mises à jour.

C'est dans ce contexte que des campagnes de mesures de durées de vies de lanthanides ont lieu dans le laboratoire du Professeur S. Svanberg (Lund, Suède). La technique mise en oeuvre est basée sur l'utilisation de lasers pour l'excitation sélective des niveaux étudiés. Le dispositif expérimental est très particulier car il permet de produire aisément la longueur d'onde nécessaire à l'excitation du niveau voulu. La décroissance du signal d'une transition (au moins) à partir du niveau excité est alors enregistrée par un numériseur rapide et l'ajustement d'une exponentielle permet de déduire la durée de vie du niveau.

Nous présentons, dans ce chapitre, la méthode expérimentale mise en oeuvre pour la mesure de durées de vies et la méthode HFR qui nous ont permis de déterminer les paramètres radiatifs des espèces Lu I, Pr II et Nd II.

## 3.2 Durées de vie radiatives, rapports de branchement et probabilités de transition

Considérons le schéma de niveaux représenté sur la figure 3.1. L'intensité observée d'une transition d'un niveau  $k$  vers un niveau  $i$  est donnée par

$$I_{ki} = C_{ki} A_{ki} h \nu_{ki} n_k \quad (3.1)$$

où  $C_{ki}$  est un facteur contenant la réponse spectrale de l'instrument d'observation,  $A_{ki}$  est la probabilité de transition pour la transition  $k \rightarrow i$ ,  $\nu_{ki}$  est la fréquence de la transition et  $n_k$  est la population du niveau  $k$ .

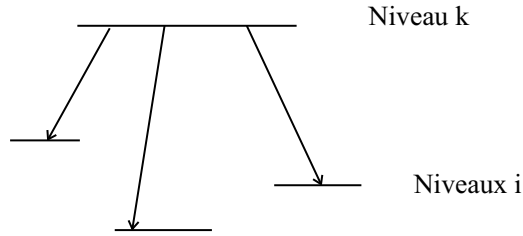


FIG. 3.1 – La durée de vie de l'état  $k$  est donné par  $\tau_k = 1 / \sum A_{ki}$  où la somme porte sur tous les niveaux  $i$  avec lesquels  $k$  se combine.

La durée de vie du niveau  $k$  est inversement proportionnelle à la somme de toutes les probabilités de transition  $k \rightarrow i$  et est donc donné par

$$\tau_k = \frac{1}{\sum_i A_{ki}}. \quad (3.2)$$

On appelle rapport de branchement de la transition  $k \rightarrow j$  la grandeur définie par

$$BF_{kj} = \frac{A_{kj}}{\sum_i A_{ki}} \quad (3.3)$$

D'après l'équation (3.1), il vient :

$$BF_{kj} = \frac{I_{kj} / (C_{kj} \nu_{kj})}{\sum_i I_{ki} / (C_{ki} \nu_{ki})} \quad (3.4)$$

ou, comme  $\nu_{kj}$  et  $\lambda_{kj}$  sont liés par la relation  $\lambda_{kj} = c / \nu_{kj}$ , cette équation est équivalente à

$$BF_{kj} = \frac{I_{kj} \lambda_{kj} / C_{kj}}{\sum_i I_{ki} \lambda_{ki} / C_{ki}} \quad (3.5)$$

Dès lors, la probabilité de transition  $A_{kj}$  est donnée par

$$A_{kj} = \frac{BF_{kj}}{\tau_k} = \frac{1}{\tau_k} \frac{I_{kj}\lambda_{kj}/C_{kj}}{\sum_i I_{ki}\lambda_{ki}/C_{ki}}. \quad (3.6)$$

Par conséquent, lorsque l'on connaît la durée de vie du niveau  $k$  et le rapport de branchement de la transition  $k \rightarrow j$ , il est possible de déterminer la probabilité de transition  $A_{kj}$ . De cette manière aussi, la force d'oscillateur peut être déduite grâce à la relation

$$g_j f_{jk} = \frac{1}{0,66702 \sigma_{kj}^2} g_k A_{kj} \quad (3.7)$$

où  $\sigma_{kj}$  est le nombre d'ondes de la transition  $k \rightarrow j$ ,  $g_k$  et  $g_j$  sont les poids statistiques des niveaux  $k$  et  $i$ , respectivement.

Par ailleurs, il est aussi possible de combiner des mesures de durées de vie avec des calculs théoriques des rapports de branchement (obtenus par exemple par la méthode Hartree-Fock relativiste) afin de corriger les valeurs théoriques des durées de vie par un facteur dépendant des durées de vie observées. Si toutes les transitions ne peuvent être observées vu l'extension des domaines spectraux considérés, il y a lieu de recourir à cette méthode.

### 3.3 Spectroscopie de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps

La technique de spectroscopie de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps permet d'exciter sélectivement un niveau choisi et d'en observer la décroissance radiative. Depuis qu'il existe des lasers suffisamment puissants pour saturer une transition optique, il est possible de peupler quasiment n'importe quel état excité de la plupart des atomes irradiés à partir de l'état fondamental. Pour ce faire, plusieurs mécanismes d'excitation peuvent être mis en oeuvre (fig 3.2) :

- Excitation en une étape : Les atomes sont transférés vers l'état excité via une transition dipolaire électrique (fig 3.2 (a)).
- Excitation en plusieurs étapes : Les atomes sont d'abord excités vers un premier niveau puis une deuxième excitation permet de peupler un second niveau qui n'est normalement pas directement accessible (fig 3.2 (b)).



- Absorption de plusieurs photons : Avec des lasers de haute puissance, le processus d'absorption de plusieurs photons décrit par Goepper-Mayer [99] devient possible. Il n'est dans ce cas pas nécessaire de passer par un niveau intermédiaire réel pour exciter le niveau final (fig 3.2 (c)).
- Excitation par cascades : Dans ce cas, un niveau est directement excité par un laser et la désexcitation de ce niveau vient peupler un état d'énergie inférieure (fig 3.2 (d)).

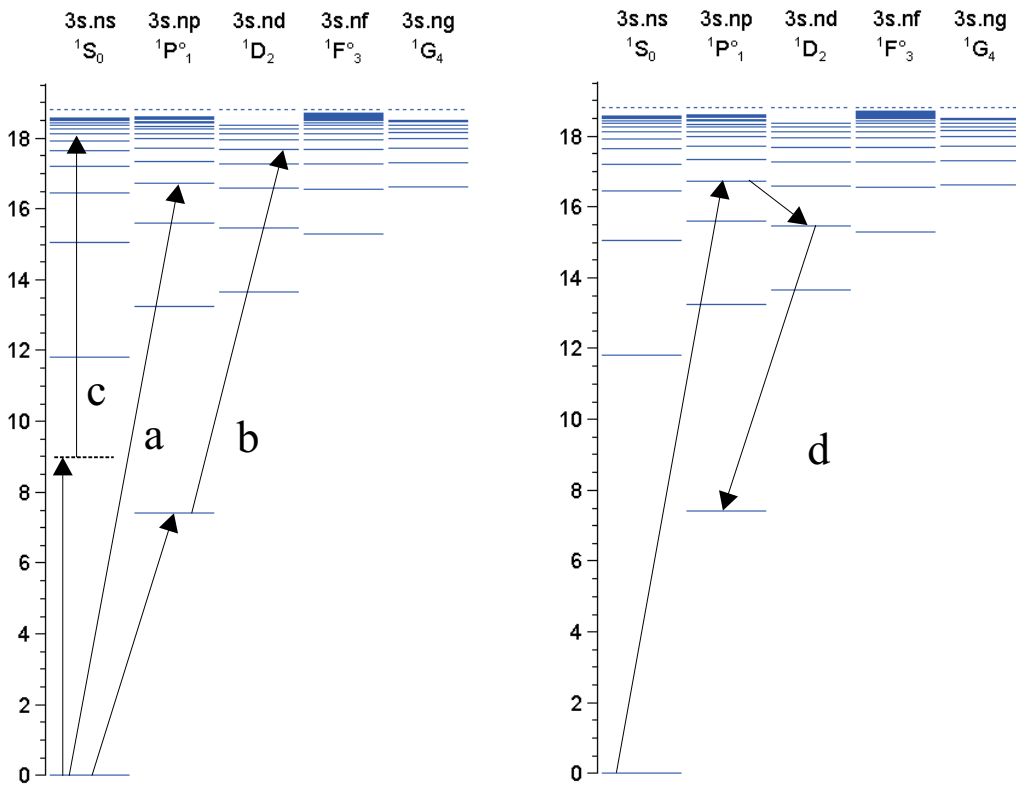


FIG. 3.2 – (a) excitation en une étape, (b) excitation en deux étapes, (c) excitation à 2 photons, (d) excitation par cascade.

Lorsque l'impulsion laser cesse, la décroissance exponentielle du niveau peut être observée. Si la population initiale du niveau excité est  $N_0$ , la décroissance exponentielle en fonction du temps s'écrit sous la forme

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}. \quad (3.8)$$

Cette décroissance peut être analysée en observant la lumière de fluorescence pour une transition quelconque mais suffisamment intense émanant du niveau excité. Soit  $I(t)$  l'intensité lumineuse observée,  $I_0$  l'intensité lumineuse en  $t=0$  et  $\tau$  la durée de vie du niveau. Si le niveau se désexcitant n'est pas repeuplé par cascade ou par des phénomènes collisionnels, on a :

$$I(t) \sim -\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau} = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (3.9)$$

Cette décroissance peut alors être observée grâce à un système de détection rapide.

### 3.3.1 Production d'impulsions laser de courte durée

Afin de peupler suffisamment le niveau supérieur dont la fluorescence va être observée, des impulsions laser de courte durée et de puissance élevée sont générées par des laser pulsés. Grâce à un dispositif d'amplification, de sélection de longueur d'onde et de compression d'impulsion, il est possible de produire des impulsions laser dont la durée est comprise entre 2 et 20 ns. L'ensemble des techniques mises en oeuvre pour arriver à ce résultat sort du cadre de ce travail et est discutée en détail dans [100].

### 3.3.2 Méthode d'enregistrement des signaux de décroissance

Dans cette section, nous présentons brièvement la technique mise en oeuvre pour enregistrer des décroissances rapides de signaux optiques pour lesquelles des tubes photo-multiplieurs rapides peuvent être utilisés. Plusieurs méthodes existent (voir [100]) mais nous ne décrivons ici que celle utilisant des numériseurs de signaux électriques transitoires rapides. Cette technique consiste à enregistrer une tension d'entrée proportionnelle au signal optique détecté sur un photo-multiplieur et ce à intervalles réguliers. Une fois enregistré, le signal est converti en un nombre proportionnel à la tension d'entrée à l'instant où elle a été enregistrée. Grâce à cette numérisation, une résolution temporelle de l'ordre d'une nanoseconde peut être atteinte. Souvent, on ne se contente pas d'enregistrer une seule décroissance mais on fait la moyenne sur plusieurs signaux de façon à diminuer le bruit. Il en résulte un signal numérique qui peut être traité par un ordinateur de manière à ajuster

une courbe exponentielle du type de celle résultant de l'équation (3.9). Les paramètres de cet ajustement comprennent, bien entendu, la durée de vie  $\tau$  que l'on cherche à déterminer.

### 3.3.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental typique d'une expérience de fluorescence induite par laser est illustré sur la figure 3.3. Une cible en rotation est placée dans une enceinte évacuée à une pression de l'ordre de  $10^{-5}$  mbar. Un plasma est alors produit avec une impulsion laser percutant la cible tournante (laser d'ablation). En général, le laser produit des impulsions optiques ayant une durée de l'ordre de 10 ns, une énergie se situant entre 2 et 10 mJ et ce, à une fréquence de 10 Hz. Ces impulsions sont focalisées sur la cible et il en résulte la création du plasma contenant l'atome constituant la cible mais aussi une variété d'états d'ionisation. Une fois le plasma créé, un générateur de délai engendre le déclenchement d'une impulsion lumineuse du laser d'excitation. Le pulse généré a généralement une durée trop longue et il est comprimé temporellement par un compresseur SBS (Stimulated Brillouin Scattering [100]) de manière à réduire sa durée à 1 ns. Cette impulsion est alors utilisée pour pomper un laser à colorant et générer un pulse de longueur d'onde voulue grâce à un dispositif optique non linéaire permettant de choisir une harmonique du pulse généré par le laser à colorant. Ce type de système, dont l'explication théorique est trop complexe pour être intégrée dans ce travail, est discutée en détail dans [100].

Dans une étape suivante, le plasma créé par le laser d'ablation est excité par une impulsion optique de courte durée. Lorsque l'impulsion d'excitation sélective cesse, le signal de fluorescence est observé par un monochromateur qui permet de sélectionner la longueur d'onde de la transition à observer. Ce signal optique est converti en signal électrique par un photo-multiplicateur et le numériseur, déclenché par l'impulsion d'excitation, enregistre la décroissance du niveau excité. Une description approfondie de ce type de dispositif expérimental sera donnée, au cas par cas, dans les sections suivantes.

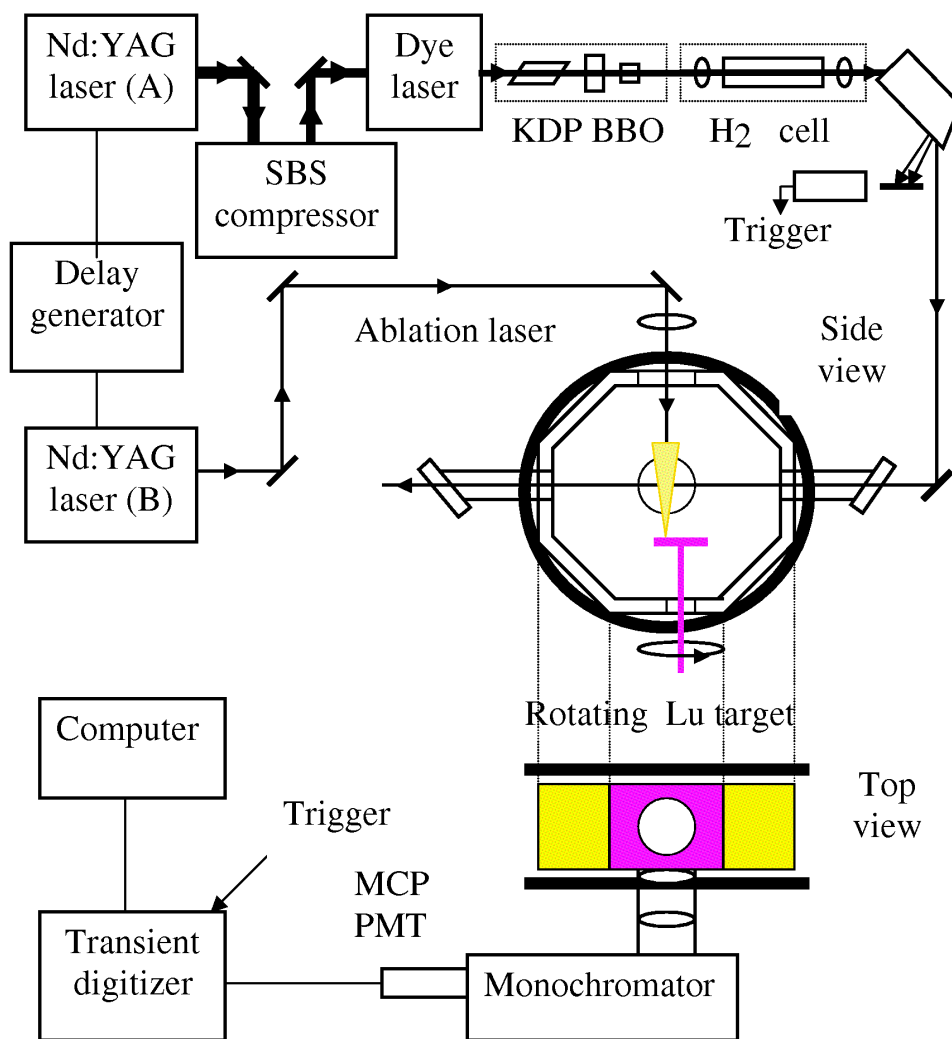


FIG. 3.3 – Dispositif expérimental de spectroscopie de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps.

## 3.4 Méthode de calcul

Les résultats théoriques présentés pour les durées de vie et les probabilités de transition ont été obtenus grâce à la méthode Hartree-Fock incluant les corrections relativistes (HFR). Bien que les calculs aient été effectués par le Professeur E. Biémont et le Docteur P. Quinet, il est utile de décrire brièvement la méthode. Une description approfondie est due à Cowan [101].

### 3.4.1 Hamiltonien

Si les énergies sont exprimées en Rydberg, les distances en unités atomiques et les moments angulaires en unité  $\hbar$ , le hamiltonien d'un atome libre s'écrit :

$$\begin{aligned} H &= H_{cin} + H_{nucl} + H_{ee} + H_{so} \\ &= - \sum_{i=1}^N \nabla_i^2 - \sum_{i=1}^N \frac{2Z}{r_i} + \sum_{i>j} \sum \frac{2}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^N \xi_i(r_i)(\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i). \end{aligned} \quad (3.10)$$

où  $Z$  est la charge nucléaire,  $N$  est le nombre d'électrons,  $\mathbf{r}_i$  est la distance noyau-électron,  $r_{ij} = |r_i - r_j|$  est la distance séparant deux électrons  $i$  et  $j$ ,  $\mathbf{l}_i$  et  $\mathbf{s}_i$  sont respectivement les moments angulaires orbital et de spin,  $\xi_i(r_i)(\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i)$  est l'opérateur de spin-orbite et la double sommation  $i>j$  porte sur toutes les paires d'électrons.

### 3.4.2 Equation de Schrödinger

L'équation de Schrödinger indépendante du temps s'écrit :

$$H\Psi^k = E^k\Psi^k \quad (3.11)$$

où  $\Psi^k$  et  $E^k$  sont les fonctions d'onde et les énergies du système et  $H$  est le Hamiltonien. Si nous développons les fonctions d'onde  $\Psi^k$  sur une base de fonctions d'ondes orthonormées  $\Psi_b$  selon

$$\Psi^k = \sum_b y_b^k \Psi_b, \quad (3.12)$$

l'équation de Schrödinger peut être ré-écrite, pour chaque parité et chaque valeur de  $J$  ( $J$  étant le nombre quantique associé au moment angulaire total)

$$\mathbf{H}\mathbf{Y}^k = E^k\mathbf{Y}^k \quad (3.13)$$

où

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots \\ H_{21} & H_{22} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

$$\mathbf{Y}^k = \begin{pmatrix} y_1^k \\ y_2^k \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

et

$$H_{bb'} = \langle \Psi_b | H | \Psi_{b'} \rangle. \quad (3.16)$$

Le problème consiste donc à déterminer les éléments de matrice  $H_{bb'} = \langle \Psi_b | H | \Psi_{b'} \rangle$ . Une fois la matrice connue, on la diagonalise pour obtenir les valeurs propres du système.

### 3.4.3 Fonctions de base

Les fonctions de base  $\Psi_b$  sont choisies de manière à décrire le plus précisément possible les «vraies» fonctions d'onde. Une telle base d'états  $|\Psi_{nc}\rangle$  peut être formée à partir de produits de fonctions d'onde monoélectroniques antisymétrisées :

$$|\Psi_{nc}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \phi_1(1) & \cdots & \phi_1(N) \\ \vdots & \cdots & \vdots \\ \phi_N(1) & \cdots & \phi_N(N) \end{vmatrix} \quad (3.17)$$

où les  $\phi_k(i)$  sont les solutions de l'équation de Schrödinger monoparticulaire résultant de l'approximation du champ central. Ces fonctions sont de la forme :

$$\phi_k(r_i, \theta, \varphi, \sigma) = \frac{1}{r} P_{n_k l_k}(r_i) Y_{l_k m_{l_k}}(\theta, \varphi) \chi_{m_{s_k}}(\sigma) \quad (3.18)$$

où  $Y_{l_k m_{l_k}}(\theta, \varphi)$  sont les harmoniques sphériques,  $P_{n_k l_k}(r_i)$  sont les fonctions d'onde radiales et  $\chi_{m_{s_k}}(\sigma)$  sont les fonctions d'onde de spin.

### 3.4.4 Méthode Hartree-Fock

#### Équations de Hartree-Fock

Soit la configuration

$$(n_1 l_1)^{w_1} (n_2 l_2)^{w_2} \dots (n_q l_q)^{w_q} \text{ avec } \sum_i w_i = N. \quad (3.19)$$

L'énergie moyenne de cette configuration est donnée par :

$$E_{av} = \sum_{\text{États de la config}} \frac{\langle \Psi_{nc} | H | \Psi_{nc} \rangle}{\text{nombre d'états de la configuration}} \quad (3.20)$$

où H est l'hamiltonien du système. Cette grandeur peut s'écrire (voir Cowan [101])

$$E_{av} = \sum_{i=1}^q w_i [E_{cin}^i + E_{nucl}^i + E_{ee}^i] \quad (3.21)$$

avec

$$E_{cin}^i = \int_0^\infty P_i^*(r) \left[ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} \right] P_i(r) dr \quad (3.22)$$

$$E_{nucl}^i = \int_0^\infty \frac{-2Z}{r} |P_i(r)|^2 dr \quad (3.23)$$

$$E_{ee}^i = \frac{1}{2}(w_i - 1)E^{ii} + \frac{1}{2} \sum_{j(\neq i)=1}^q w_j E^{ij} \quad (3.24)$$

et

$$E^{ii} = F^0(ii) - \frac{2l_i + 1}{4l_i + 1} \sum_{k=2,4,\dots}^{\min(2l_i, 2l_j)} \begin{pmatrix} l_i & k & l_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 F^k(ii) \quad (3.25)$$

$$E_{i \neq j}^{ij} = F^0(ij) - \frac{1}{2} \sum_{k=|l_i-l_j|, |l_i+l_j|, \dots}^{l_i+l_j} \begin{pmatrix} l_i & k & l_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 G^k(ij) \quad (3.26)$$

où

$$F^k(ij) \equiv R^k(ij, ij) \text{ et } G^k(ij) \equiv R^k(ij, ji) \quad (3.27)$$

$$R^k(ij, i'j') = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{2r_{<}^k}{r_{>}^k + 1} P_i^*(r_1) P_j^*(r_2) P_{i'}(r_1) P_{j'}(r_2) dr_1 dr_2 \quad (3.28)$$

$$r_{<} = \min(r_1, r_2) \text{ et } r_{>} = \max(r_1, r_2) \quad (3.29)$$

Les intégrales  $F^k$ ,  $G^k$  et  $R^k$  sont les intégrales de Slater directes, d'échange et généralisées, respectivement.

En faisant appel à un principe variationnel appliqué à l'énergie moyenne d'une configuration  $E_{av}$  (voir équation 3.20), il est possible de montrer que l'on obtient (voir p. ex. [101])  $q$  équations intégro-différentielles couplées. Ces équations, appelées équations de Hartree-Fock, permettent de calculer les fonctions d'onde radiales,  $P_i \equiv P_{n_i l_i}$  ( $i=1, \dots, q$ ), qui obéissent à la relation d'orthonormalisation

$$\int_0^\infty P_{n_i l_i}^*(r) P_{n_j l_j}(r) dr = \delta_{n_i n_j} \text{ pour } l_i = l_j \text{ (i,j=1, \dots, q)}. \quad (3.30)$$

Les equations de Hartree-Fock s'écrivent explicitement :

$$\left[ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_i(l_i + 1)}{r^2} + V_{HF}(r) \right] P_i(r) = \epsilon_i P_i(r) + \sum_{j(\neq i)=1}^q w_j [\delta_{l_i l_j} \epsilon_{ij} + B_{ij}(r)] P_j(r) \text{ (i=1, \dots, q)} \quad (3.31)$$

avec

$$V_{HF}(r) = -\frac{2Z}{r} + V_H(r) - (w_i - 1)A_i(r) \quad (3.32)$$

$$V_H(r) = \sum_{j=1}^q (w_j - \delta_{ij}) \int_0^\infty \frac{2}{r_{>}} P_j^2(r') dr' \quad (3.33)$$

$$A_i(r) = \frac{2l_i + 1}{4l_i + 1} \sum_{k>0} \begin{pmatrix} l_i & k & l_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \int_0^\infty \frac{2r_{<}^k}{r_{>}^{k+1}} P_i^2(r') dr' \quad (3.34)$$

$$B_{ij}(r) = \frac{1}{2} \sum_k \begin{pmatrix} l_i & k & l_j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \int_0^\infty \frac{2r_{<}^k}{r_{>}^{k+1}} P_i(r') P_j(r') dr' \quad (3.35)$$

où

$$r_{<} = \min(r, r') \text{ et } r_{>} = \max(r, r') \quad (3.36)$$

et où les paramètres de Lagrange  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_{ij}$  ( $i, j=1, \dots, q$ ) sont ajustés de manière à tenir compte de la relation d'orthonormalisation (3.30). Ainsi, à partir des solutions données par la résolution de ces équations, il est possible de former les états de base  $|\Psi_{nc}\rangle$  et, par conséquent, de calculer les éléments de matrice  $\langle \Psi_b | H | \Psi_{b'} \rangle$ .



## Corrections relativistes

La méthode Hartree-Fock relativiste (HFR) est une méthode dite pseudo-relativiste car elle n'est pas basée sur la résolution de l'équation de Dirac-Fock. L'approche de la méthode HFR consiste à traiter de manière perturbative les termes relativistes de masse vitesse ( $E_{mv}^i$ ) et la correction de Darwin ( $E_D^i$ ) en corrigeant l'énergie moyenne de chaque configuration par le terme

$$E_r = \sum_{i=1}^q w_i E_r^i = \sum_{i=1}^q w_i (E_{mv}^i + E_D^i) \quad (3.37)$$

avec

$$E_{mv}^i = -\frac{\alpha^2}{4} \int_0^\infty P_i(r) [\epsilon_i - V_i(r)]^2 P_i(r) dr \quad (3.38)$$

et

$$E_D^i = -\delta_{l,0} \frac{\alpha^2}{4} \int_0^\infty P_i(r) \left[ \frac{dV_i(r)}{dr} \right] \left[ r \frac{dr^{-1} P_i(r)}{dr} \right] dr \quad (3.39)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine et les  $V_i(r)$  sont les potentiels simplifiés de la méthode HX (voir Cowan [101]).

### 3.4.5 Interaction de configuration

Les éléments de la matrice Hamiltonienne pour lesquels  $|\Psi_b\rangle$  et  $|\Psi_{b'}\rangle$  appartiennent à des configurations différentes traduisent l'interaction de configuration. Celle-ci peut être traitée de deux façons différentes : soit en incluant explicitement dans le modèle un certain nombre de configurations différentes, soit implicitement par l'introduction de facteurs d'échelle pour les intégrales de Slater.

En pratique, la première approche est limitée par le nombre de configurations restreint que l'on peut introduire dans le modèle, tenant compte de la taille limitée des mémoires des ordinateurs. Les facteurs d'échelle utilisés dans la seconde approche sont déterminés à partir de l'ajustement des valeurs propres du Hamiltonien calculées par la méthode HFR aux valeurs expérimentales connues. Ainsi, ces facteurs sont, dans une méthode d'ajustement par les moindres carrés, traités comme des paramètres. La méthode d'ajustement par les moindres carrés est décrite en détail dans [101]. Cette

façon de procéder permet d'optimiser le calcul des longueurs d'onde et des probabilités de transition.

### 3.4.6 Calcul des forces de raie et des durées de vie

La probabilité, par unité de temps, de désexcitation spontanée d'un état  $|\gamma\pi JM\rangle$  vers un état  $|\gamma'\pi'J'M'\rangle$  s'écrit, pour une transition dipolaire électrique,

$$a_{\gamma'\pi'J'M'-\gamma\pi JM} = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} \mathbf{S} \sum_q \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix}^2 \quad (3.40)$$

avec

$$\mathbf{S} = |\langle \gamma\pi J || \mathbf{P}^1 || \gamma'\pi'J' \rangle|^2 \quad (3.41)$$

où  $a_0$  est le rayon de Bohr,  $e$  la charge de l'électron,  $h$  est la constante de Planck,  $\sigma$  est le nombre d'ondes de la radiation émise et  $\mathbf{P}^1 \equiv \mathbf{r}$  est l'opérateur de moment dipolaire électrique et  $q=0, \pm 1$  désigne les trois polarisations possibles de la lumière émise. La grandeur  $\mathbf{S}$  est appelée la force de raie de la transition.

La grandeur  $A_{\gamma'\pi'J'-\gamma\pi J}$ , définie par

$$A_{\gamma'\pi'J'-\gamma\pi J} = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3hg} \mathbf{S}, \quad (3.42)$$

est la probabilité totale par unité de temps de désexcitation spontanée d'un niveau d'énergie  $E^{\gamma'\pi'J'}$  vers un niveau d'énergie  $E^{\gamma\pi J}$  où  $g$  est la multiplicité du niveau supérieur (égale à  $2J'+1$ ). Les grandeurs auxquelles les intensités des raies sont proportionnelles sont les produits  $g'A$  donnés par

$$gA_{\gamma'\pi'J'-\gamma\pi J} = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} \mathbf{S}. \quad (3.43)$$

La durée de vie d'un niveau  $|\gamma'\pi'J'\rangle$  est l'inverse de la somme des probabilités de transition (équation 3.42) de ce niveau vers tous les niveaux d'énergie inférieure :

$$\tau_{\gamma'\pi'J'} = \frac{1}{\sum_{\gamma\pi J} A_{\gamma'\pi'J'-\gamma\pi J}}. \quad (3.44)$$

En considérant les développements des niveaux d'énergie  $|\gamma\pi J\rangle$  sur la base des états  $\Psi_b = |\beta\pi J\rangle$  retenus pour le calcul des fonctions d'onde et des

énergies du système atomique par la méthode Hartree-Fock, nous avons

$$S_{\gamma\gamma'} = \sum_{\beta} \sum_{\beta'} y_{\beta}^{\gamma\pi J} y_{\beta'}^{\gamma'\pi' J'} D_{\beta\beta'} \text{ avec } D_{\beta\beta'} = \langle \beta\pi J || \mathbf{P}^1 || \beta'\pi' J' \rangle. \quad (3.45)$$

C'est sur base de cette equation que les forces de raies peuvent être calculées. Une fois celles-ci connues, l'équation (3.44) permet de calculer la durée de vie.

## 3.5 Mesures de durées de vie d'états de Rydberg dans Lu I

### 3.5.1 Introduction

Le lutétium ( $Z=71$ ) est un atome lourd appartenant au groupe des lanthanides.  $^{175}\text{Lu}$  est de loin l'isotope dominant (97%) des deux isotopes stables présent dans le système solaire,  $^{176}\text{Lu}$  ne représentant que 3 %. Sa présence dans la photosphère solaire, n'est attestée que par deux raies de Lu II situées à 339.706 et 622.187 nm. La dernière révision de l'abondance solaire du lutétium ( $A_{Lu} = 0.06 \pm 0.07$ , dans l'échelle logarithmique habituelle selon laquelle l'abondance d'hydrogène est égale à 12.00) fût réalisée par Bord *et al.* [102] et est en accord avec le résultat météorique,  $A_{Lu} = 0.12 \pm 0.01$ , donnée par la compilation d'Anders et Grevesse [103]. Ce résultat, basé sur des valeurs f théoriques, doit être confirmé par des résultats expérimentaux précis.

Malgré sa faible abondance cosmique, le lutétium a été identifié dans différentes étoiles Ap sous sa forme Lu I ou Lu II (voir par exemple Jaschek et Brandi [104] ou Poli *et al.* [105]) et l'analyse des spectres stellaires nécessite des données atomiques précises, afin d'améliorer la connaissance de la composition chimique des différents types d'étoiles, et, in fine, de mieux comprendre la formation des étoiles dans le cadre de la théorie de la nucléosynthèse. L'analyse des spectres stellaires à haute résolution demande des informations sur les probabilités de transition atomique mais aussi sur les constantes de structure hyperfine (SHF) (voir p. ex. Kurucz [79]), les deux isotopes de Lu montrant des profils hyperfins (le spin nucléaire de I est égal à 7/2).

Les effets isotopiques et SHF du lutétium neutre ont été étudiés par plusieurs groupes dans le passé. Des données ont notamment été publiées par Lin *et al.* [106], Reddy et Rao [107], Kunhert *et al* [108] et Göbel [109, 110]. Les durées de vies expérimentales le long des séries de Rydberg, en particulier en ce qui concerne les états d'énergie élevée, constituent un test utile pour les modèles théoriques étant donné la complexité croissante de l'interaction de configuration.

Les probabilités de transition ou les durées de vie de Lu II n'ont été que peu étudiées dans le passé : Des mesures par spectrométrie faisceau-lame

sont dues à Andersen et Sorensen [111] ainsi que à Andersen *et al.* [112]. Plus récemment, des travaux expérimentaux sur base d'excitation sélective par laser furent publiés par Den Hartog *et al.* [113] et par Fedchak *et al.* [114]. En ce qui concerne l'aspect théorique, une étude faisant appel à la méthode multi-configurationnelle de Dirac-Fock a été réalisée pour les transitions  $6s^2\ ^1S_0$ - $6s6p\ ^3P_1^\circ$ ,  $^1P_1^\circ$  le long de la séquence isoélectronique de Yb par Migdalek et Baylis [115]. Des études de Lu III ont été effectuées avec la technique de fluorescence induite par laser et résolue dans temps par Biémont *et al.* [116] et Fedchak *et al.* [114]. Ces même auteurs, ainsi que Migdalek [117, 118] ont également étudié les effets de la polarisation du coeur atomique sur les probabilités de transition.

Les probabilités de transition du lutétium neutre sont bien moins connues encore que celles de Lu II malgré les efforts consentis pour l'étude de cet atome ces trente dernières années. Ainsi, la compilation des durées de vie du Lu I publiée par Blagoev et Komarovskii [119] présente 42 valeurs ne se rapportant qu'aux niveaux des configurations  $5d^6s6p$ ,  $6s^2$  et  $6s^2nd$  ( $n=19$ ). Un article portant sur les transitions de résonance a été publié par Doidge [120]. L'étude d'états excités par résonance double a été réalisée par Göbel [121]. Kwiatkowski *et al.* [122] ont effectué des études de Lu I par spectroscopie laser et certains états de Rydberg ont été étudiés par Vidolova-Angelova *et al.* [123]. Les mesures de durées de vie de Lu I nous sont données par Gorshkov *et al.* [124] et Vidolova-Angelova [125]. Cependant, l'analyse la plus récente et la plus détaillée a été publiée par Fedchak *et al.* [114]. Son étude se base sur des mesures obtenues par fluorescence excitée par laser et résolue dans le temps sur un faisceau lent d'atomes de lutétium. Dans ce cas, 22 niveaux de parité impaire et 4 niveaux de parité paire ont été mesurés.

Pour les différentes raisons mentionnées ci-dessus, nous avons décidé de réaliser une nouvelle étude expérimentale de certains états de Rydberg du lutétium neutre (à savoir, les états  $6s^2(^1S)np$  ( $n=8-9$ ) et  $6s^2(^1S)nf$  ( $n=5-8$ ) en utilisant la technique de fluorescence induite par laser. Nous avons comparé les mesures avec de calculs obtenus par la méthode relativiste Hartree-Fock (HFR) (Cowan [101]) afin d'estimer la précision du modèle théorique.

### 3.5.2 La structure atomique du lutétium neutre

Le spectre atomique du lutétium neutre, bien que partiellement basé sur des études anciennes, est assez bien connu (Martin *et al.* [126]). En fait, la

compilation du NIST repose en premier lieu sur des niveaux déduits par Meggers et Scribner [127, 128] suite à leur observation à l'aide d'arcs électriques dans la région située entre 250 et 1077 nm. L'extension de cette analyse a été réalisée par Klinkenberg [129] et Camus et Tomkins [130] grâce à des observations réalisées dans la région comprise entre 228 et 370 nm. Pinnington [131] a également contribué à l'étude des niveaux de cet atome.

Le lutétium neutre présente une structure électronique assez simple. Elle est constituée de 3 électrons en dehors de la couche fermée formée par 14 électrons f. Les configurations paires et impaires identifiées sont respectivement :  $5d6s^2$ ,  $5d^26s$ ,  $6s^2ns$  ( $n=7-14$ ),  $6s^2nd$  ( $n=6-34$ ),  $5d6s7s$  et  $6s^2np$  ( $n=6-27$ ),  $5d6s6p$ ,  $5d^26p$ ,  $6s^2nf$  ( $n=5-35$ ).

### 3.5.3 Mesures de durées de vie

Les durées de vie de 9 niveaux de Lu I ont été mesurées dans le cadre de la présente étude par la technique de fluorescence excitée par laser et résolue dans le temps. Une excitation en une étape a été utilisée pour exciter ces états. Les niveaux considérés ont été excités selon les schémas résumés dans le tableau 3.1.

TAB. 3.1: Les niveaux de Lu I mesurés et les schémas d'excitation correspondants.

Etat <sup>a</sup>	Niveau inférieur (cm <sup>-1</sup> )	Niveau supérieur (cm <sup>-1</sup> )	Excitation $\lambda_{vac}$ (nm)	Schéma	Détection $\lambda_{vac}$ (nm)
$6s^2(1S)8p \ ^2P_{1/2}^o$	0.0	36808.76	271.67	$2\omega+AS$	271.7
$6s^2(1S)8p \ ^2P_{3/2}^o$	1993.92	37131.38	284.59	$2\omega+AS$	284.6
$6s^2(1S)9p \ ^2P_{3/2}^o$	1993.92	39424.68	267.15	$3\omega+2S$	267.2
$6s^2(1S)5f \ ^2F_{5/2}^o$	1993.92	36633.31	288.68	$2\omega+AS$	273.0
$6s^2(1S)5f \ ^2F_{7/2}^o$	1993.92	36644.12	288.59	$2\omega+AS$	288.6
$6s^2(1S)6f \ ^2F_{5/2}^o$	0.0	39212.61	255.02	$3\omega+2S$	255.0
$6s^2(1S)6f \ ^2F_{7/2}^o$	1993.92	39220.17	268.62	$3\omega+2S$	268.6

Tableau 3.1 (suite)

Etat <sup>a</sup>	Niveau inférieur (cm <sup>-1</sup> )	Niveau supérieur (cm <sup>-1</sup> )	Excitation $\lambda_{vac}$ (nm)	Schéma	Détection $\lambda_{vac}$ (nm)
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)7f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	0.0	40626.82	246.14	3 $\omega$ + 2S	246.1
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)7f <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	1993.92	40619.01	258.89	3 $\omega$ + 2S	258.9
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)8f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	0.0	41456.26	241.21	3 $\omega$ + S	241.2

a : D'après Martin *et al.* [126].

b : 2 $\omega$  signifie un doublement de fréquence, 3 $\omega$  un triplement. AS, S, 2S représentent respectivement les composantes anti-Stokes, la premier-ordre et le second ordre de ces composantes.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'expérience est illustré sur la Fig. 3.3. Les atomes de Lu ont été produits dans un plasma induit par laser en utilisant les impulsions d'un laser d'une longueur d'onde de 532 nm émises à un taux de répétition de 10 Hz par un laser Nd :YAG produisant des pulses de 10 ns (Continuum Surelite) à énergie variable. Les impulsions sont concentrées sur la surface d'une feuille de Lu tournante dans une chambre sous vide. Afin d'obtenir l'excitation nécessaire, un autre laser Nd :YAG (Continuum NY-82) est combiné à un compresseur SBS (stimulated Brillouin scattering) pour écourter les impulsions jusqu'à une durée d'une ns environ. Le laser que nous avons utilisé sert de pompe pour un laser à colorant (Continuum Nd-60), contenant un colorant DCM pour les expériences. Selon les conditions expérimentales relatives au niveau étudié choisi, la deuxième ou la troisième harmonique du laser à colorant ont été obtenues en employant un système d'optique non-linéaire, incluant un cristal KDP, une plaque de retardement et un cristal BBO. Les niveaux mesurés ont été excités par différentes longueurs d'onde éventuellement décalées par effet Raman, et obtenues dans une cellule contenant de l'hydrogène à 10 bars. Lors des expériences, la source lumineuse d'excitation a été isolée par un prisme et centrée par une lentille située à une distance d'environ 1 cm au dessus de la feuille. Les deux lasers Nd :YAG ont été déclenchés par un générateur de délai digital (Stanford Research System, Model 535) et le délai entre les impulsions d'ablation et d'excitation était ajusté par ce générateur. Les atomes produits par les

impulsions d'ablation ont été excités de façon sélective par le rayon laser d'excitation croisant le plasma horizontalement. La fluorescence, émise par les niveaux excités, a été focalisée grâce une lentille sur la fente d'entrée d'un monochromateur ouvert à 1/8 m . Le détecteur était un Micro-channel plate (Hamamatsu 1564U). Le signal résolu en temps a été enregistré par un digitizer de signaux transitoires (modèle Tektronix DSA 602) et la moyenne a été calculée. La courbe de décroissance du signal de fluorescence a été transmise à un ordinateur pour déterminer la durée de vie. L'évaluation de celle-ci a été réalisée par l'ajustement d'une exponentielle.

Afin de s'assurer que les transitions de Lu I étudiées étaient bien celles recherchées, la modification du signal de fluorescence en fonction du délai a été étudiée, la présence d'un signal de fluorescence maximum apparaissant à des temps de délai plus longs pour Lu I que pour les autres ions de cet atome. Ceci est dû au fait que les atomes ont une vitesse bien plus lente que les ions dans leur déplacement à partir du site d'ablation. La vitesse peu élevée rend les atomes moins sensibles aux effets appelés «déplacement-hors-vue» (flight-out-of-view effects). Si l'efficacité de la détection est modifiée par des changements géométriques pendant l'intervalle de temps d'observation du signal, une décroissance exponentielle pure n'est pas observée. En déplaçant la fente d'un monochromateur et en optimisant sa position, les effets non souhaités peuvent être évités. Afin d'obtenir un rapport signal sur bruit assez élevé, la courbe de décroissance a été obtenue en faisant la moyenne du signal de fluorescence sur plus de 2000 impulsions. Pour chaque niveau mesuré, plus de 7 courbes de décroissance ont été enregistrées dans différentes conditions expérimentales, plus précisément en faisant varier le délai, les intensités des lasers d'ablation et d'excitation. Les mesures ont été réalisées pour différentes concentrations et températures du plasma. Les durées de vie déduites à partir des différentes courbes se sont avérées être en très bon accord. Ceci prouve qu'il n'y avait pas d'effets de saturation ni de ré-absorption ou de collision dans la source. Le résultat final a été déduit en effectuant les moyennes des valeurs des durées de vie mesurées dans les conditions précédentes. Les neuf durées de vie sont présentées dans la troisième colonne du Tableau 3.2. Les barres d'erreur reflètent la distribution statistique, mais aussi une estimation prudente des erreurs systématiques qui peuvent subsister. Elles sont ajustées de telle façon qu'une erreur globale de 10 % environ est obtenue pour chaque durée de vie étudiée.



TAB. 3.2: Les durées de vie théoriques et expérimentales observées dans Lu I et comparaison avec des résultats précédents.

Niveau*	Niveau sup (cm <sup>-1</sup> )	Durées de vie Expérimentales (ns)		Durées de vie théoriques (ns)		
		cette expérience	résultats précédent	(c)	(d)	(e)
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)7p <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	29430.90		9.2(5) <sup>a</sup> , 8.6(8) <sup>b</sup>	8.1	8.3	8.4
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)7p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	30488.62		5.9(3) <sup>a</sup> , 7.4(6) <sup>b</sup>	6.3	6.5	6.6
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)8p <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	36808.76	44(4)		22	35	46
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)8p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	37131.38	20.5(2.0)		9	12	15
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)9p <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>				82	142	178
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)9p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	39424.68	82(10)		44	84	113
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)10p <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>	40661.02			138	142	143
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)10p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>	40735.33			89	95	96
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)5f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	36633.31	33.1(3.0)	30.2(1.5) <sup>a</sup> , 31(2) <sup>b</sup>	30	30	30
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)5f <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	36644.12	30.7(3.0)	30.3(1.5) <sup>a</sup> , 29(2) <sup>b</sup>	32	32	32
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)6f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	39212.61	52(5)		52	52	52
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)6f <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	39220.17	50(5)		56	56	56
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)7f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	40626.82	54(5)		68	68	68
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)7f <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	40619.01	66(7)		71	71	71
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)8f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	41456.26	104(10)		127	127	127
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)8f <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	41460.08			133	133	133
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)9f <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> <sup>o</sup>	42000.72			83	83	83

Tableau 3.2 (suite)

Niveau*	Niveau sup (cm <sup>-1</sup> )	Durées de vie Expérimentales (ns)		Durées de vie théoriques (ns)		
		cette expérience	résultats précédent	(c)	(d)	(e)
6s <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> S)9f <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub> <sup>o</sup>	42006.00			87	87	87

\* : D'après Martin *et al.*(1978).

a : Fedchak *et al.* (2000)

b : Gorshkov *et al.* (1984)

(c), (d) et (e) : Calculs HFR avec un facteur d'échelle de 0.85, 0.60 et 0.5, respectivement, pour les intégrales R<sup>k</sup> entre 6s<sup>2</sup>np(n=8-9) et 5d6s6p.

### 3.5.4 Les calculs

L'approche théorique HFR utilisée a précédemment été décrite par Fedchak *et al.* [114]. L'interaction de configuration et les effets de polarisation de coeur ont été considérés en détail. L'interaction de configuration a été considérée entre les configurations 5d6s<sup>2</sup>, 6s2ns (n=7-10), 6s<sup>2</sup>nd (n=6-10), 6s<sup>2</sup>ng (n=5-10), 6s6p<sup>2</sup>, 5d<sup>2</sup>ns (n=6-10), 5d<sup>2</sup>nd (n=6-10), 5d6sns (n=7-10), 5d6snd (n=6-10), 5d6p<sup>2</sup>, 5d<sup>3</sup> (parité paire) et 6s<sup>2</sup>np (n=6-10), 6s<sup>2</sup>nf (n=5-10), 5d<sup>2</sup>np (n=6-10), 5d<sup>2</sup>nf (n=5-10), 5d6snp (n=6-10), 5d6snf (n=5-10) (parité impaire). Cette liste de configurations étend considérablement celle prise en compte dans des analyses précédentes (Fedchak *et al.* [114]). Plus précisément, nous avons ajouté les configurations de parité paire 6s<sup>2</sup>ng (n=5-10), 5d<sup>2</sup>ns (n=8-10), 5d<sup>2</sup>nd (n=8-10), 5d6sns (n=8-10), 5d6snd (n=8-10) et les configurations impaires 5d<sup>2</sup>np (n=8-10), 5d<sup>2</sup>nf (n=8-10), 5d6snp (n=8-10), 5d6snf (n=8-10) afin de mieux représenter l'interaction le long des séries de Rydberg 6s<sup>2</sup>ns, 6s<sup>2</sup>np, 6s<sup>2</sup>nd et 6s<sup>2</sup>nf pour n ≤ 10. Les effets de polarisation ont été étudiés selon l'approche HFR(A) de Fedchak *et al.* [114] étant donné que ce modèle s'est avéré donner un bon accord avec les durées de vie observées pour les niveaux 6s<sup>2</sup>7s, 6s<sup>2</sup>7p et 6s<sup>2</sup>5f. Plus précisément, le potentiel de polarisation et la correction à l'opérateur dipolaire, ainsi que décrit par Quinet *et al.* [132], ont été inclus dans le modèle en utilisant, pour la polarisabilité dipolaire du coeur ionique, une valeur de α<sub>d</sub> égale à 5.20 a<sub>0</sub><sup>3</sup> conformément aux calculs de Fraga *et al.* [133] pour l'ion Lu IV. La limite du

rayon  $r_c$  a été fixée à  $1.406 a_0$ , qui correspond à la valeur moyenne de  $r$  pour l'orbitale de coeur  $5p$  issue de la configuration  $5p^6$ . Cette valeur a elle-même été calculée à l'aide des codes de Cowan [101].

Au moyen d'un ajustement par la méthode des moindres carrés, les valeurs des paramètres radiaux ont été ajustées afin d'obtenir un meilleur accord possible entre les niveaux d'énergie calculés et ceux obtenus expérimentalement par Vergès et Wyart [134] ou extraits de la compilation du NIST (Martin *et al.* [126]). Les intégrales de Slater ( $F^k$ ,  $G^k$  and  $R^k$ ) non optimisées dans cette procédure d'ajustement par les moindres carrés ont été réduites par un facteur d'échelle égal à 0.85 (voir cependant la discussion ci-après).

### 3.5.5 Résultats et discussion

Les durées de vie calculées sont présentées dans les cinquième, sixième et septième colonnes du Tableau 3.2 et y sont comparées avec les résultats expérimentaux obtenus dans la présente analyse ainsi qu'avec des données expérimentales antérieures. Les trois ensembles de résultats [(c), (d) et (e)] correspondent aux différents facteurs d'échelles appliqués aux intégrales d'interaction de configuration (voir les notes du Tableau 3.2). En comparant ces valeurs [calculs (c)] aux mesures laser de notre étude, on observe un accord satisfaisant (de 0 à 30 %) pour les séries de Rydberg  $6s^2nf$  ( $n=6-8$ ). Les valeurs obtenues par les calculs diffèrent d'un facteur 2 par rapport aux durées de vie expérimentales pour les niveaux  $6s^2np$  ( $n=8-9$ ). Il est intéressant d'observer que, d'une part, le rapport entre les résultats théoriques [calculs (c)] et les mesures obtenues expérimentalement est presque constant pour les séries  $np$  et que, d'autre part, la variation des durées de vie pour les niveaux de structure fine est en accord avec l'expérience. En approfondissant l'approche, il apparaît que le calcul des durées de vie radiatives des niveaux  $np$  ( $n=8,9$ ) est très sensible à la contribution des états  $5d6s(^3D)6p^2P^\circ$ . En effet, en changeant légèrement la contribution de ce dernier dans la composition du vecteur propre des niveaux  $6s^28p$  et  $6s^29p$  (simplement en modifiant le facteur d'échelle appliqué aux intégrales  $R^k$  reliant ces configurations, les cas (c), (d) et (e) correspondant respectivement aux facteurs 0.85, 0.60 et 0.50), les durées de vies calculées pour  $8p$  et  $9p$  sont modifiées considérablement, cette variation atteignant même un facteur 2 lorsque le facteur d'échelle varie de 0.85 à 0.50. Ceci correspond en fait à une modification de quelques pourcents en pureté des configurations  $6s^28p$  et  $6s^29p$ . La discussion présente

est illustrée par les Tableaux 3.3 et la Figure 3.4 montrant la variation des durées de vie en fonction des compositions des vecteurs propres.

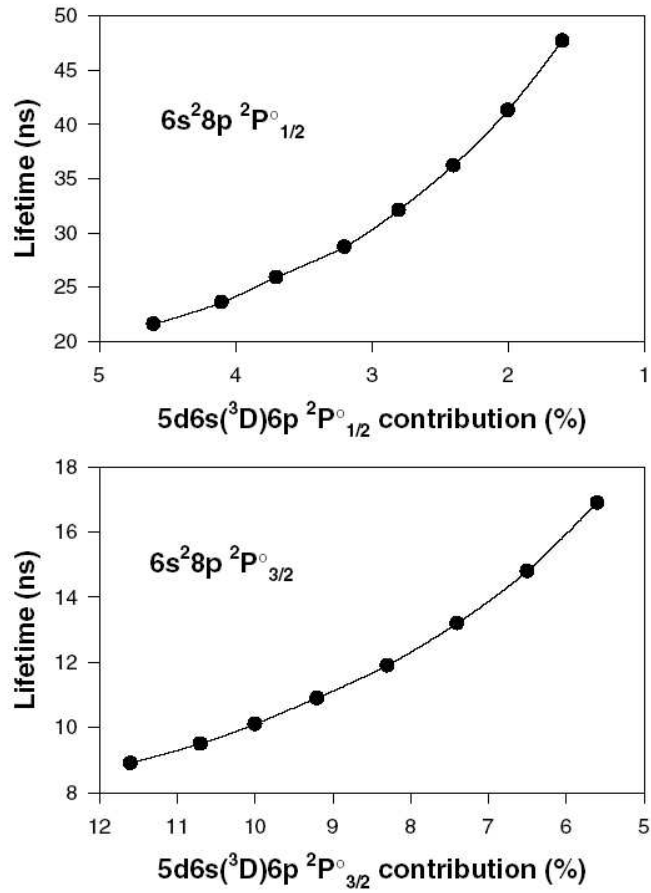


FIG. 3.4 – Comportement des durées de vie des niveaux  $8p \ ^2P^{\circ}_{1/2}$  et  $8p \ ^2P^{\circ}_{3/2}$  en fonction du mélange avec la contribution de la configuration  $5d6s(^3D)6p \ ^2P^{\circ}$ .

Il est à souligner que les niveaux  $6s^2 ({}^1S)nf {}^2F_{5/2,7/2}^\circ$  ne dépendent pas du choix du facteur d'échelle, ainsi que le démontre le Tableau 3.2. Les durées de vie des niveaux  $5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$ , mesurées antérieurement par Fedchak *et al.* [114], sont nettement moins sensibles que les niveaux ( $n=8,9$ ) de  $5d6s({}^3D)np {}^2P^\circ$  au choix de ce facteur d'échelle : en effet, utiliser 0.50 au lieu de 0.85 fournit  $\tau = 6.0$  et  $3.0$  ns pour les niveaux  $5d6s({}^3D)6p {}^2P_{1/2}^\circ$  ( $32058.10 \text{ cm}^{-1}$ ) et  $5d6s({}^3D)6p {}^2P_{3/2}^\circ$  ( $34436.49 \text{ cm}^{-1}$ ), valeurs compatibles avec les résultats expérimentaux publiés, respectivement  $\tau = 4.9(0.2)$  et  $3.7(0.2)$  ns.

Une mesure expérimentale de la durée de vie de l'état  $9p {}^2P_{1/2}^\circ$  aurait été très précieuse en regard aux considérations exprimées ci-dessus. Cependant, malgré une recherche approfondie, une fluorescence excitée par laser n'a pu être détectée en considérant les différentes transitions de désexcitation de ce niveau.

Les durées de vie théoriques considérées dans cette analyse sont aussi comparées dans le Tableau 3.2 avec les mesures expérimentales antérieures pour les niveaux  $7p$  et  $5f$  obtenues par Fedchak *et al.* [114] et Gorshkov *et al.* [124]. L'accord observé est bon pour quatre niveaux, le résultat HFR se situant entre les deux résultats expérimentaux pour  $7p {}^2P_{3/2}^\circ$ .

En considérant les durées de vie expérimentales et les rapports de branchement théoriques obtenus dans la présente analyse, il est possible de déduire des forces d'oscillateur pour les transitions dépeuplant les niveaux considérés.

TAB. 3.3: Les durées de vie théoriques et expérimentales observés dans Lu I et comparaison avec des résultats précédents.

SF*	Config.	J	Composition (%)	Durées de vie (ns)
0.85	$6s^2 8p$	1/2	$88.5 \text{ } 8p {}^2P^\circ + 4.6 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	21.6
	$6s^2 8p$	3/2	$76.5 \text{ } 8p {}^2P^\circ + 11.6 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	8.9
	$6s^2 9p$	1/2	$94.7 \text{ } 9p {}^2P^\circ + 0.8 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	82.1
	$6s^2 9p$	3/2	$93.2 \text{ } 9p {}^2P^\circ + 1.7 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	44.2
0.75	$6s^2 8p$	1/2	$90.2 \text{ } 8p {}^2P^\circ + 3.7 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	25.5
	$6s^2 8p$	3/2	$79.4 \text{ } 8p {}^2P^\circ + 10.0 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	9.8
	$6s^2 9p$	1/2	$95.1 \text{ } 9p {}^2P^\circ + 0.6 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	101.6
	$6s^2 9p$	3/2	$94.0 \text{ } 9p {}^2P^\circ + 1.3 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	56.4
0.65	$6s^2 8p$	1/2	$91.7 \text{ } 8p {}^2P^\circ + 2.8 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	31.1
	$6s^2 8p$	3/2	$82.3 \text{ } 8p {}^2P^\circ + 8.3 \text{ } 5d6s({}^3D)6p {}^2P^\circ$	11.2

Tableau 3.3 (suite)

SF*	Config.	J	Composition (%)	Durées de vie (ns)
0.60	6s <sup>2</sup> 9p	1/2	95.5 9p <sup>2</sup> P° + 0.4 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	126.8
	6s <sup>2</sup> 9p	3/2	94.7 9p <sup>2</sup> P° + 0.9 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	73.3
	6s <sup>2</sup> 8p	1/2	92.4 8p <sup>2</sup> P° + 2.4 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	34.9
	6s <sup>2</sup> 8p	3/2	83.8 8p <sup>2</sup> P° + 7.4 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	12.2
	6s <sup>2</sup> 9p	1/2	95.7 9p <sup>2</sup> P° + 0.3 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	142.0
	6s <sup>2</sup> 9p	3/2	95.0 9p <sup>2</sup> P° + 0.8 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	84.2
0.50	6s <sup>2</sup> 8p	1/2	93.7 8p <sup>2</sup> P° + 1.6 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	45.7
	6s <sup>2</sup> 8p	3/2	87.0 8p <sup>2</sup> P° + 5.6 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	15.2
	6s <sup>2</sup> 9p	1/2	95.9 9p <sup>2</sup> P° + 0.2 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	178.3
	6s <sup>2</sup> 9p	3/2	95.5 9p <sup>2</sup> P° + 0.5 5d6s( <sup>3</sup> D)6p <sup>2</sup> P°	112.9

\* : Facteur d'échelle appliqué à l'intégrale d'interaction de configuration  $R^k$  entre les configurations 6s<sup>2</sup>np (n=8-9) et 5d6s6p.

## 3.6 Détermination de durées de vie théoriques et expérimentales dans l'ion Nd II

### 3.6.1 Introduction

La considération des schémas d'abondance liés aux processus r dans certaines étoiles permet la détermination de l'âge des plus anciens halos galactiques. En particulier, la comparaison entre les abondances des éléments lourds (p. ex. thorium et uranium) synthétisés peu après la formation de notre galaxie avec les abondances des éléments légers stables de faible section efficace de capture neutronique permet l'estimation de l'âge de ce halo. Cependant, pour certaines terres-rares ionisées intéressantes pour la cosmochronométrie, peu de probabilités de transition ont été déterminées [135]. Par conséquent, la réduction des incertitudes sur l'estimation de l'âge repose clairement sur des études plus poussées de la théorie des processus r mais aussi sur la spectroscopie à haute résolution d'étoiles très pauvres en métaux, elles-mêmes dépendantes de la précision des données atomiques. L'âge de certaines étoiles très pauvres en métaux (p. ex. CS31082-001) peut être estimé par comparaison des rapports d'abondances des espèces radioactives et stables en utilisant différentes paires d'éléments telles que U/Th, U/Os et U/Ir (voir p. ex. Cayrel *et al.* [136]). Nd II est un des éléments qui peut être utilisé comme espèce nucléaire stable en cosmochronométrie pour l'estimation de l'âge des galaxies (Lawler *et al.* [137]). La présente étude est principalement axée sur l'obtention de nouvelles données atomiques pour cet ion tout en gardant à l'esprit la contribution à la cosmochronométrie de la paire U/Nd.

Dans un contexte plus général, des données atomiques précises pour les lanthanides sont requises pour affiner la détermination des abondances stellaires et expliquer les écarts «odd-even» observés dans beaucoup d'étoiles : en fait, les éléments avec un nombre atomique pair apparaissent plus abondants que les éléments avec un numéro atomique impair bien que ce comportement soit fréquemment occulté par des problèmes de «blending» dus aux éléments abondants (éléments du groupe du fer) et par de possibles effets de structure hyperfine.

Le néodyme une fois ionisé est fréquemment observé en astrophysique et l'analyse des raies de Nd II conduit à une forte surabondance de cet élément dans beaucoup d'étoiles, comparée aux valeurs obtenues pour le système

solaire.

Des raies de Nd II ont été identifiées dans des étoiles Ap (Smith et Lambert [138]) et Bp (Cowley et Crosswhite [139]) et certaines de ces raies apparaissent très intenses dans les étoiles du sous groupe Cr-Eu-Sr (Adelman [140]) et dans les étoiles Am (Smith, [141, 142]). Des raies de Nd II ont aussi été identifiées dans des naines de type K et G (Gilroy *et al.* [143]), dans des étoiles riches en Ba (Lambert [144]) et dans des étoiles de type S (Bidelman [145]). Récemment, la présence de Nd a été mise en évidence dans des étoiles Hg-Mn par Dolk *et al.* [146] qui a trouvé une surabondance élevée de cet élément. Nd II est aussi présent dans le spectre photosphérique solaire (voir par ex. Gorshkov et Komarovskii [147]; Anders et Grevesse [103]).

Un grand nombre d'études ont été réalisées pour améliorer notre connaissance des paramètres radiatifs de Nd II, particulièrement pour obtenir des valeurs des forces d'oscillateur d'intérêt astrophysique. Corliss et Bozman [148] furent les premiers à contribuer à la détermination des valeurs  $f$  en utilisant des spectres d'arc. Cependant, il a été montré qu'une grande partie de ces valeurs sont imprécises ou parfois erronées d'un ordre de grandeur. Maier et Whaling [149] ont publié des mesures de rapports de branchement pour les transitions connues issues de 9 niveaux de Nd II en utilisant une décharge à cathode creuse avec de l'argon comme gaz porteur; les forces d'oscillateur ont été déterminées grâce à une combinaison de la mesure de ces rapports de branchement avec des mesures de durées de vie effectuées précédemment par Andersen *et al.* [112].

En utilisant ces derniers résultats, une valeur de l'abondance du néodyme dans le soleil a été déduite à partir de l'analyse de 12 raies solaires de faible intensité (Maier et Whaling [149]). Afin d'améliorer notre connaissance de l'abondance de Nd dans le soleil, Ward *et al.* [150, 151] ont mesuré les durées de vie de 8 et 24 niveaux respectivement de Nd II en utilisant la technique laser-faisceau d'ions et en ont déduit les forces d'oscillateur de certaines raies de Nd II en combinant les mesures de rapports de branchement de Corliss et Bozman [148] et de Reader *et al.* [152] ou de Maier et Whaling [149] avec leur nouvelles mesures de durées de vie.

Simonsen *et al.* [153] ont souligné que l'approximation de l'équilibre thermodynamique local peut être remise en question pour des décharges de type cathode creuse ou d'arc électrique. La compilation des durées de vie de Blagoev et Komarovskii [119] contient 11 résultats pour Nd II provenant des mesures de Gorshkov *et al.* [154]. Des valeurs additionnelles sont dues à Pin-



ciuc *et al.* [155] qui ont effectué l'étude de 35 niveaux caractérisés par une excitation atteignant  $30000 \text{ cm}^{-1}$  en utilisant une technique de laser appliquée à un faisceau d'ions, à Lu *et al.* [156] et à Shi *et al.* [157] qui se sont concentrés sur le niveau impair situé à  $23537 \text{ cm}^{-1}$  ( $J=9/2$ ).

Les résultats les plus récents dans le même ion sont dus à Scholl *et al.* [158] qui ont mesuré 13 valeurs de durées de vie en utilisant deux variantes de la méthode faisceau-laser. Bien que l'une de ces méthodes, permettant d'obtenir des valeurs précises des forces d'oscillateur, consiste à combiner des valeurs expérimentales de rapports de branchement avec des mesures de durées de vie, il est cependant difficile de mettre en oeuvre cette technique dans le cas des lanthanides car ces atomes possèdent une structure atomique et un spectre très complexes, ce qui implique la présence d'éventuels canaux de désexcitation dans des régions spectrales difficilement accessibles, par exemple dans l'infrarouge. Une alternative consiste à combiner les valeurs expérimentales des durées de vie avec des valeurs théoriques de rapports de branchement, qui sont eux-même difficiles à calculer précisément.

Comme les résultats peuvent être affectés par des incertitudes importantes, une vérification détaillée et une comparaison avec des valeurs expérimentales apparaît nécessaire. Cette procédure a été appliquée avec succès pour beaucoup d'ions des lanthanides <sup>1</sup> et a été adoptée pour ce travail. Nous présentons dans le présent chapitre les durées de vie expérimentales de 24 niveaux de Nd II obtenues par spectroscopie de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps sur un plasma produit par laser. Par ailleurs, les résultats théoriques obtenus par la méthode Hartree-Fock relativiste (Cowan [101]) incluant les effets de polarisation du coeur et les effets liés à l'interaction de configuration, sont explicités dans cette section.

### 3.6.2 Le spectre de Nd II

Nd II a 7 isotopes stables :  $^{142}\text{Nd}$  (27.2%),  $^{143}\text{Nd}$  (12.2%),  $^{144}\text{Nd}$  (23.8%),  $^{145}\text{Nd}$  (8.3%),  $^{146}\text{Nd}$  (17.2%),  $^{148}\text{Nd}$  (5.7%) et  $^{150}\text{Nd}$  (5.6%). Le niveau fondamental de cet ion est  $4f^4(^5I)6s^6I_{7/2}$ . Le spin nucléaire des isotopes 143 et 145 est  $7/2$ , ces deux isotopes de masse impaire étant affectés par des effets de structure hyperfine (Lu Fuquan *et al.* [159]; Ma Hongliang *et al.* [160]; Li Maosheng *et al.* [161])

---

<sup>1</sup>(<http://www.umh.ac.be/~astro/dream.shtml>)

Les niveaux d'énergie de Nd II, publiés par le NIST (Martin *et al.* [126]), ont été obtenus à partir d'anciennes mesures dues à Albertson *et al.* [162], à Schuurmans [163] et déduites des analyses plus récentes des spectres de Nd I et Nd II effectuées au laboratoire Zeeman (Amsterdam) ainsi qu'au laboratoire Aimé Cotton à Paris (Wyart [164]; Hoekstra [165]; Blaise *et al.* [166]; Morillon [167]; Blaise *et al.* [168])

Une interprétation revue du spectre de Nd II, avec l'aide des déplacements isotopiques de  $^{144}\text{Nd}$  -  $^{150}\text{Nd}$ , est due à Blaise et Wyart [169]. Ces auteurs ont considéré le système complet des niveaux de Nd II construit sur le coeur  $f^3$  et ont proposé 126 nouveaux niveaux ainsi qu'une révision de 96 niveaux précédemment publiés. Cette nouvelle analyse repose sur l'étude paramétrique de sous-configurations de faible énergie. Les niveaux d'énergie utilisés dans le présent travail (voir plus loin) sont ceux issus de la compilation du NIST [126] et du travail de Blaise et Wyart [169].

Les niveaux pairs dont les durées de vie ont été déterminées expérimentalement dans ce travail appartiennent aux configurations  $4f^46s$ ,  $4f^45d$ ,  $4f^35d6p$  et  $4f^36s6p$  tandis que pour l'autre parité, les niveaux appartiennent aux configurations  $4f^35d^2$ ,  $4f^35d6s$  et  $4f^46p$ . Il doit être souligné cependant que le label de beaucoup de niveaux est encore incertain et que la plupart d'entre eux présentent d'importants effets de mélange de configuration.

### 3.6.3 Mesure des durées de vie

Les durées de vie radiatives de 24 niveaux de Nd II appartenant aux configurations  $4f^35d^2$  et  $4f^46p$  ont été mesurées en utilisant la spectroscopie de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps. Les ions  $\text{Nd}^+$ , produits par ablation laser en utilisant un laser pulsé Nd :YAG focalisé sur une cible en rotation, ont été excités en une seule étape à partir de l'état fondamental vers les différents états métastables à étudier. Les niveaux étudiés, dont les énergies sont tirées des tables du NIST ([http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd)), sont repris dans le tableau 3.4 (voir aussi les tableaux 3.5 et 3.6). Afin de générer les pulses requis pour l'excitation, un laser Nd :YAG (Continuum NY-82) caractérisé par une longueur d'onde de 532 nm, une durée d'impulsion de 8 ns et une énergie d'impulsion de 400 mJ, a été mis en oeuvre pour pomper un laser à colorant (Continuum ND-60). Cependant, au préalable, le faisceau provenant du laser Nd :YAG traverse un compresseur SBS (Stimulated Brillouin Scattering) dont le rôle est de

compresser le pulse de façon à réduire sa durée à 1 ns. Le laser à colorant utilisé avec un colorant DCM, est doublé en fréquence grâce à un cristal KDP. En fonction du niveau considéré, indiqué dans le tableau 3.4, différentes radiations de type Stokes (S) et anti-Stokes (A), correspondant à la diffusion Raman de la première et de la seconde harmonique du laser à colorant, ont été produites en focalisant le faisceau dans sur cellule remplie d'hydrogène à une pression de l'ordre de 10 bars.

TAB. 3.4: Niveaux de Nd II considérés dans cette étude et leur schéma d'excitation. L'origine de l'excitation (énergie du niveau en  $\text{cm}^{-1}$ , la longueur d'onde correspondante ( $\lambda_1$  en nm) et la longueur d'onde de détection correspondante ( $\lambda_2$  en nm), respectivement sont donnés dans le tableau.  $2\omega$  signifie la seconde harmonique, S et A représentent la première composante Stokes et Anti-Stokes de la diffusion Raman.

$E(\text{cm}^{-1})^a$	Origine	$\lambda_{1vac}$ (nm)	$\lambda_{2vac}$ (nm)	Mode
20672.581	513.322	496.05	526	$\omega+A$
20830.048	1650.199	521.38	492	$2\omega+3S$
20907.332	1470.097	514.48	519	$\omega+A$
22696.885	513.322	450.78	509	$2\omega+2S$
23229.991	0	430.48	440	$2\omega+2S$
24721.059	1470.097	430.09	452	$2\omega+2S$
25044.675	1650.199	427.45	399	$2\omega+2S$
26640.085	0	375.37	383	$2\omega+S$
27245.453	513.322	374.08	391	$2\omega+S$
27425.015	0	364.63	385	$2\omega+S$
	513.322	371.59		$2\omega+S$
27445.854	3801.917	422.94	402	$2\omega+2S$
27744.196	1470.097	380.6	397	$2\omega+S$
27921.395	513.322	364.86	381	$2\omega+S$
28213.885	513.322	361.00	376	$2\omega+S$
	1650.199	376.45		$2\omega+S$
28285.619	1470.097	372.92	389	$2\omega+S$
28563.485	1470.097	369.09	392	$2\omega+S$

Tableau 3.4 (suite)

$E(\text{cm}^{-1})^a$	Origine	$\lambda_{1vac}$ (nm)	$\lambda_{2vac}$ (nm)	Mode
29043.459	1650.199	365.05	385	$2\omega+S$
29434.270	2585.453	372.46	390	$2\omega+S$
29484.600	1650.199	359.27	379	$2\omega+S$
	3066.75	378.53	379	$2\omega+S$
30094.850	2585.453	363.51	391	$2\omega+S$
	3801.917	380.33		$2\omega+S$
30246.771	3801.917	378.15	397	$2\omega+S$
30707.282	3801.917	371.67	390	$2\omega+S$
31153.870	3801.917	365.60	375	$2\omega+S$
32464.640	5085.619	365.24	378	$2\omega+S$

a : tiré de [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd).

La lumière d'excitation est isolée avec un prisme de type Pellin-Broca en  $\text{CaF}_2$  et envoyée à l'intérieur de la chambre à vide dans laquelle elle traverse le plasma de néodyme à une distance de l'ordre de 10 mm de la cible.

Le plasma est produit en focalisant des impulsions laser de longueur d'onde 532 nm et de 10 ns de durée produites par un laser Nd :YAG (Continuum Surelite) donnant des impulsions dont l'énergie varie entre 2 et 10 mJ sur une feuille tournante de néodyme placée dans une chambre sous vide ( $10^{-6}$ - $10^{-5}$  mbar). Les deux lasers Nd :YAG, manipulés avec un déclencheur externe, ont été déclenchés par un générateur de délai (Stanford Research Systems Model 535). Le signal de fluorescence émanant du niveau étudié est alors collecté par une lentille et correctement filtré par un monochromateur de 1/8 m (résolution de 6.4 nm/mm). Le signal le plus intense, émis à partir du niveau supérieur, a été sélectionné et détecté par un tube photo-multiplieur Hamamatsu R3809U-58 (temps de montée = 200 ps). Le signal, résolu en temps, provenant du détecteur est alors numérisé par un oscilloscope (Tektronix Model DSA 602) et une moyenne sur 1000 impulsions est considérée pour obtenir la mesure du signal de décroissance. Le déclenchement de l'enregistrement des signaux a été effectué par une photodiode Thorlabs SV2-FC et la décroissance enregistrée transférée vers un ordinateur. L'ajustement d'une exponentielle permet alors de déduire la durée de vie du niveau observé. Une telle courbe de décroissance est illustrée sur la figure 3.5

Lors des mesures, d'éventuelles erreurs systématiques ont été considérées. La densité du plasma et la température dans la zone d'interaction peuvent

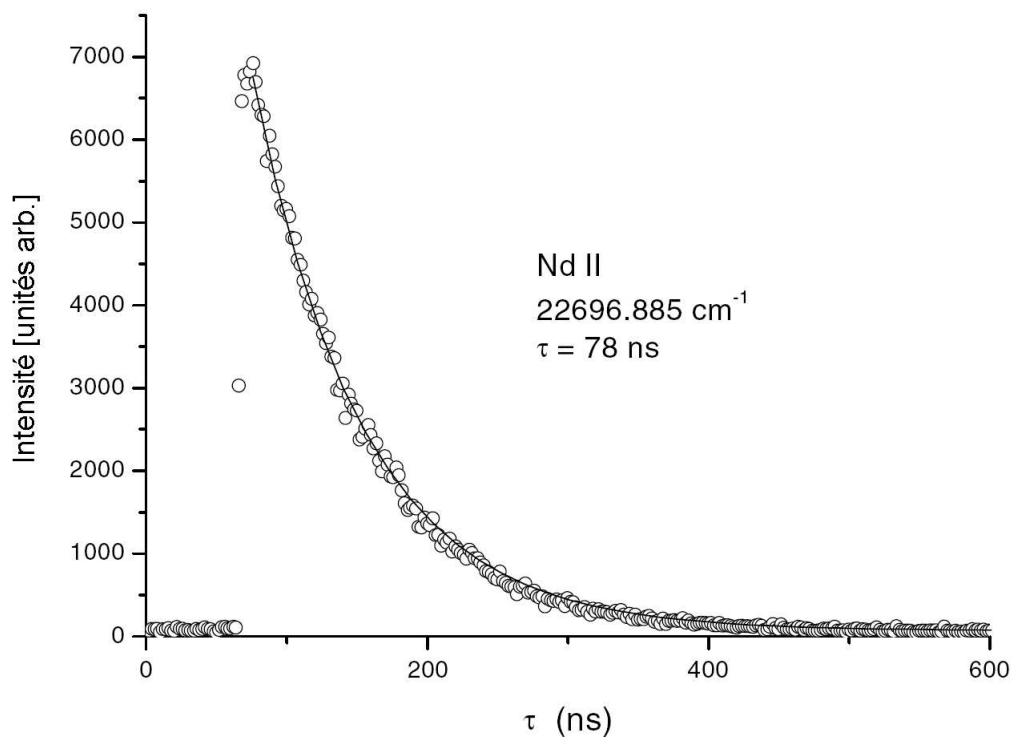


FIG. 3.5 – Une courbe de décroissance typique avec l’ajustement d’une exponentielle. La durée de vie pour ce niveau situé à  $22696 \text{ cm}^{-1}$  est de  $78(7)$  ns

être ajustées en changeant le délai entre l’impulsion d’excitation et celle d’ablation. Avec des conditions de plasma appropriées, l’intensité du signal de fluorescence a été modifiée par un facteur 10 tout en observant la même durée de vie expérimentale. Ceci confirme que les paramètres collisionnels et les effets d’auto-absorption ont des effets négligeables sur la durée de vie. Un champ magnétique de l’ordre de 100 gauss a été ajouté ou supprimé dans la zone du plasma afin d’éliminer l’influence éventuelle des battements quantiques sur les durées de vie longues. La fente d’entrée du monochromateur était ouverte au maximum afin d’éliminer autant que possible les effets de type «flight-out-of-view» affectant les longues durées de vie. Différents filtres de densité neutre ont été employés sur le trajet optique du laser d’excitation afin d’éviter les effets de saturation. Environ 10 courbes de décroissance obtenues dans différentes conditions expérimentales ont été enregistrées pour

chaque niveau étudié. Toutes les durées de vie expérimentales sont notées dans le tableau 3.5. Elles sont aussi comparées, dans le même tableau, avec les résultats expérimentaux antérieurs ainsi qu'avec les résultats théoriques calculés dans le présent travail (voir plus loin). Les nouvelles mesures des durées de vie sont en bon accord (aux erreurs près) avec les mesures récentes de Pinciuc *et al.* [155] (4 mesures en commun) obtenues par la méthode faisceau atomique-laser. Aucune comparaison n'a été possible avec les résultats de Scholl *et al.* [158] car il n'y a pas de niveaux communs entre les 2 articles. Un bon accord est aussi observé avec les mesures de Ward *et al.* [151] excepté pour le niveau situé à  $27445.854 \text{ cm}^{-1}$  pour lequel une différence d'un facteur 2 est observée. Comme notre mesure pour ce niveau confirme entièrement la valeur publiée par Pinciuc *et al.* [155], il est raisonnable de croire que le problème est propre aux résultats publiés par Ward *et al.* [151].

### 3.6.4 Calculs HFR

L'approche théorique utilisée dans ce travail pour obtenir les rapports de branchement est la méthode HFR décrite par Cowan [101]. Les calculs ont été effectués par P. Quinet et E. Biémont. L'interaction entre les configurations  $4f^35d^2$ ,  $4f^35d6s$ ,  $4f^36s^2$  et  $4f^46p$  (parité impaires) et entre les configurations  $4f^46s$ ,  $4f^45d$ ,  $4f^35d6p$  et  $4f^36s6p$  (parité paire) a été considérée dans les calculs. En outre, les effets de polarisation du coeur ont été introduits dans le modèle utilisé en considérant un potentiel de polarisation de coeur et une correction à l'opérateur dipolaire en accord avec la procédure décrite par Quinet *et al.* [170]. La polarisabilité du coeur ionique a été choisie égale à la valeur publiée par Fraga *et al.* [133] pour Nd IV c'est à dire  $\alpha_e=8.30$  u.a.. Le rayon de coupure a été pris égal à 1.683 u.a., qui correspond à la valeur HFR de  $\langle r \rangle$  pour l'orbitale 5p du xénon ( $5p^6$ ) dans la configuration fondamentale. Vu la méconnaissance des labels de nombreux niveaux de Nd II déterminés expérimentalement, et aux mélanges de configurations apparaissant aux faibles énergie d'excitation, il a été impossible de considérer un ajustement semi-empirique des paramètres radiaux. Dès lors, pour obtenir une représentation du spectre d'énergie réaliste de Nd II, toutes les intégrales de Slater ont été multipliées par un facteur 0.75, facteur recommandé par Cowan [101] et les énergies moyennes ont été ajustées pour reproduire adéquatement les niveaux les plus bas identifiés dans la compilation du NIST (Martin *et al.* [126]; [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd)).

La plupart des niveaux considérés dans le présent travail sont fortement mélangés avec d'autres niveaux comme le montre le tableau 3.6. Ces fortes perturbations peuvent conduire à des difficultés pour établir de manière non-ambigüe la correspondance entre les niveaux expérimentaux et les niveaux théoriques. Ceci est le cas pour les niveaux situés à 20830.048, 24721.059, 27245.453, 27445.854, 28213.885, 29043.459, 29484.600 et 32464.640  $\text{cm}^{-1}$ , pour lesquels il a été impossible de déterminer avec certitude les valeurs HFR correspondantes même en comparant les valeurs disponibles des facteurs de Landé. Par conséquent, les valeurs des durées de vie HFR pour ces niveaux ne sont pas données dans le tableau 3.5.

Les valeurs des durées de vie HFR calculées sont comparées avec les valeurs expérimentales dans le tableau 3.5. Il est à noter qu'il y a un bon accord (à 30% près) entre les valeurs théoriques et expérimentales pour neuf niveaux. Pour les six autres niveaux situés à 23229.991, 27425.015, 29434.270, 30246.771 et 31153.870  $\text{cm}^{-1}$ , une grande différence est observée. Ce désaccord est attribué aux mélanges de niveaux importants et aux valeurs imprécises des compositions des vecteurs propres (voir 3.6). Des résultats plus précis pour ces deux niveaux pourraient probablement être obtenus en considérant une base étendue de fonctions d'onde mais cette extension n'a pu être réalisée suite aux capacités limitées des ordinateurs.

Les valeurs des forces d'oscillateur pondérées ( $\log gf$ ) ainsi que les probabilités de transition ( $gA$ , où  $g$  est le poids statistique du niveau supérieur de la transition) ont été obtenues pour les transitions dépeuplant les 15 niveaux dont les durées de vie sont présentées dans le tableau 3.5. Ces résultats sont donnés dans le tableau 3.7 pour les raies les plus intenses ( $\log gf > -1.5$ ). En utilisant les valeurs des durées de vie expérimentales et les rapports de branchement théoriques calculés par la méthode HFR, il a été possible de déduire des valeurs de  $f$  «normalisées» et les probabilités de transition correspondantes pour 107 transitions visibles et ultraviolettes. Ce nouvel ensemble de résultats est présenté dans le tableau 3.7 sous la colonne intitulée «adopté».

TAB. 3.5: Durées de vie observées et calculées dans Nd II et comparaison avec d'autres auteurs.

E(cm <sup>-1</sup> ) <sup>f</sup>	Durées de vie (ns)		Précédents
	Ce travail Exp	Théorie <sup>e</sup>	
20672.581	79(7)	65.7	
20830.048	61(6)		
20907.332	109(14)	100.3	
22696.885	78(7)	93.2	80.6(4.7) <sup>a</sup>
23229.991	13.4(0.5)	8.4	13.3(0.4) <sup>a</sup> ,13(3) <sup>b</sup> , 14.0(0.8) <sup>c</sup> ,13(3) <sup>d</sup>
24721.059	112(12)		
25044.675	20.0(2.0)	15.3	14(3) <sup>b</sup> ,19.5(0.9) <sup>c</sup>
26640.085	22.5(1.4)	21	
27245.453	23.7(1.7)		
27425.015	29(2)	21.2	
27445.854	36(2)		36.1(1.6) <sup>a</sup> , 15.9(0.5) <sup>c</sup>
27744.196	22.2(1.5)	15.7	10(1) <sup>b</sup> , 20.8(0.7) <sup>c</sup>
27921.395	16.7(0.8)	13.9	
28213.885	31(2)		
28285.619	18.1(0.9)	18.6	
28563.485	18.1(1.4)	21.2	
29043.459	26.5(1.5)		
29434.270	14.8(1.1)	23.2	13.1(1.4) <sup>a</sup>
29484.600	14(1.2)		
30094.850	40(2)		
30246.771	12.7(0.7)	7.5	19(2) <sup>b</sup>
30707.282	17.6(1.0)	16.9	
31153.870	31(2)	16.1	
32464.640	20.5(1.5)		

a : Pinciuc et al. (2001), b : Gorshkov et al. (1982)

c : Ward et al. (1985), d : Andersen et al. (1975)

e : Ce travail (HFR + polarisation de coeur) (voir texte)

f : [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd)



TAB. 3.6: Niveaux de parité impaire de Nd II pour lesquels les durées de vie ont été mesurées dans le présent travail.

$E_{exp}^a$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{HFR}^b$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$g_{exp}^a$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$g_{HFR}^b$	Config. <sup>a</sup>	Terme <sup>a</sup>	J	Principales composantes <sup>b,c</sup>
20672.581	21338	0.780	0.788		$4I$	9/2	29 % $4f^35d^2 4I^\circ$ + 16 % $4f^36s^2 4I^\circ$ + 10% $4f^46p 4I^\circ$
20830.048		0.690			$4H$	7/2	
20907.332	20918	0.890	0.961		$4K$	11/2	25% $4f^35d^2 4K^\circ$ + 12% $4f^35d^2 6G^\circ$ + 7% $4f^35d^2 4K^\circ$
22696.885	23212	0.965	1.005		$4I$	11/2	28% $4f^36s^2 4I^\circ$ + 12% $4f^35d^2 4I^\circ$ + 10% $4f^35d^2 4I^\circ$
23229.991	23522	0.780	0.699	$4f^4(5I)6p$	$6K^\circ$	9/2	51% $4f^46p 6K^\circ$ + 6% $4f^35d^2 4I^\circ$ + 3% $4f^35d^2 4I^\circ$
24721.059		1.050		$4f^3(4I)6p$	$4I^\circ$	13/2	
25044.675	24663	0.820	0.760	$4f^4(5I)6p$	$6I^\circ$	7/2	28% $4f^46p 6I^\circ$ + 22% $4f^35d6s 6G^\circ$ + 5% $4f^35d^2 6H^\circ$
26640.085	26501	0.970	1.007	$4f^4(5I)6p$	$6H^\circ$	7/2	17% $4f^46p 6H^\circ$ + 9% $4f^35d6s 6H^\circ$ + 7% $4f^35d^2 4G^\circ$
27245.453		0.955		$4f^4(5I)6p$	$4K^\circ$	11/2	
27425.015	27568	1.170	1.098	$4f^4(5I)6p$	$6H^\circ$	9/2	16% $4f^46p 6H^\circ$ + 11% $4f^35d6s 6H^\circ$ + 7% $4f^35d^2 4G^\circ$
27445.854		1.110				15/2	
27744.196	27864	1.080	1.149	$4f^4(5I)6p$	$6I^\circ$	13/2	25% $4f^46p 6I^\circ$ + 22% $4f^35d^2 6H^\circ$ + 4% $4f^35d^2 4K^\circ$
27921.395	27660	1.035	0.898	$4f^4(5I)6p$	$4I^\circ$	9/2	28% $4f^46p 4I^\circ$ + 7% $4f^35d6s 4I^\circ$ + 4% $4f^35d^2 6D^\circ$
28213.885		0.720		$4f^4(5I)6p$	$4H^\circ$	7/2	
28285.619	28616	1.085	1.180	$4f^4(5I)6p$	$6H^\circ$	11/2	20% $4f^46p 6H^\circ$ + 11% $4f^35d6s 6H^\circ$ + 9% $4f^35d6s 4G^\circ$

Tableau 3.6 (suite)

$E_{exp}^a$ (cm $^{-1}$ )	$E_{HFR}^b$ (cm $^{-1}$ )	$g_{exp}^a$ (cm $^{-1}$ )	$g_{HFR}^b$	Config. <sup>a</sup>	Terme <sup>a</sup>	J	Principales composantes <sup>b,c</sup>
28563.485	26184	1.044	1.010	4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	4K $^{\circ}$	13/2	22% 4f <sup>4</sup> 6p 4K $^{\circ}$ + 8% 4f <sup>3</sup> 5d <sup>2</sup> 4K $^{\circ}$ + 6% 4f <sup>3</sup> 5d <sup>2</sup> 4K $^{\circ}$
29043.459		0.981		4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	4H $^{\circ}$	9/2	
29434.27	29970	1.215	1.157	4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	6H $^{\circ}$	13/2	16% 4f <sup>4</sup> 6p 6H $^{\circ}$ + 11% 4f <sup>3</sup> 5d6s 6H $^{\circ}$ + 7% 4f <sup>3</sup> 5d <sup>2</sup> 4I $^{\circ}$
29484.6		1.022		4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	4I $^{\circ}$	11/2	
30094.85		1.105	1.125	4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	4K $^{\circ}$	15/2	
30246.771	30446	1.220	1.252	4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	6I $^{\circ}$	17/2	54% 4f <sup>4</sup> 6p 6I $^{\circ}$ + 6% 4f <sup>3</sup> 5d <sup>2</sup> 6I $^{\circ}$ + 5% 4f <sup>3</sup> 5d <sup>2</sup> 4K $^{\circ}$
30707.282	31108	1.205	1.178	4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	6H $^{\circ}$	15/2	22% 4f <sup>4</sup> 6p 6H $^{\circ}$ + 12% 4f <sup>3</sup> 5d6s 6H $^{\circ}$ + 12% 4f <sup>3</sup> 5d6s 4L $^{\circ}$
31153.87	31042	1.115	1.091	4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	4I $^{\circ}$	13/2	24% 4f <sup>4</sup> 6p 4I $^{\circ}$ + 8% 4f <sup>3</sup> 5d6s 4I $^{\circ}$ + 7% 4f <sup>3</sup> 5d6s 4K $^{\circ}$
32464.64		1.130		4f <sup>4</sup> ( <sup>5</sup> I)6p	4I $^{\circ}$	15/2	

a : Martin *et al.* [126] et [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd).

b : Ce travail : calculs HFR.

c : Seulement les composantes principales sont données.

TAB. 3.7: Forces d'oscillateur (log gf) et probabilités de transition (gA) des raies les plus intenses (log gf > 1.50) qui dépeuplent les niveaux considérés dans ce travail.  $\lambda$  (nm) est la longueur d'onde de la transition,  $E_{low}^a$  et  $E_{up}^a$  correspondent aux énergies des niveaux inférieurs et supérieurs impliqués dans la transition. Log gf et gA sont les forces d'oscillateur et les probabilités de transition. 6.807(7) signifie  $6.807 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

$\lambda$ (nm)	Transition <sup>a</sup>	$E_{low}^a$ (cm <sup>-1</sup> )	$E_{up}^a$ (cm <sup>-1</sup> )	Théorie <sup>b</sup>			gA	log gf	gA
				log(gf)	gA	Adopté <sup>c</sup>			
495.9116	4f <sup>4</sup> 6s 6I <sub>9/2</sub> - 4I <sup>o</sup> <sub>9/2</sub>	513.322	20672.581	-0.66	6.807(7)	-0.74	5.661 (7)		
525.5502	4f <sup>4</sup> 6s 4I <sub>9/2</sub> - 4I <sup>o</sup> <sub>9/2</sub>	1650.199	20672.581	-0.62	6.525(7)	-0.70	5.427 (7)		
490.2032	4f <sup>4</sup> 6s 6I <sub>9/2</sub> - 4K <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	513.322	20907.332	-0.81	4.593(7)	-0.85	4.227 (7)		
519.1435	4f <sup>4</sup> 6s 4I <sub>9/2</sub> - 4K <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	1650.199	20907.332	-0.6	6.650(7)	-0.64	6.119 (7)		
1071.9235	4f <sup>4</sup> 5d 4L <sub>13/2</sub> - 4K <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	11580.863	20907.332	-1.37	2.617(6)	-1.41	2.409(6)		
450.6578	4f <sup>4</sup> 6s 6I <sub>9/2</sub> - 4I <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	513.322	22696.885	-1.23	2.165(7)	-1.15	2.587 (7)		
470.9711	4f <sup>4</sup> 6s 6I <sub>11/2</sub> - 4I <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	1470.097	22696.885	-1.03	3.083(7)	-0.95	3.683 (7)		
497.0909	4f <sup>4</sup> 6s 6I <sub>13/2</sub> - 4I <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	2585.453	22696.885	-1.38	1.245(7)	-1.30	1.488 (7)		
509.2789	4f <sup>4</sup> 6s 4I <sub>11/2</sub> - 4I <sup>o</sup> <sub>11/2</sub>	3066.75	22696.885	-0.78	4.651(7)	-0.70	5.557 (7)		

Tableau 3.7 (suite)

$\lambda(\text{nm})$	Transition	$E_{low}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{up}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	log gf		gA	log(gf)		gA
				Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>		Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>	
430.3569	$4f^4 6s \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	0	23229.991	0.26	7.151(8)	0.06	4.483 (8)		
440.0818	$4f^4 6s \ ^6I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	513.322	23229.991	-0.83	5.551(7)	-1.03	3.480 (7)		
463.2668	$4f^4 6s \ ^4I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	1650.199	23229.991	-0.97	3.618(7)	-1.17	2.268 (7)		
495.8136	$4f^4 6s \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	3066.75	23229.991	-1.04	2.687(7)	-1.24	1.684 (7)		
531.9811	$4f^4 5d \ ^6L_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	4437.558	23229.991	0.03	2.642(8)	-0.17	1.656 (8)		
580.4000	$4f^4 5d \ ^6K_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	6005.271	23229.991	-0.45	7.707(7)	-0.65	4.831 (7)		
636.5537	$4f^4 5d \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6K^{\circ}_{9/2}$	7524.74	23229.991	-1.25	9.544(6)	-1.45	5.983 (6)		
399.1736	$4f^4 6s \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	0	25044.675	-0.06	3.758(8)	-0.18	2.875 (8)		
427.3311	$4f^4 6s \ ^4I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	1650.199	25044.675	-1.09	3.004(7)	-1.21	2.298 (7)		
525.0804	$4f^4 5d \ ^6K_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	6005.271	25044.675	-0.62	5.927(7)	-0.73	4.534 (7)		
570.6201	$4f^4 5d \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	7524.74	25044.675	-0.83	2.886(7)	-0.95	2.208 (7)		
650.4455	$4f^4 5d \ ^6H_{5/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	9674.844	25044.675	-1.38	6.093(6)	-1.50	4.661 (6)		
660.4930	$4f^4 5d \ ^4H_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	9908.65	25044.675	-1.41	5.329(6)	-1.53	4.077 (6)		
706.1482	$4f^4 5d \ ^4G_{5/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{7/2}$	10887.246	25044.675	-1.32	5.711(6)	-1.44	4.369 (6)		
375.2675	$4f^4 6s \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	0	26640.085	-1.06	4.277(7)	-1.09	3.992 (7)		
382.6407	$4f^4 6s \ ^6I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	513.322	26640.085	-0.31	2.306(8)	-0.34	2.152 (8)		
400.0488	$4f^4 6s \ ^4I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	1650.199	26640.085	-1.04	3.906(7)	-1.07	3.646 (7)		

Tableau 3.7 (suite)

$\lambda(\text{nm})$	Transition	$E_{low}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{up}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	log gf		gA	log(gf)		gA
				Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>		Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>	
548.7021	$4f^4 5d \ ^6I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	8420.321	26640.085	-1.27	1.159(7)	-1.30	1.082 (7)		
560.2661	$4f^4 5d \ ^6G_{5/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	8796.378	26640.085	-0.92	2.472(7)	-0.95	2.307 (7)		
573.1799	$4f^4 5d \ ^6G_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	9198.395	26640.085	-1.43	7.135(6)	-1.46	6.660 (6)		
625.8713	$4f^4 5d \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{7/2}$	10666.777	26640.085	-1.21	9.989(6)	-1.24	9.323 (6)		
371.4800	$4f^4 6s \ ^6I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	513.322	27425.015	-0.68	1.065(8)	-0.82	7.786 (7)		
385.1742	$4f^4 6s \ ^6I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	1470.097	27425.015	-0.3	2.363(8)	-0.44	1.728 (8)		
410.4224	$4f^4 6s \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	3066.75	27425.015	-1.08	3.480(7)	-1.22	2.544 (7)		
548.4957	$4f^4 5d \ ^6G_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	9198.395	27425.015	-1.01	2.163(7)	-1.14	1.581 (7)		
553.3383	$4f^4 5d \ ^6I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	9357.906	27425.015	-1.19	1.410(7)	-1.33	1.031 (7)		
570.7364	$4f^4 5d \ ^4H_{7/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	9908.65	27425.015	-1.44	7.242(6)	-1.58	5.294 (6)		
604.3634	$4f^4 5d \ ^6G_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	10883.26	27425.015	-1.14	1.445(7)	-1.28	1.056 (7)		
636.1420	$4f^4 5d \ ^6H_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{9/2}$	11709.6	27425.015	-1.28	8.377(6)	-1.42	6.124 (6)		
380.4949	$4f^4 6s \ ^6I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{13/2}$	1470.097	27744.196	-1.25	2.735(7)	-1.40	1.934 (7)		
397.3637	$4f^4 6s \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{13/2}$	2585.453	27744.196	0.02	4.571(8)	-0.13	3.233 (8)		
405.1139	$4f^4 6s \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{13/2}$	3066.75	27744.196	-0.58	1.120(8)	-0.73	7.921 (7)		
417.5535	$4f^4 6s \ ^6I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{13/2}$	3801.917	27744.196	-0.95	4.437(7)	-1.10	3.138 (7)		
430.3250	$4f^4 6s \ ^4I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{13/2}$	4512.481	27744.196	-0.88	4.885(7)	-1.03	3.455 (7)		
534.5691	$4f^4 5d \ ^6K_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{13/2}$	9042.743	27744.196	-0.44	8.798(7)	-0.59	6.222 (7)		

Tableau 3.7 (suite)

$\lambda(\text{nm})$	Transition	$E_{low}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{up}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	log gf		gA	log(gf)		gA
				Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>		Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>	
672.8924	$4f^4 5d \ ^6H_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6\Gamma_{13/2}$	12887.081	27744.196	-1.02	1.351(7)	-1.17	9.554 (6)		
673.7765	$4f^4 5d \ ^4L_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6\Gamma_{13/2}$	12906.575	27744.196	-1.11	1.184(7)	-1.26	8.373 (6)		
574.3190	$4f^4 5d \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6\Gamma_{13/2}$	10337.097	27744.196	-0.58	5.242(7)	-0.74	3.707 (7)		
706.7018	$4f^4 5d \ ^4K_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6\Gamma_{13/2}$	13597.857	27744.196	-1.49	4.160(6)	-1.64	2.942 (6)		
358.0461	$4f^4 6s \ ^6I_{7/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	0	27921.395	-1.34	2.445(7)	-1.42	2.035 (7)		
364.7521	$4f^4 6s \ ^6I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	513.322	27921.395	-0.69	1.046(8)	-0.77	8.706 (7)		
380.537	$4f^4 6s \ ^4I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	1650.199	27921.395	-0.02	4.525(8)	-0.10	3.766 (8)		
402.2256	$4f^4 6s \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	3066.75	27921.395	-1.46	1.450(7)	-1.54	1.207 (7)		
555.0083	$4f^4 5d \ ^4H_{7/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	9908.65	27921.395	-1.19	1.307(7)	-1.27	1.088 (7)		
616.6642	$4f^4 5d \ ^6H_{9/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	11709.6	27921.395	-1.31	7.958(6)	-1.39	6.624 (6)		
638.9976	$4f^4 5d \ ^4K_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	12276.210	27921.395	-0.89	2.020(7)	-0.97	1.682(7)		
681.2331	$4f^4 5d \ ^4I_{9/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	13246.181	27921.395	-0.87	1.860(7)	-0.95	1.548 (7)		
720.6995	$4f^4 5d \ ^4K_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4I_{9/2}$	14049.810	27921.395	-1.39	6.223(6)	-1.47	5.182(6)		
372.8123	$4f^4 6s \ ^6I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H_{11/2}$	1470.097	28285.619	-1.02	4.928(7)	-1.00	5.064 (7)		
388.9923	$4f^4 6s \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H_{11/2}$	2585.453	28285.619	-0.1	4.928(7)	-0.09	3.789 (8)		
396.4163	$4f^4 6s \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H_{11/2}$	3066.75	28285.619	-0.86	4.928(7)	-0.84	6.448 (7)		
420.5244	$4f^4 6s \ ^4I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H_{11/2}$	4512.481	28285.619	-0.92	4.928(7)	-0.91	4.900 (7)		
556.9943	$4f^4 5d \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H_{11/2}$	10337.097	28285.619	-1.15	4.928(7)	-1.14	1.589 (7)		

Tableau 3.7 (suite)

$\lambda(\text{nm})$	Transition	$E_{low}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{up}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	log gf		gA	log(gf)		gA
				Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>		Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>	
574.4754	$4f^4 5d \ ^6G_{9/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{11/2}$	10883.260	28285.619	-1.21	1.405(7)	1.405(7)	-1.20	1.444(7)	
614.6746	$4f^4 5d \ ^6G_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{11/2}$	12021.35	28285.619	-1.23	4.928(7)	4.928(7)	-1.22	1.199(7)	
649.2329	$4f^4 5d \ ^6H_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{11/2}$	12887.081	28285.619	-0.92	4.928(7)	4.928(7)	-0.91	1.925(7)	
368.9887	$4f^4 6s \ ^6I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	1470.097	28563.485	-0.27	2.267(8)	2.267(8)	-0.20	2.655(8)	
384.8315	$4f^4 6s \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	2585.453	28563.485	-1.42	1.451(7)	1.451(7)	-1.35	1.699(7)	
392.0960	$4f^4 6s \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	3066.75	28563.485	-0.09	3.035(8)	3.035(8)	-0.02	3.555(8)	
442.7864	$4f^4 6s \ ^4I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	5985.571	28563.485	-1.31	1.355(7)	1.355(7)	-1.24	1.587(7)	
512.1329	$4f^4 5d \ ^6K_{15/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	9042.743	28563.485	-1.23	1.191(7)	1.191(7)	-1.16	1.395(7)	
548.5027	$4f^4 5d \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	10337.097	28563.485	-1.45	5.835(6)	5.835(6)	-1.38	6.834(6)	
638.5191	$4f^4 5d \ ^4L_{15/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	12906.575	28563.485	-0.43	4.473(7)	4.473(7)	-0.36	5.239(7)	
654.9297	$4f^4 5d \ ^6H_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	13298.888	28563.485	-1.29	5.379(6)	5.379(6)	-1.22	6.300(6)	
668.0134	$4f^4 5d \ ^4K_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4K^{\circ}_{13/2}$	13597.857	28563.485	-0.93	1.164(7)	1.164(7)	-0.86	1.363(7)	
372.3500	$4f^4 6s \ ^6I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	2585.453	29434.270	-1.11	4.034(7)	4.034(7)	-0.91	6.324(7)	
390.0215	$4f^4 6s \ ^6I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	3801.917	29434.270	-0.09	3.829(8)	3.829(8)	0.11	6.002(8)	
426.3429	$4f^4 6s \ ^4I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	5985.571	29434.270	-0.78	6.444(7)	6.444(7)	-0.58	1.010(8)	
553.5316	$4f^4 5d \ ^6I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	11373.472	29434.270	-1.07	1.930(7)	1.930(7)	-0.87	3.025(7)	
574.1270	$4f^4 5d \ ^6G_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	12021.350	29434.270	-1.07	1.967(7)	1.967(7)	-0.87	3.084(7)	
582.6549	$4f^4 5d \ ^4K_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	12276.210	29434.270	-1.11	1.613(7)	1.613(7)	-0.91	2.529(7)	

Tableau 3.7 (suite)

$\lambda(\text{nm})$	Transition	$E_{low}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{up}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	log gf		gA	log(gf)		gA
				Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>		Théorie <sup>b</sup>	Adopté <sup>c</sup>	
584.6314	$4f^4 5d \ ^6G_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	12334.216	29434.270	-1.31	9.583(6)	-1.11	1.502 (7)		
631.2816	$4f^4 5d \ ^4K_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	13597.857	29434.270	-1.47	5.744(6)	-1.27	9.004 (6)		
649.8270	$4f^4 6s \ ^4K_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	14049.810	29434.270	-1.49	6.507(6)	-1.29	1.020 (7)		
658.8015	$4f^4 5d \ ^4H_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	14259.383	29434.270	-1.27	8.099(6)	-1.07	1.270 (7)		
699.7798	$4f^4 5d \ ^4G_{11/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{13/2}$	15148.000	29434.270	-1.42	4.992(6)	-1.22	7.826 (6)		
378.0380	$4f^4 6s \ ^6I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	3801.917	30246.771	-0.76	8.362(7)	-0.99	4.938 (7)		
397.3257	$4f^4 6s \ ^6I_{17/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	5085.619	30246.771	0.59	1.687(9)	0.36	9.963 (8)		
412.0645	$4f^4 6s \ ^4I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	5985.571	30246.771	-0.66	8.941(7)	-0.89	5.280 (7)		
530.2270	$4f^4 5d \ ^6K_{19/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	11392.171	30246.771	-0.02	2.323(8)	-0.25	1.372 (8)		
562.0589	$4f^4 5d \ ^6I_{17/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	12459.978	30246.771	-0.08	1.731(8)	-0.31	1.022 (8)		
634.1487	$4f^4 5d \ ^6H_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	14481.957	30246.771	-0.39	6.474(7)	-0.62	3.823 (7)		
689.5804	$4f^4 5d \ ^4L_{19/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	15749.198	30246.771	-0.86	1.981(7)	-1.09	1.170 (7)		
733.1392	$4f^4 5d \ ^4K_{17/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	16610.554	30246.771	-0.9	1.557(7)	-1.13	9.195 (6)		
754.7786	$4f^4 5d \ ^4I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6I^{\circ}_{17/2}$	17001.5	30246.771	-1.46	4.108(6)	-1.69	2.426 (6)		
390.1842	$4f^4 6s \ ^4I_{17/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{15/2}$	5085.619	30707.282	0.2	7.215(8)	0.18	6.928 (8)		
404.3885	$4f^4 6s \ ^4I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{15/2}$	5985.571	30707.282	-1.06	3.751(7)	-1.08	3.602 (7)		
544.1237	$4f^4 5d \ ^6G_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{15/2}$	12334.216	30707.282	-0.76	3.889(7)	-0.78	3.734 (7)		
547.8739	$4f^4 5d \ ^6I_{17/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{15/2}$	12459.978	30707.282	-1.04	2.026(7)	-1.06	1.946 (7)		



Tableau 3.7 (suite)

$\lambda(\text{nm})$	Transition	$E_{low}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{up}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	log gf		gA	
				Théorie <sup>b</sup>	gA	Théorie <sup>b</sup>	gA
574.2762	$4f^4 5d \ ^6H_{13/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{15/2}$	13298.888	30707.282	-0.72	3.841(7)	-0.74	3.688 (7)
616.1500	$4f^4 5d \ ^6H_{15/2} - 4f^4 6p \ ^6H^{\circ}_{15/2}$	14481.957	30707.282	-0.65	3.904(7)	-0.67	3.749 (7)
375.2491	$4f^4 6s \ ^4I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	4512.481	31153.870	0.15	6.787(8)	-0.13	3.525 (8)
397.2129	$4f^4 6s \ ^4I_{15/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	5985.571	31153.870	-1.50	1.364(7)	-1.78	7.084 (6)
547.2895	$4f^4 5d \ ^6H_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	12887.081	31153.870	-1.50	6.557(6)	-1.78	3.405 (6)
591.7451	$4f^4 5d \ ^4H_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	14259.383	31153.870	-0.91	2.163(7)	-1.19	1.123 (7)
604.8264	$4f^4 5d \ ^4I_{11/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	14624.778	31153.870	-1.09	1.4380(7)	-1.37	7.468 (6)
687.4114	$4f^4 5d \ ^4K_{17/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	16610.554	31153.870	-0.57	4.398(7)	-0.85	2.284 (7)
656.3912	$4f^4 5d \ ^4I_{13/2} - 4f^4 6p \ ^4I^{\circ}_{13/2}$	15923.260	31153.870	-0.78	2.420(7)	-1.06	1.257 (7)

a : voir la compilation du NIST

b : Ce travail : théorie HFR (voir texte)

c : Ce travail : résultats obtenus avec les temps de vie expérimentaux et les rapports de branchement théoriques.

## 3.7 Mesures des durées de vie et détermination de forces d'oscillateur pour des transitions dans le praséodyme une fois ionisé

### 3.7.1 Introduction

L'astrophysique requiert une connaissance aussi précise que possible des probabilités de transition de Pr II afin de résoudre les problèmes liés à la surabondance de cet élément observé dans divers types d'étoiles, comme par exemple, les étoiles A et B (voir notamment [146]) ou les étoiles géantes pauvres en métaux (voir, par exemple, [171]). Une étude détaillée des processus de diffusion actifs dans une atmosphère stellaire nécessite un grand nombre de données atomiques précises concernant autant les positions des raies que les forces d'oscillateur. Cependant, pour Pr II, on ne dispose de données atomiques relatives à l'intensité des raies que pour un nombre limité de transitions, alors qu'une multitude de raies sont observées dans les objets astrophysiques. Pr II est, en effet, bien représenté dans le spectre photosphérique solaire (voir par exemple [147, 172]) et présente aussi de nombreuses raies d'absorption dans le spectre des supergéantes de type F ou dans les étoiles Ap ou Am (voir par exemple [146, 173]). L'ensemble des données atomiques des lanthanides et des ions du Pr en particulier a récemment été discuté dans une publication de synthèse [174]. Les mesures d'arc de Corliss et Bozman [148], ainsi que la détermination des durées de vie par spectroscopie faisceau-lame par Andersen et Sorensen [111] et par Andersen *et al.* [112] font figure de travail de pionnier concernant la détermination de paramètres radiatifs du praséodyme ionisé. Malheureusement, ces résultats perdent de leur intérêt car tributaires des limitations bien connues des techniques utilisées, telles que les écarts à l'équilibre thermodynamique dans le premier cas et la résolution spectrale limitée par l'élargissement Doppler dans la seconde approche. Par la suite, Lage et Whaling [175] ont publié des probabilités de transition en reconsidérant les valeurs des durées de vie obtenues par Andersen *et al.* [111, 112] pour quatre niveaux et en mesurant des rapports de branchement afin de déduire les valeurs de  $A_{ki}$  pour 40 raies. Plus récemment, Goly *et al.* [176] ont observé les raies de Pr II émises par une source de plasma entre 200.0 et 700.0 nm et en ont déduit les probabilités de transition pour 62 raies de Pr II. Des mesures de durées de vie complémentaires de cet

ion (14 niveaux) ont été réalisées par Gorshkov et Komarovskii [177] grâce à la technique des coïncidences différées. Blagoev et Komarovskii [119] ont publié une compilation des mesures disponibles jusqu'en 1994.

Récemment, 33 niveaux de Pr II ont été mesurés par Scholl *et al.* [178] grâce à la méthode de faisceau-lame permettant une précision de 1 à 11 % sur des mesures des durées de vie comprises entre 6 et 170 ns. Ces auteurs ont proposé des probabilités de transition pour 82 raies de Pr II dans le domaine spectral 392-640 nm. De même, Dolk *et al.* [146] ont obtenu des durées de vie radiatives correspondant à 11 niveaux de Pr II par spectroscopie laser. L'équilibre d'ionisation des plasmas astrophysiques suggère la présence du praséodyme, aussi bien simplement que doublement ionisé, dans les couches externes d'un grand nombre d'étoiles.

### 3.7.2 Le spectre du praséodyme une fois ionisé

Le praséodyme est un lanthanide à  $Z$  impair ( $Z = 59$ ) ne possédant qu'un seul isotope stable  $^{141}\text{Pr}$ . Le spin du noyau  $I = 5/2$  et le moment magnétique nucléaire ( $\mu = 4.136$ ) sont élevés et cet ion présente une structure hyperfine, en particulier pour les transitions  $4f^36s-4f^36p$ , les effets étant plus faibles pour les raies  $4f^35d-4f^36p$  (voir p. ex. [179–181]). Étonnamment, le spectre de Pr II est encore mal connu. En fait, si l'on considère la compilation du NIST [126], on observe que pour cet ion, seulement 59 niveaux pairs jusqu'à  $35\,497\text{ cm}^{-1}$  et 149 niveaux impairs jusqu'à  $30\,018\text{ cm}^{-1}$  ont été établis expérimentalement, alors que la théorie prédit 385 niveaux pairs et 469 niveaux impairs possibles dans ces domaines énergétiques. Les niveaux d'énergie déterminés expérimentalement appartiennent aux configurations  $4f^3(^4I^\circ)6s$ ,  $4f^3(^4I^\circ)5d$ ,  $4f^2(^3H)5d^2$ ,  $4f^2(^3H)5d6s$ ,  $4f^3(^4I^\circ)6p$  et  $4f^2(^3H)5d6p$ . Néanmoins, pour un grand nombre de niveaux, les désignations sont incertaines à cause d'importants mélanges de configuration même pour des configurations faibles en énergie. La densité élevée des niveaux de cet ion nécessite un soin particulier lors de son étude afin d'éviter de possibles blends dans le spectre.

### 3.7.3 Mesure des durées de vie

Dans ce travail, les mesures ont été réalisées en utilisant la technique de fluorescence induite par laser et résolue dans le temps. Les ions de  $\text{Pr}^+$  ont été générés dans un plasma de praséodyme produit par ablation laser. Le

plasma généré par laser favorise une grande population d'ions dans l'état fondamental ainsi que dans des états métastables pouvant être utilisés comme point de départ pour des excitations par laser vers des niveaux plus élevés. Les impulsions d'ablation utilisées pour ces mesures ont été émises par un laser Nd :YAG (Continuum Surelite), dont les caractéristiques sont : une longueur d'onde de 532 nm, une durée de 10 ns et une énergie variant entre 2 et 10 mJ. Les impulsions ont été dirigées vers la surface d'une feuille de praséodyme en rotation placée dans une chambre à vide évacuée à une pression d'approximativement  $10^{-6}$ - $10^{-5}$  mbar. L'impulsion laser vient frapper la feuille de praséodyme pure, et produit un plasma contenant des électrons, des atomes et des ions de différents états d'ionisation.

Les niveaux intéressants du Pr II ont été peuplés par une radiation laser ultraviolette ou visible d'une durée de plus ou moins 1 ns. Un laser par injection «Q-switched Nd :YAG» (Continuum NY-82) émet des impulsions d'une durée de 8 ns à une longueur d'onde de 532 nm avec une fréquence de 10 Hz. Un compresseur SBS (Stimulated Brillouin Scattering) a servi pour comprimer l'impulsion laser à une durée de plus ou moins 1 ns. Ces impulsions comprimées ont alors été employées pour pomper un laser à colorant contenant un colorant DCM. La fréquence de la radiation produite par le laser à colorant a pu être doublée dans un crystal KDP. La seconde harmonique de la radiation est alors envoyée sur une cellule d'hydrogène à une pression d'approximativement 10 bars, générant divers ordres de diffusion Raman. Cette technique a permis de couvrir le spectre étudié dans la région de 367 à 452 nm. Grâce à un prisme en CaF<sub>2</sub> de type Pellin-Broca, les différentes composantes des faisceaux laser ont été isolées afin d'exciter le niveau étudié. La lumière d'excitation appropriée est projetée horizontalement dans la chambre à vide et croise la zone de plasma environ 10 mm au-dessus de la surface visée. L'excitation en une étape a permis d'étudier vingt niveaux pairs dans un domaine énergétique compris entre 22 571 et 30 019 cm<sup>-1</sup>. Les schémas d'excitation utilisés sont présentés dans le tableau 3.8.

TAB. 3.8: Niveaux du Pr II considérés dans cette étude et leur schéma d'excitation. L'origine de l'excitation (énergie du niveau en  $\text{cm}^{-1}$ , la longueur d'onde correspondante ( $\lambda_1$  en nm) et la longueur d'onde de détection ( $\lambda_2$  en nm), respectivement, sont donnés dans le tableau.  $2\omega$  signifie la seconde harmonique, S et A représentent les composantes Stokes et Anti-Stokes de la diffusion Raman.

$E(\text{cm}^{-1})^a$	Origine	$\lambda_1$ (nm) <sub>vac</sub>	$\lambda_2$ (nm) <sub>vac</sub>	Mode
22571.48	441.95	451.88	452	$2\omega+2\text{S}$
22675.44	0	441.01	450	$2\omega+2\text{S}$
23261.36	0	429.89	430	$2\omega+2\text{S}$
23660.20	441.95	430.69	423	$2\omega+2\text{S}$
24115.50	441.95	422.41	445	$2\omega+2\text{S}$
24754.95	1743.72	434.57	404	$2\omega+2\text{S}$
25569.19	2998.36	443.04	418	$2\omega+2\text{S}$
25610.20	1649.01	417.34	397	$2\omega+2\text{S}$
25814.44	0	387.38	394	$2\omega+2\text{S}$
25842.41	1743.72	414.96	394	$2\omega+2\text{S}$
26226.56	0	381.29	388	$2\omega+2\text{S}$
26524.02	441.95	383.41	404	$2\omega+2\text{S}$
26860.95	2998.36	419.06	397	$2\omega+2\text{S}$
26961.96	441.95	377.07	395	$2\omega+2\text{S}$
26973.49	441.95	376.91	395	$2\omega+2\text{S}$
27128.00	2998.36	414.42	441	$2\omega+2\text{S}$
27198.24	0	367.67	391	$2\omega+2\text{S}$
28508.79	1649.01	372.29	398	$2\omega+2\text{S}$
29723.97	2998.36	374.17	406	$2\omega+2\text{S}$
30018.10	2998.36	370.09	401	$2\omega+2\text{S}$

a : tiré de [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd).

b :  $2\omega$  représente la seconde harmonique, S et 2S représentent la première et la deuxième composante de la diffusion Raman.

La synchronisation des impulsions d'ablation et d'excitation a été réalisée à l'aide d'un générateur de retard digital (Stanford Research Systems Model 535) servant de déclencheur externe. Les temps de retard entre les impulsions

d'ablation et d'excitation varient entre 2 et 5  $\mu\text{s}$  et la fluorescence résultant de la décroissance des niveaux excités a été étudié à l'aide d'une lentille centrée sur la fente d'entrée d'un monochromateur de 1/8 m. Afin d'éviter toute erreur lors de la sélection du niveau par le laser d'excitation, les différents canaux possibles de désexcitation vers les niveaux inférieurs ont fait l'objet d'une vérification minutieuse.

Le signal de fluorescence résolu dans le temps provenant d'un photomultiplicateur rapide a été enregistré par un oscilloscope digital (Modèle Tektronix DSA 602). Lors des mesures, différents processus d'ajustement des courbes ont été utilisés afin d'évaluer les durées de vie. Pour les durées de vie supérieures à 10 ns, une procédure d'ajustement exponentiel par moindres carrés a été appliquée à la courbe de décroissance dans des laps de temps suffisants aux impulsions d'excitation pour disparaître. En ce qui concerne les durées de vie inférieures à 10 ns, la forme temporelle des impulsions d'excitation laser et la fonction de réponse de la détection LIF ont été prises en considération. La courbe expérimentale de décroissance du signal de fluorescence a été ajustée au produit de convolution d'une fonction exponentielle pure avec l'impulsion d'excitation, celle-ci étant enregistrée en introduisant une tige métallique dans la zone d'interaction du laser d'excitation et dans le plasma lorsque le faisceau d'ablation est bloqué. Pour chaque niveau étudié, une série de mesures ont été effectuées dans différentes conditions expérimentales afin d'éliminer les causes d'erreurs systématiques, telles que les effets de saturation, les contributions de type «flight-out-of-view» et les effets de collision. Il a été observé que l'intensité de fluorescence détectée pouvait être modifiée par un facteur 10 sans altérer les valeurs des durées de vie.

Les effets de «flight-out-of-view» ont tout particulièrement été étudiés pour les durées de vie plus longues et ils ont été réduits en ajustant la position et la largeur de la fente d'entrée du monochromateur ainsi que les temps de retard entre les impulsions d'ablation et d'excitation. Néanmoins, de plus grandes incertitudes ont été adoptées pour les durées de vie les plus longues puisque les vitesses des ions de  $\text{Pr}^+$  sont plus élevées que celles des atomes de Pr. De plus, un champ magnétique statique de plus ou moins 100 Gauss émis par deux bobines de Helmholtz a été ajouté ou soustrait de la zone d'interaction afin de vérifier la présence éventuelle de battements quantiques dus à l'effet Zeeman pour les états à longue durée de vie. Dans le tableau 3.9, les vingt durées de vie expérimentales de Pr II mesurées dans cette étude sont comparées aux résultats déjà disponibles et aux valeurs HFR théoriques

obtenues dans cette étude selon la procédure décrite dans la section suivante.

### 3.7.4 Approche théorique

La méthode théorique utilisée dans ce travail est l'approche HFR de Cowan [101] décrite plus haut. L'interaction de configuration a été explicitement considérée parmi les configurations paires  $4f^36s$ ,  $4f^35d$ ,  $4f^36d$ ,  $4f^25d6p$ ,  $4f^26s6p$ ,  $4f5d^3$ ,  $4f5d^26s$  et  $4f5d6s^2$ , et parmi les configurations impaires  $4f^36p$ ,  $4f^35f$ ,  $4f^4$ ,  $4f^25d^2$ ,  $4f^26s^2$ ,  $4f^26p^2$ ,  $4f^25d6s$ ,  $4f5d^26p$ . Les ensembles de configurations sont supposés inclure les effets de corrélation les plus importants. En conséquence, aucun potentiel supplémentaire de polarisation n'a été introduit dans le modèle physique.

Etant donné le peu de données expérimentales disponibles concernant les niveaux d'énergie de Pr II, aucun ajustement semi-empirique des paramètres radiaux n'a pu être sérieusement envisagé. En lieu et place, et afin d'obtenir une représentation plus réaliste du spectre d'énergie de Pr II, toutes les intégrales de Slater ont été réduites d'un facteur 0.75 ainsi que recommandé par Cowan [101]. De même, les énergies moyennes ont été ajustées pour reproduire adéquatement les niveaux donnés dans la compilation du NIST [126] ou prédits par Brewer [182] pour le niveau le plus bas de chaque configuration, c'est-à-dire  $4f^36s \ ^5I_4$  ( $E = 0 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^35d \ ^5L_6$  ( $E = 3\,893 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^25d6p \ ^5L_6$  ( $E = 31\,000 \pm 2\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^26s6p \ ^5I_4$  ( $E = 39\,500 \pm 2\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f5d^3 \ ^5I_4$  ( $E = 57\,000 \pm 4\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f5d^26s \ ^5H_3$  ( $E = 55\,000 \pm 4\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f5d6s^2 \ ^3H_4$  ( $E = 67\,000 \pm 3\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^36p \ ^5K_5$  ( $E = 22\,675 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^4 \ ^5I_4$  ( $E = 32\,000 \pm 2\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^25d^2 \ ^5L_6$  ( $E = 5\,855 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^26s^2 \ ^3H_4$  ( $E = 16\,000 \pm 2\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^26p^2 \ ^5I_4$  ( $E = 68\,000 \pm 2\,000 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f^25d6s \ ^5K_5$  ( $E = 7\,888 \text{ cm}^{-1}$ ),  $4f5d^26p \ ^5K_5$  ( $E = 83\,000 \pm 6\,000 \text{ cm}^{-1}$ ) et  $4f5d6s6p \ ^5I_4$  ( $E = 91\,000 \pm 4\,000 \text{ cm}^{-1}$ ). Pour les configurations  $4f^36d$  et  $4f^35f$ , pour lesquelles Brewer [182] ne fournit aucune prédiction, les énergies moyennes ont été augmentées de  $22\,000 \text{ cm}^{-1}$  par analogie avec des configurations similaires, telles que  $4f^36s$ ,  $4f^35d$  et  $4f^36p$ .

### 3.7.5 Discussion des résultats

Les durées de vie HFR et expérimentales obtenues sont comparées à des mesures plus anciennes dans le tableau 3.9. Ces mesures sont dues à Andersen *et al.* [111, 112], à Gorshkov et Komarovskii [177], à Dolk *et al.* [146] et à

Scholl *et al.* [158].

Ce tableau met en évidence le fait que nos nouvelles valeurs expérimentales sont entre 22 à 33 % plus petites que celles d'Andersen *et al.* [111, 112] en ce qui concerne deux niveaux situés à 25 569.19  $\text{cm}^{-1}$  et 27 128.00  $\text{cm}^{-1}$  respectivement. De plus grandes différences, pouvant atteindre un facteur 2 pour les niveaux 26 860.95  $\text{cm}^{-1}$  et 27 128.00  $\text{cm}^{-1}$  ont été observées lors de la comparaison des durées de vie obtenues dans cette étude et les mesures de coïncidences différées réalisées par Gorshkov et Komarovskii [177]. Cependant, on peut, pour les mêmes niveaux, observer un excellent accord entre nos mesures et celles effectuées par une méthode laser et publiées par Dolk *et al.* [146] ainsi que par Scholl *et al.* [158]. Un accord similaire est observé pour tous les autres niveaux considérés dans ces deux ensembles de données.

En considérant les résultats théoriques, il faut signaler que la plupart des niveaux présentés dans le tableau 3.9 se caractérisent par des mélanges importants, ainsi qu'illustré par le tableau 3.10. Ces mélanges peuvent entraîner des difficultés quant à l'identifications des niveaux expérimentaux et théoriques. Il en est ainsi pour les niveaux situés à 23 660.20, 26 961.96, 27 198.24 et 28 508.79  $\text{cm}^{-1}$ , pour lesquels il a été impossible de déterminer avec certitude les valeurs HFR correspondantes. Même en comparant les facteurs de Landé disponibles, il n'a pas été possible d'identifier sans équivoque ces niveaux (voir la colonne 7 du tableau 3.10).

Pour les 16 niveaux restants, les durées de vie HFR coïncident très bien avec les mesures effectuées dans cette étude par la méthode laser excepté pour les niveaux 22 571.48 et 22 675.44  $\text{cm}^{-1}$  pour lesquels une différence d'un facteur 2 a été observée entre la théorie et l'expérience. Ces divergences doivent être attribuées aux mélanges importants et aux compositions imprécises des vecteurs propres.

Si on néglige ces deux niveaux, le rapport moyen entre les durées de vie calculées et expérimentales  $t_{HFR}/t_{exp}$  est de  $0.98 \pm 0.16$  où l'incertitude traduit un écart type par rapport à la moyenne.

Dans le tableau 3.11, les forces d'oscillateur calculées et les probabilités de transition sont présentées pour les raies les plus intenses ( $\log gf > -2.0$ ) dépeuplant certains niveaux pour lesquels les durées de vie radiatives ont été mesurées. Plus précisément, parmi les 20 niveaux apparaissant dans le tableau 3.9, ceux qui se situent à 22 571.48, 22 675.44, 23 660.20, 26 961.96, 27 198.24 et 28 508.79  $\text{cm}^{-1}$  ont été exclus du tableau 3.11 pour les raisons mentionnées ci-dessus. Dans leur étude, Scholl *et al.* [158] ont également déduit les valeurs



f de leurs mesures de durées de vie combinées à des fractions de branchement expérimentales publiées par Lage et Whaling [175] et par Goly *et al.* [176]. En comparant ces résultats aux forces d'oscillateur «normalisées» obtenues dans ce travail, on trouve un accord satisfaisant ainsi que le montre la Figure 3.6.

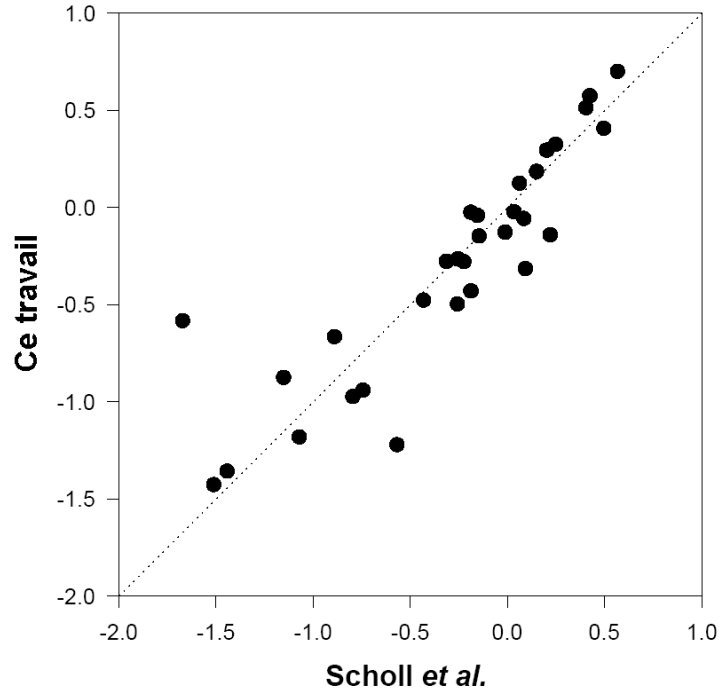


FIG. 3.6 – Comparaison des forces d'oscillateur ( $\log gf$ ) obtenues dans le présent travail (valeurs normalisées) avec celles obtenues par Scholl *et al.* [158]. La ligne en pointillés correspond à une concordance parfaite entre les 2 ensembles de résultats.

En fait, on observe que le rapport moyen entre les deux ensembles de valeurs de  $gf$ ,  $gf_{\text{cette étude}}/gf[158]$  est égal à  $1.31 \pm 0.76$  lorsqu'on considère les 32 transitions communes aux deux travaux mais ce rapport est réduit à  $0.99 \pm 0.31$  en excluant les raies à 538.126 et 473.417 nm pour lesquelles de grandes différences ont été observées. Ces deux transitions proviennent des niveaux à 22 675.44 and 24 115.50  $\text{cm}^{-1}$  pour lesquels les durées de vie HFR divergent considérablement des mesures par spectroscopie laser (voir tableau 3.9).

Le nouvel ensemble de probabilités de transition obtenues dans la présente étude et résumé dans le tableau 3.8 devrait aider les astrophysiciens dans l'étude de la composition chimique des étoiles chimiquement particulières.

TAB. 3.9: Durées de vie théoriques et expérimentales dans Pr II obtenues dans le présent travail et comparaison avec des mesures précédentes.

$E(\text{cm}^{-1})^g$	$E_{HFR}^b(\text{cm}^{-1})$	$\tau_{exp}^b(\text{ns})$	$\tau_{HFR}^b(\text{ns})$	$\tau_{précédent}(\text{ns})$
22571.48	22620	51(4)	121	51.8(6) <sup>g</sup>
22675.44	22770	13.5(6)	6.2	15(1.5) <sup>e</sup> , 13.0(1.1) <sup>f</sup> , 13.5(2) <sup>g</sup>
23261.36	23432	48.3(2.0)	55.9	48.8(1.6) <sup>g</sup>
23660.20	23545	7.3(0.4)	12.1	11(2) <sup>e</sup> , 7.57(15) <sup>g</sup>
24115.50	24153	7.5(0.4)	5.2	12(2) <sup>e</sup> , 7.92(15) <sup>g</sup>
24754.95	25192	37(3)	34.7	
25569.19	25708	6.1(3)	5.9	7.8(1.0) <sup>c</sup> , 8.4(1.0) <sup>e</sup> , 6.0(3) <sup>f</sup> , 6.32(39) <sup>g</sup>
25610.20	25037	21.5(1.5)	26.7	21.1(5) <sup>g</sup>
25814.44	25704	125(15)	94.2	
25842.41	26197	45(3)	51.5	
26226.56	26044	12.4(6)	10.1	
26524.02	26995	77(7)	78.6	
26860.95	27069	6.7(3)	7.5	15(1.5) <sup>e</sup> , 7.0(4) <sup>f</sup> , 6.69(52) <sup>g</sup>
26961.96	26549	11.8(0.6)	13.2	11.7(5) <sup>g</sup>
26973.49	26747	18.0(1.5)	19.7	
27128.00	27248	5.6(3)	4.6	8.4(1.2) <sup>c</sup> , 8.4(1.2) <sup>d</sup> , 10(2) <sup>e</sup> , 5.5(3) <sup>f</sup> , 5.79(13) <sup>g</sup>
27198.24	27164	15.3(1.0)	8.6	
	27493		12.4	
28508.79	27941	5.6(4)	9.1	

Tableau 3.9 (suite)

$E(\text{cm}^{-1})^g$	$E_{HFR}^b$	$\tau_{exp}^b$	$\tau_{HFR}^b$	$\tau_{\text{précédent}}$
	28615		9	
	28807		8.4	
29723.97	29937	6.0(3)	6.5	
30018.1	30351	5.3(3)	4.7	

a : D'après la compilation du NIST (Martin *et al.* [126])

b : Ce travail

c : Andersen *et al.* [111] (spectroscopie faisceau-lame)

d : Andersen *et al.* [112] (spectroscopie faisceau-lame)

e : Gorshkov *et al.* [177] (coïncidences retardées)

f : Dolk *et al.* [146] (spectroscopie laser)

g : Scholl *et al.* [178] (méthode faisceau-laser)

TAB. 3.10: Niveaux de parité impaire de Pr II pour lesquels les durées de vie ont été mesurées dans le présent travail.

$E_{exp}^a$ (cm $^{-1}$ )	$E_{HFR}^b$ (cm $^{-1}$ )	$g_{exp}^a$	$g_{HFR}^b$	Config. <sup>a</sup>	Terme <sup>a</sup>	J	Principales composantes <sup>b,c</sup>
22571.48	22620	1.166	1.145	?	?	5	20% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d6s <sup>3</sup> G + 10
22675.44	22770	0.83	0.731	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> K	5	72% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> K + 5% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 3% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
23261.36	23432	0.92	0.981	?	?	5	15% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I + 11% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> H)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> G + 11% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
23660.20	23545	0.67	0.853	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> I	4	32% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I + 7% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> H)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 3% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>1</sup> G
	23694		0.824				37% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I + 11% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>1</sup> G + 9% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> H)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H
24115.50	24153	0.959	0.918	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> K	6	88% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> K + 2% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 1% 4f <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> H)6p <sup>3</sup> I
24754.95	25192	0.908	0.922	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p ?	?	4	16% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d6s <sup>3</sup> H + 8% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 6% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> H
25569.19	25708	1.07	1.052	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> K	7	78% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> K + 11% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>1</sup> K + 2% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> H)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
25610.20	25037	1.118	0.98	?	?	6	22% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I + 15% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> K + 12% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> K
25814.44	25704	0.95	1.084	?	?	4	11% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>5</sup> D + 8% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 6% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> G
25842.41	26197	1	1.041	?	?	5	17% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 14% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d6s <sup>3</sup> H + 5% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> H)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H
26226.56	26044	0.91	0.909	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p ?	?	4	26% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 14% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 8% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H
26524.02	26995	1.02	1.123	?	?	6	30% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> H)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 12% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 9% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
26860.95	27069	1.119	1.124	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> I	7	48% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I + 12% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> K + 7% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
26961.96	26549	1.076	1.001	?	?	6	22% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> K + 14% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> G)5d <sup>2</sup> <sup>1</sup> I + 14% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I
	26702		1.008				15% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> K + 11% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I + 7% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
26973.49	26747	1.11	1.075	?	?	5	11% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 10% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> G + 4% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> G
27128.00	27248	?	1.152	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> K	8	97% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> K + 1% 4f <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> K)6p <sup>3</sup> L + 1% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I

Tableau 3.10 (suite)

$E_{exp}^a$ (cm <sup>-1</sup> )	$E_{HFR}^b$ (cm <sup>-1</sup> )	$g_{exp}^a$	$g_{HFR}^b$	Config. <sup>a</sup>	Terme <sup>a</sup>	J	Principales composantes <sup>b,c</sup>
27198.24	27164	1.07	1.047	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p ?	?	5	31% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 12% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 7% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H
	27493		1.042				24% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 17% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H + 6% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
28508.79	27941	1.11	1.087	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>3</sup> I	6	21% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 18% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 7% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I
	28615		1.123				23% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 14% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 13% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H
	28807		1.103				25% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 15% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 10% 4f <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> F)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> H
29723.97	29937	1.15	1.149	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p ?	?	8	51% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> K + 21% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> I + 10% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> K
30018.10	30351	1.215	1.193	4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p	<sup>5</sup> H ?	7	41% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>3</sup> I + 34% 4f <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> I)6p <sup>5</sup> H + 4% 4f <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)5d <sup>2</sup> <sup>3</sup> I

a : Martin *et al.* et [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd).

b : Ce travail.

c : Seules les composantes principales sont données.

TAB. 3.11: Forces d'oscillateur (log gf) et probabilités de transition (gA). Seules les transitions avec log gf >-2.00) sont notées dans la table. A(B) signifie  $A \times 10^B$

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
369.9945	2998	7	30018	7	-1.64	1.12(7)	-1.69	9.93(6)
374.0666	2998	7	29724	8	-1.45	1.70(7)	-1.41	1.84(7)
381.1847	0	4	26227	4	-0.64	1.04(8)	-0.73	8.47(7)
386.8511	0	4	25842	5	-1.85	6.53(6)	-1.79	7.47(6)
387.2703	0	4	25814	4	-1.38	1.83(7)	-1.50	1.38(7)
387.7183	442	5	26227	4	0.16	6.34(8)	0.07	5.16(8)
390.8052	4437	8	30018	7	0.42	1.14(9)	0.37	1.01(9)
393.5822	442	5	25842	5	-0.95	4.97(7)	-0.89	5.69(7)
394.0161	442	5	25814	4	-0.86	5.91(7)	-0.98	4.45(7)
394.7631	1649	6	26973	5	-0.63	9.64(7)	-0.59	1.06(8)
395.3510	4437	8	29724	8	0.21	6.82(8)	0.25	7.39(8)
396.2450	1744	5	26973	5	-0.13	3.04(8)	-0.09	3.33(8)
396.5253	1649	6	26861	7	-0.19	2.74(8)	-0.14	3.07(8)
397.2136	442	5	25610	6	-1.31	1.97(7)	-1.22	2.45(7)
400.8691	5079	7	30018	7	0.57	1.50(9)	0.51	1.33(9)
401.8963	1649	6	26524	6	-1.04	3.83(7)	-1.03	3.91(7)

Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
403.4324	1744	5	26524	6	-1.10	3.33(7)	-1.09	3.40(7)
403.8455	0	4	24755	4	-0.78	7.06(7)	-0.81	6.62(7)
405.6535	5079	7	29724	8	0.56	1.43(9)	0.59	1.55(9)
408.3341	1744	5	26227	4	-1.29	1.98(7)	-1.38	1.61(7)
411.1866	442	5	24755	4	-0.52	1.24(8)	-0.54	1.16(8)
413.2193	1649	6	25842	5	-0.65	8.96(7)	-0.59	1.03(8)
414.3112	2998	7	27128	8	0.79	2.33(9)	0.70	1.91(9)
414.8433	1744	5	25842	5	-1.15	2.81(7)	-1.09	3.22(7)
417.9393	1649	6	25569	7	0.53	1.28(9)	0.51	1.24(9)
418.8796	1744	5	25610	6	-0.10	2.82(8)	-0.01	3.50(8)
418.9479	2998	7	26861	7	0.53	1.26(9)	0.57	1.41(9)
422.2934	442	5	24116	6	0.45	1.06(9)	0.29	7.35(8)
424.1437	3403	6	26973	5	-0.81	5.49(7)	-0.77	6.01(7)
424.9481	2998	7	26524	6	-1.12	2.81(7)	-1.12	2.87(7)
429.7766	0	4	23261	5	-0.64	8.33(7)	-0.58	9.64(7)
432.3892	3403	6	26524	6	-1.17	2.43(7)	-1.16	2.48(7)
434.4483	1744	5	24755	4	-1.18	2.39(7)	-1.21	2.24(7)
438.1003	442	5	23261	5	-0.99	3.60(7)	-0.93	4.17(7)
440.5825	4437	8	27128	8	-0.35	1.51(8)	-0.43	1.24(8)
442.1220	2998	7	25610	6	-1.67	6.76(6)	-1.58	8.40(6)

Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
442.9253	2998	7	25569	7	-0.30	1.67(8)	-0.32	1.62(8)
444.9824	1649	6	24116	6	-0.11	2.61(8)	-0.27	1.81(8)
445.8296	4437	8	26861	7	-1.02	3.12(7)	-0.97	3.49(7)
446.8663	1744	5	24116	6	0.12	4.31(8)	-0.04	2.99(8)
447.1349	7660	8	30018	7	-1.60	8.20(6)	-1.66	7.27(6)
450.1824	3403	6	25610	6	-0.50	9.45(7)	-0.41	1.17(8)
451.0153	3403	6	25569	7	-0.01	3.12(8)	-0.03	3.02(8)
453.4154	5079	7	27128	8	-0.39	1.26(8)	-0.48	1.03(8)
456.1107	7806	9	29724	8	-1.81	4.86(6)	-1.78	5.26(6)
459.7054	5227	6	26973	5	-1.61	7.46(6)	-1.57	8.16(6)
462.5688	1649	6	23261	5	-1.36	1.37(7)	-1.29	1.59(7)
464.6049	1744	5	23261	5	-1.37	1.31(7)	-1.31	1.52(7)
466.1858	5079	7	26524	6	-1.82	4.62(6)	-1.81	4.72(6)
473.0827	4437	8	25569	7	-1.99	2.95(6)	-2.01	2.85(6)
473.4165	2998	7	24116	6	-1.96	3.18(6)	-2.12	2.20(6)
481.4339	8958	9	29724	8	-0.74	5.13(7)	-0.70	5.56(7)
482.6288	6414	7	27128	8	-1.34	1.27(7)	-1.43	1.04(7)
482.7197	6418	8	27128	8	-1.09	2.28(7)	-1.18	1.87(7)
483.954	4098	5	24755	4	-1.88	3.91(6)	-1.90	3.67(6)
487.6258	5108	7	25610	6	-1.15	1.86(7)	-1.06	2.31(7)



Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
487.9105	5079	7	25569	7	-1.57	7.31(6)	-1.58	7.07(6)
488.6032	5108	7	25569	7	-1.17	1.89(7)	-1.18	1.83(7)
489.0255	6418	8	26861	7	-1.12	2.11(7)	-1.07	2.36(7)
490.4516	5227	6	25610	6	-1.80	4.03(6)	-1.71	5.00(6)
491.4403	5227	6	25569	7	-1.45	9.74(6)	-1.46	9.42(6)
494.3720	3893	6	24116	6	-1.20	1.73(7)	-1.36	1.20(7)
499.4136	4098	5	24116	6	-1.49	8.50(6)	-1.65	5.89(6)
500.1659	10030	7	30018	7	-1.82	3.84(6)	-1.88	3.41(6)
503.4312	3403	6	23261	5	-1.62	6.24(6)	-1.55	7.22(6)
507.6361	10030	7	29724	8	-1.924	2.93(6)	-1.89	3.17(6)
511.7523	7438	5	26973	5	-1.62	5.60(6)	-1.58	6.13(6)
513.5140	7660	8	27128	8	0.03	2.60(8)	-0.06	2.14(8)
516.1744	3893	6	23261	5	-1.07	2.18(7)	-1.00	2.52(7)
517.3902	7806	9	27128	8	0.49	7.50(8)	0.41	6.16(8)
518.3033	10730	6	30018	7	-1.97	2.53(6)	-2.02	2.24(6)
520.6561	7660	8	26861	7	-0.07	2.03(8)	-0.02	2.27(8)
521.9045	6414	7	25569	7	-0.14	1.76(8)	-0.15	1.70(8)
522.0108	6418	8	25569	7	0.34	5.25(8)	0.32	5.08(8)
525.9728	5108	7	24116	6	0.34	5.26(8)	0.19	3.65(8)
529.2619	5227	6	24116	6	-0.121	1.76(8)	-0.28	1.22(8)

Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
532.0972	7438	5	26227	4	-0.96	2.35(7)	-1.05	1.91(7)
537.4971	11419	7	30018	7	-1.89	2.94(6)	-1.94	2.61(6)
540.8692	8490	5	26973	5	-1.67	4.50(6)	-1.63	4.92(6)
540.9081	7744	3	26227	4	-1.49	6.76(6)	-1.58	5.51(6)
543.1191	11611	8	30018	7	-1.70	4.31(6)	-1.75	3.82(6)
543.2038	7438	5	25842	5	-1.43	8.14(6)	-1.37	9.32(6)
544.0306	7438	5	25814	4	-1.73	3.87(6)	-1.85	2.92(6)
547.2349	11749	6	30018	7	-1.30	1.09(7)	-1.35	9.67(6)
551.5149	8100	4	26227	4	-0.69	4.05(7)	-0.78	3.30(7)
551.9388	11611	8	29724	8	-1.17	1.40(7)	-1.13	1.52(7)
554.3284	5226	6	23261	5	-1.66	4.77(6)	-1.59	5.52(6)
562.4441	12243	7	30018	7	-0.04	1.80(8)	-0.09	1.60(8)
563.6466	8490	5	26227	4	-1.26	1.06(7)	-1.35	8.63(6)
564.3456	8100	4	25814	4	-1.71	3.74(6)	-1.83	2.82(6)
568.1901	9379	5	26973	5	-0.93	2.16(7)	-0.89	2.36(7)
571.9080	12243	7	29724	8	-0.65	4.22(7)	-0.61	4.57(7)
575.3015	8465	6	25842	5	-1.33	9.18(6)	-1.27	1.05(7)
576.1247	8490	5	25842	5	-1.81	3.03(6)	-1.75	3.47(6)
576.9799	9647	6	26973	5	-1.30	9.07(6)	-1.26	9.93(6)
577.3164	7438	5	24755	4	-1.41	7.57(6)	-1.44	7.10(6)

Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
580.7520	9647	6	26861	7	-1.41	7.26(6)	-1.36	8.13(6)
581.5331	12827	6	30018	7	-1.45	7.34(6)	-1.50	6.51(6)
581.8580	9045	3	26227	4	-0.66	3.88(7)	-0.75	3.16(7)
584.4914	8465	6	25569	7	-1.57	4.97(6)	-1.58	4.81(6)
584.7122	10030	7	27128	8	-0.95	2.05(7)	-1.03	1.68(7)
588.4527	13029	8	30018	7	-0.80	3.01(7)	-0.85	2.67(7)
593.0660	10117	4	26973	5	-1.06	1.46(7)	-1.02	1.60(7)
593.3803	9379	5	26227	4	-1.82	2.56(6)	-1.91	2.09(6)
593.9899	10030	7	26861	7	-0.33	8.38(7)	-0.28	9.38(7)
594.7185	10163	6	26973	5	-0.94	1.97(7)	-0.90	2.16(7)
596.1577	9045	3	25814	4	-1.69	3.47(6)	-1.82	2.61(6)
598.1444	9129	4	25842	5	-1.44	6.46(6)	-1.38	7.39(6)
598.7269	10163	6	26861	7	-1.10	1.42(7)	-1.05	1.59(7)
598.8202	13029	8	29724	8	-1.08	1.49(7)	-1.05	1.61(7)
599.4525	7438	5	24116	6	-1.69	3.51(6)	-1.85	2.43(6)
600.2457	8100	4	24755	4	-1.18	1.18(7)	-1.21	1.11(7)
600.6331	13374	8	30018	7	-0.13	1.33(8)	-0.18	1.18(8)
606.1239	10030	7	26524	6	-1.35	7.84(6)	-1.34	8.00(6)
611.0572	10163	6	26524	6	-1.48	5.87(6)	-1.47	5.99(6)
611.4381	13374	8	29724	8	-0.32	8.16(7)	-0.28	8.84(7)

Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
619.7452	10730	6	26861	7	-0.72	3.08(7)	-0.67	3.45(7)
620.0823	11006	7	27128	8	-1.14	1.17(7)	-1.22	9.61(6)
620.5635	10117	4	26227	4	-1.66	3.36(6)	-1.75	2.74(6)
627.8676	9647	6	25569	7	-0.86	2.17(7)	-0.88	2.10(7)
630.5264	11006	7	26861	7	-1.05	1.41(7)	-1.00	1.58(7)
631.8115	7438	5	23261	5	-1.36	6.78(6)	-1.30	7.85(6)
635.7227	10117	4	25842	5	-1.76	2.71(6)	-1.70	3.10(6)
636.3633	9045	3	24755	4	-1.22	9.60(6)	-1.25	9.00(6)
636.3823	11419	7	27128	8	-1.15	1.11(7)	-1.23	9.12(6)
637.6219	10163	6	25842	5	-1.85	2.29(6)	-1.79	2.62(6)
639.7707	9129	4	24755	4	-1.97	1.67(6)	-2.00	1.57(6)
639.7973	8490	5	24116	6	-0.78	2.49(7)	-0.94	1.73(7)
643.9129	11448	5	26973	5	-1.69	3.24(6)	-1.65	3.55(6)
644.2162	11006	7	26524	6	-1.31	7.66(6)	-1.30	7.82(6)
647.2073	10163	6	25610	6	-0.96	1.50(7)	-0.87	1.86(7)
647.3876	11419	7	26861	7	-1.08	1.27(7)	-1.03	1.42(7)
648.9302	10163	6	25569	7	-1.87	2.02(6)	-1.89	1.95(6)
655.5609	11611	8	26861	7	-1.33	6.68(6)	-1.28	7.48(6)
659.3771	8100	4	23261	5	-1.66	3.13(6)	-1.60	3.62(6)
663.1100	11448	5	26524	6	-1.72	3.12(6)	-1.71	3.18(6)

Tableau 3.11 (suite)

$\lambda^a$ (nm)	Niveau inférieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	Niveau supérieur <sup>b</sup> cm <sup>-1</sup>	J	log gf HFR <sup>c</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA HFR <sup>c</sup>	log gf NORM <sup>d</sup>	gA NORM <sup>d</sup>
663.1945	10536	5	25610	6	-1.64	3.50(6)	-1.54	3.50(6)	-1.54	4.35(6)
663.5378	11794	7	26861	7	-1.34	6.56(6)	-1.29	6.56(6)	-1.29	7.34(6)
665.6833	14706	9	29724	8	0.27	2.66(8)	0.31	2.66(8)	0.31	2.88(8)
684.5255	11006	7	25610	6	-0.92	1.43(7)	-0.82	1.43(7)	-0.82	1.78(7)
704.4439	11419	7	25610	6	-1.04	1.05(7)	-0.94	1.05(7)	-0.94	1.30(7)
705.8969	11448	5	25610	6	-1.62	2.99(6)	-1.52	2.99(6)	-1.52	3.71(6)
722.7694	13029	8	26861	7	-1.62	2.96(6)	-1.57	2.96(6)	-1.57	3.31(6)
741.2319	13374	8	26861	7	-1.79	1.84(6)	-1.75	1.84(6)	-1.75	2.06(6)

a : Les longueurs d'onde dans l'air sont déduites des énergies expérimentales publiées par Martin *et al.* [126].

b : Chaque niveau est représenté par sa valeur expérimentale et sa valeur de J.

dans les tables du NIST Martin *et al.* [126].

c : Calculés en utilisant la méthode HFR (voir le texte).

d : Les valeurs HFR sont normalisées en utilisant les durées de vie mesurées dans le présent travail.

## Conclusions générales

Dans ce travail nous avons montré que l'utilisation d'un spectromètre à transformée de Fourier permet d'étudier, sur un domaine spectral étendu, des effets de faible amplitude qui, habituellement, sont étudiés par des techniques de spectroscopie laser.

Une source lumineuse stable et flexible est un élément indispensable pour permettre l'étude de spectres atomiques d'émission dans de bonnes conditions. Une partie importante de notre travail a consisté à développer une nouvelle source et nous avons été amené à construire successivement deux sources à cathodes creuses spécifiquement adaptées au but poursuivi.

L'application de notre technique à l'étude des spectres du manganèse et du vanadium a permis de préciser les possibilités de notre dispositif expérimental et nous a permis d'améliorer notre connaissance de ces atomes, fournissant ainsi aux astrophysiciens les paramètres atomiques dont ils ont besoin. Le bon accord entre les constantes  $A$  obtenues dans ce travail et celles déduites à partir de la mise en oeuvre d'autres méthodes expérimentales indépendantes prouve la validité du modèle que nous avons utilisé.

La spectrométrie STF permet également d'étudier les rapports de branchement des différents canaux de désexcitation d'un état excité pour autant que l'ensemble des voies de désexcitation soient incluses dans le domaine spectral de l'instrument. La combinaison de ces valeurs expérimentales avec des durées de vie mesurées permet alors de déterminer d'autres paramètres atomiques intéressants pour les astrophysiciens : les probabilités de transition et les forces d'oscillateur. Cependant, dans le cas des lanthanides étudiés dans ce travail, nous n'avons pas pu procéder de la sorte car de nombreux niveaux des systèmes étudiés restent encore inconnus et il n'est donc pas possible de déterminer expérimentalement les valeurs des rapports de branchements. Cependant, à partir des valeurs des fractions de branchements calculées par la méthode Hartree-Fock relativiste et nos mesures de durées de vie, nous

avons pu déterminer de nombreuses probabilités de transition dans les ions Pr II et Nd II. Dans le cas du lutétium neutre, la comparaison des durées de vie calculées et observées a permis de vérifier la précision du modèle théorique utilisé dans ces travaux. Nous avons ainsi démontré que la combinaison des méthodes théoriques avec les techniques expérimentales de la physique atomique permettent de déterminer avec précision les paramètres atomiques nécessaires aux astrophysiciens pour la détermination d'abondances dans les étoiles. Cette approche peut donc être appliquée à d'autres éléments et devrait nous permettre d'améliorer nos connaissances des constantes atomiques nécessaires à l'interprétation des spectres de plus en plus riches observés par les télescopes récents (le Hubble Space Telescope par exemple).

Notre dispositif STF dispose maintenant d'une source à cathode creuse performante dont les caractéristiques en font un instrument de mesure très spécifique et qui n'a pas ou peu d'équivalent dans le monde. Nous pouvons donc envisager d'appliquer des méthodes similaires à d'autres éléments car nous pouvons maintenant enregistrer aisément des spectres à très haute résolution de la plupart des éléments neutres et une fois ionisés, et ce, en un laps de temps relativement court. L'interprétation de tous ces spectres reste cependant un travail complexe et de longue haleine qui peut faire l'objet de collaborations avec d'autres groupes de spectroscopistes. L'étude du praséodyme, en collaboration avec le Professeur G. Guthöhrlein (Université Technique d'Hambourg, Allemagne) est en cours et une autre collaboration avec le groupe du Professeur L. Windholtz (Graz, Autriche) est également amorcée. En ce qui concerne plus particulièrement l'étude des lanthanides, nous envisageons de pratiquer des déterminations de constantes de structure hyperfine, des analyses de termes spectraux et ce, pour certains éléments neutres, une et deux fois ionisés.

L'ajout récent d'un système de refroidissement à l'azote liquide à notre lampe à cathode creuse améliore encore la résolution en restreignant l'élargissement Doppler des profils de raies et devrait nous permettre d'améliorer encore la précision avec laquelle nous pouvons déterminer les constantes (A) de structure hyperfine. Nous envisageons par exemple la constitution d'une banque de données contenant les valeurs des constantes dipolaires magnétiques et quadrupolaire électrique pour des niveaux et des transitions choisies d'intérêt astrophysique. En vue d'étendre nos travaux aux ions plus de deux fois ionisés, nous comptons développer une source de type Penning. Des contacts dans ce sens ont déjà été pris avec le service du Professeur M. Kock

(Hannovre, Allemagne).

Ainsi, de nombreux projets dans le domaine de la spectroscopie atomique seront réalisés dans les prochaines années grâce au spectromètre à transformée de Fourier de l'Université de Liège que nous avons rendu opérationnel pour des travaux de spectroscopie atomique.



# Annexe A

## Transformation de Fourier : Définition et propriétés

### A.1 Introduction

Les notations utilisées sont tirées essentiellement de l'ouvrage de Bracewell [183].

Nous définirons  $\Re(f(x))$  et  $\Im(f(x))$  comme les parties réelle et imaginaire de  $f(x)$  et  $\mathcal{E}(f(x))$  et  $\mathcal{O}(f(x))$  comme les parties paires et impaire de la fonction  $f(x)$ .

### A.2 Définition et propriétés de la transformée de Fourier

#### A.2.1 Définition

Soit une fonction  $f(x)$ . La transformée de Fourier  $F(s)$  de cette fonction est définie par

$$\mathcal{F}(f(x)) = F(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-2i\pi sx} dx. \quad (\text{A.1})$$

Réciproquement,  $f(x)$  est la transformée de Fourier inverse de  $F(s)$

$$\mathcal{F}^{-1}(F(s)) = f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(s)e^{2i\pi sx} ds. \quad (\text{A.2})$$

### A.2.2 Propriétés de symétrie

Si nous posons  $e^{i\phi} = \cos\phi + i\sin\phi$ , la transformée de Fourier peut s'écrire :

$$F(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\cos(2\pi sx)dx - i \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\sin(2\pi sx)dx. \quad (\text{A.3})$$

La transformée de Fourier peut donc être décomposée en deux intégrales trigonométriques. Supposons que  $f(x)$  soit une fonction paire (c'est-à-dire telle que  $f(x) = f(-x)$ ), l'équation (A.3) peut être écrite sous la forme

$$\mathbb{F}_{\cos}(f(x)) \equiv F(s) = 2 \int_0^{+\infty} f(x)\cos(2\pi sx)dx \quad (\text{transformée de Fourier en cosinus}). \quad (\text{A.4})$$

De même, si  $f(x)$  est une fonction impaire, c'est-à-dire que  $f(x) = -f(-x)$ , l'expression A.3 prend la forme :

$$\mathbb{F}_{\sin}(f(x)) \equiv F(s) = -2i \int_0^{+\infty} f(x)\sin(2\pi sx)dx \quad (\text{transformée de Fourier en sinus}). \quad (\text{A.5})$$

Comme une fonction  $f(x)$  peut être décomposée en une partie paire  $\mathcal{E}(f(x))$  et une partie impaire  $\mathcal{O}(f(x))$  telles que

$$\mathcal{E}(f(x)) = \frac{1}{2}[f(x) + f(-x)], \quad (\text{A.6})$$

$$\mathcal{O}(f(x)) = \frac{1}{2}[f(x) - f(-x)], \quad (\text{A.7})$$

$$f(x) = \mathcal{E}[f(x)] + \mathcal{O}[f(x)], \quad (\text{A.8})$$

la transformée de Fourier peut être ramenée au calcul des transformées de Fourier en cosinus et en sinus :

$$F(s) = \mathbb{F}_{\cos}[\mathcal{E}(f(x))] + \mathbb{F}_{\sin}[\mathcal{O}(f(x))]. \quad (\text{A.9})$$

De cette dernière équation résultent les propriétés de symétrie de la transformée de Fourier reprises dans le Tableau A.1.

TAB. A.1: Propriétés de symétrie de la transformée de Fourier

f(x)		F(s)	
Type	Symétrie	Type	Symétrie
réelle	paire	réelle	paire
réelle	impaire	imaginaire	impaire
imaginaire	paire	imaginaire	paire
imaginaire	impaire	réelle	impaire
complexe	paire	complexe	paire
complexe	impaire	complexe	impaire

### A.3 Convolution et transformée de Fourier

Le produit de convolution de deux fonctions  $f(x)$  et  $g(x)$  est défini par :

$$h(x) = f(x) * g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)g(x-u)du. \quad (\text{A.10})$$

Le produit de convolution est une opération associative, distributive et commutative, c'est-à-dire :

$$f(x) * [g(x) + h(x)] = f(x) * g(x) + f(x) * h(x) \quad (\text{A.11})$$

$$f(x) * [g(x) * h(x)] = [f(x) * g(x)] * h(x) \quad (\text{A.12})$$

$$f(x) * g(x) = g(x) * f(x) \quad (\text{A.13})$$

### A.4 Propriétés fondamentales de la transformée de Fourier

#### A.4.1 Théorème de l'intégrale définie

De la définition de la transformée de Fourier, il résulte directement que

$$F(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)dx. \quad (\text{A.14})$$

#### A.4.2 Théorème de similarité

$$\mathcal{F}(f(ax)) = \frac{1}{|a|} F\left(\frac{s}{a}\right). \quad (\text{A.15})$$

#### A.4.3 Théorème d'addition

$$\mathcal{F}(f(x) + g(x)) = F(s) + G(s). \quad (\text{A.16})$$

#### A.4.4 Théorème de décalage

$$\mathcal{F}(f(x - a)) = e^{-2i\pi as} F(s). \quad (\text{A.17})$$

#### A.4.5 Théorème de modulation

$$\mathcal{F}(f(x)\cos(\omega x)) = \frac{1}{2}F\left(s - \frac{\omega}{2\pi}\right) + \frac{1}{2}F\left(s + \frac{\omega}{2\pi}\right). \quad (\text{A.18})$$

#### A.4.6 Théorème de convolution

$$\mathcal{F}[f(x) * g(x)] = F(s)G(s). \quad (\text{A.19})$$

#### A.4.7 Théorème de Rayleigh

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} |F(s)|^2 ds. \quad (\text{A.20})$$

### A.5 Généralisation de la transformée de Fourier

Toutes les grandeurs mesurées au laboratoire ont une transformée de Fourier mais, pour certains signaux, il peut être difficile d'appliquer la transformation. C'est le cas, par exemple, d'un long train sinusoïdal de la forme

$$S(x) = \cos(\omega t). \quad (\text{A.21})$$

En effet, l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\cos(\omega t)| dt \quad (\text{A.22})$$

n'est pas définie. Cependant la théorie des distributions permet d'élargir le cadre d'application de la transformée de Fourier. (voir p. ex. [184]). L'une de ces distributions est la distribution  $\delta$  qui possède les propriétés suivante :

$$\delta(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \neq 0 \\ \rightarrow +\infty & \text{si } x = 0 \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1 \quad (\text{A.24})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0). \quad (\text{A.25})$$

De cette manière, la transformée de Fourier généralisée de la fonction  $\cos(\omega x)$  peut se ré-écrire.

$$\mathcal{F}(\cos(\omega x)) \equiv \frac{1}{2} \left[ \delta\left(s - \frac{\omega}{2\pi}\right) + \delta\left(s + \frac{\omega}{2\pi}\right) \right] \quad (\text{A.26})$$

et réciproquement

$$\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{2} \left[ \delta\left(s - \frac{\omega}{2\pi}\right) + \delta\left(s + \frac{\omega}{2\pi}\right) \right] \right] \equiv \cos(\omega x). \quad (\text{A.27})$$

## A.6 Transformée de Fourier généralisée de fonctions remarquables

La théorie des distribution permet de définir la transformation de Fourier pour certaines fonctions particulièrement utiles en spectroscopie FTS. Définissons les fonctions suivantes :

$$\delta(x) : \text{fonction delta de Dirac} \quad (\text{A.28})$$

$$\text{III}(x) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(x - i) \quad (\text{A.29})$$

$$\mathbb{I}(x) = \frac{1}{2}\delta(x + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2}\delta(x - \frac{1}{2}) \quad (\text{A.30})$$

$$\mathbb{I}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } |x| < 1/2 \\ 0 & \text{si } |x| > 1/2 \end{cases} \quad (\text{A.31})$$

$$\Lambda(x) = \begin{cases} 1 - |x| & \text{si } |x| \leq 1 \\ 0 & \text{si } |x| > 1 \end{cases} \quad (\text{A.32})$$

$$\text{Sinc}(x) = \begin{cases} \frac{\sin(\pi x)}{\pi x} & \text{si } |x| > 0 \\ 1 & \text{si } |x| = 0 \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

$$\mathbb{H}(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } |x| < 0 \\ 1 & \text{si } |x| > 0 \end{cases} \quad (\text{A.34})$$

Leur transformée de Fourier est reprise dans le tableau A.2 :

TAB. A.2 – Quelques fonctions et leur transformée de Fourier

Fonction f(x)	Transformée de Fourier F(s)
fonction unitaire (=1 $\forall$ x)	$\delta(s)$
$\cos(\pi x)$	$\mathbb{I}(s)$
$e^{-\pi x^2}$	$e^{-\pi s^2}$
$\text{sinc}(x)$	$\mathbb{I}(s)$
$\text{Sinc}^2(x)$	$\Lambda(s)$
$\mathbb{I}(x/n)$	$n \mathbb{I}(n s)$

# Bibliographie

- [1] P.-H. Lefèbvre, H.-P. Garnir, et E. Biémont. *Phys. Scr.*, 66 :363, 2002.
- [2] P.-H. Lefèbvre, H.-P. Garnir, et E. Biémont. *Astronomy and Astrophysics*, 404 :1153, 2003.
- [3] Zhenwen Dai, Jiang Zankhui, Huailiang Xu, Zhang Zhiguo, S. Svanberg, E. Biémont, P.-H. Lefèbvre, et P. Quinet. *J. Phys. B. : At. Mol. Opt. Phys.*, 36 :479, 2003.
- [4] H. Xu, S. Svanberg, R. D. Cowan, P.-H. Lefèbvre, P. Quinet, et Biémont E. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346 :433, 2003.
- [5] E. Biémont, P.-H. Lefèbvre, P. Quinet, S. Svanberg, et H.-L. Xu. *Eur. J. Phys. D*, 27 :33, 2003.
- [6] Melendez J. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 307 :197, 1999.
- [7] T. G. R. Beynon. *Astron. Astrophys.*, 61 :853, 1977.
- [8] J. W. Cooley et J.W. Tukey. *Math. Computat.*, 19 :297, 1965.
- [9] J.-F. Blavier. *Fourier Transform Emission Spectroscopy : Application to SiF*. PhD thesis, Université de Liège, 1998.
- [10] D. S. Davis. *A Study of the spectrum and structure of the neutral vanadium atom*. PhD thesis, Purdue University, 1976.
- [11] P Palmeri. *Contribution à l'étude des spectres infrarouges du néon, de l'argon, du vanadium et du fer*. PhD thesis, Université de Mons, 1996.
- [12] P. R. Griffiths et J. A. de Haseth. *Fourier Transform Infrared Spectrometry*, volume 83 of *Chemical analysis*. Wiley-Interscience : New York, 1986.

- [13] S. P. Davis, M. C. Abrams, et J. W. Brault. *Fourier Transform Spectrometry*. Academic Press, 2001.
- [14] R. J. Bell. *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*. Academic Press, New York, 1972.
- [15] P. Jacquinot. *J. Opt. Soc. Am.*, 44 :761, 1954.
- [16] P. Jacquinot. *J. Phys. Radium*, 19 :223, 1958.
- [17] R. Feynmann, R. Leighton, et M. Sands. *The Feynmann Lectures on Physics, Section 6-3 et 6-4*, volume 1. Addison-Wesley, 1963.
- [18] P. B. Fellgett. *J. Phys. Radium*, 19 :187, 1958.
- [19] R. C. M. Learner, A. P. Thorne, I Wynne-Jones, J. W. Brault, et M.C. Abrams. *J. Opt. Soc Am. A*, 12 :2165, 1995.
- [20] P. Connes et G. Michel. *Applied Optics*, 14 :2067, 1975.
- [21] A. Aboussaïd, M. Carleer, D. Hurtmans, E. Biémont, et M. R. Godefroid. *Phys. Scr.*, 53 :28, 1996.
- [22] E. Biémont, J. W. Brault, L. Delbouille, et G. Roland. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 61 :107, 1985.
- [23] K. Danzmann, M. Günther, J. Fischer, M. Kock, et M. Kühne. *Appl. Opt.*, 27 :4947, 1988.
- [24] K. Danzmann et M. Kock. *J. Opt. Soc. Am.*, 72 :1556, 1982.
- [25] Engleman Jr R. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2 :1934, 1985.
- [26] C. M. Ferreira et J. L. Delcroix. *J. Appl. Phys.*, 49 :2380, 1978.
- [27] S. George, S. Grays, et R. Jr Engleman. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 5 :1500, 1988.
- [28] D. M. Goebel, A. T. Forrester, et S. Johnston. *Rev. Sci. Instrum.*, 51 :1468, 1980.
- [29] R. Kapoor et G. D. Saksena. *Phys. Rev. Lett.*, 11 :1481, 1985.



- [30] J. Z. Klose, G. F. Hartig, et W. J. Rosenberg. *Appl. Opt.*, 29 :2951, 1990.
- [31] M. Kwiatkowski, K. Werner, et P. Zimmermann. *Phys. Rev. A*, 31 :2695, 1985.
- [32] J.E. Lawler, A. Siegel, B. Couillaud, et T. W. Hänsch. *J. Appl. Phys.*, 52 :4375, 1981.
- [33] R. C. M. Learner et A. P. Thorne. *J. opt. soc. am. b.* 5 :2045, 1988.
- [34] G. G. Lombardi, P. L. Smith, et W. H. Parkinson. *J. Opt. Soc. Am.*, 69 :1289, 1979.
- [35] G. Nave, R. C. M. Learner, A. P. Thorne, et C. J. Harris. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8 :2028, 1991.
- [36] P. Palmeri et E. Biémont. *J. Phys. B*, 29 :5635, 1996.
- [37] P. Palmeri, P. Quinet, E. Biémont, J. Dembczynski, G. Szawiola, et R. L. Kurucz. *Phys. Scr.*, 55 :586, 1997.
- [38] P. Quinet, P. Palmeri, E. Biémont, et J. W. Brault. *Phys. Rev. A*, 49 :2446, 1994.
- [39] P. Quinet, P. Palmeri, et E. Biémont. *Phys. Scr.*, 49 :436, 1994.
- [40] F. H. K. Rambow et L. D. Schearer. *Rev. Sci. Instrum.*, 48 :92, 1977.
- [41] S.C. Rae et R.C. Tobin. *J. Appl. Phys.*, 64 :1418, 1988.
- [42] W. Whaling, W. H. C. Anderson, M. T. Carle, J. W. Brault, et H. A. Zare. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 53 :1, 1995.
- [43] A. von Engel. *Ionized gases*. AIP Press, 1994.
- [44] S. Johansson et U. Litzén. *J. Phys. B*, 11 :L703, 1978.
- [45] R. L. Kurucz. *Physica Scripta*, T47 :110, 1993.
- [46] R. C. Weast. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press Cleveland, 1972.
- [47] M. G. Edmunds. *Astron. Astrophys.*, 23 :311, 1973.

- [48] M. G. Edmunds. *Astron. Astrophys.*, 30 :177, 1974.
- [49] A. Rosén. *Physica Scripta*, 8 :154, 1973.
- [50] A. Rosén. *Physica Scripta*, 8 :159, 1973.
- [51] C. Bauche-Arnoult. *Proc. R. Soc. A*, 332 :361, 1971.
- [52] C. Bauche-Arnoult. *J. Physique*, 34 :301, 1973.
- [53] G. Olsson et A. Rosén. *Phys. Rev. A*, 25 :658, 1982.
- [54] H. Kopfermann et E. Rasmussen. *Z. Phys.*, 98 :624, 1936.
- [55] K. J. Murakawa. *J. Phys. Soc. Japan*, 11 :442, 1956.
- [56] K. J. Murakawa. *J. Phys. Soc. Japan*, 21 :1466, 1956.
- [57] W. J. Childs et L. S. Goodman. *Phys. Rev.*, 156 :64, 1967.
- [58] W. Childs, O. Poulsen, L. S. Goodman, et H. Crosswhite. *Phys. Rev.*, 19 :168, 1979.
- [59] D. S. Gough, P. Hannaford, Lowe, R. M., et A. P. Willis. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 18 :3895, 1985.
- [60] U. Johann, J. Dembczyński, et W. Ertmer. *Z. Phys. A*, 303 :7, 1981.
- [61] H. El-Kashef et N. Ludwig. *Physica B*, 179 :103, 1992.
- [62] P. Unkel, P. Buch, J. Dembczyński, W. Ertmer, et U. Johann. *Z. Phys.*, 11 :259, 1989.
- [63] P. Palmeri, E. Biémont, A. Aboussaid, et M. Godefroid. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 28 :3741, 1995.
- [64] P. Palmeri, E. Biémont, P. Quinet, Dembczyński J., G. Szawiola, et R. L. Kurucz. *Physica Scripta*, 55 :586, 1997.
- [65] A. C. E. Cochrane, D. M. Benton, D. H. Forest, et J. A. R. Griffith. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 31 :2203, 1998.
- [66] G. Norlén. *Physica Scripta*, 8 :249, 1973.

- [67] J. Sugar et C. H. Corliss. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 14 Suppl. 2 :203, 1985.
- [68] H. B. G. Casimir. *On the Interaction Between Atomic Nuclei and Electrons*. Freeman, San Francisco, 1963.
- [69] H. Hönl. *Z. Phys.*, 31 :340, 1925.
- [70] R. Kronig. *Z. Phys.*, 31 :885, 1925.
- [71] K. v. d. Heide. *Z. Ap.*, 69 :220, 1968.
- [72] T. G. R. Beynon. *Astron. Astrophys.*, 64 :145, 1978a.
- [73] T. G. R. Beynon. *Astron. Astrophys.*, 64 :299, 1978b.
- [74] A. J. Booth et D. E. Blackwell. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 204 :777, 1983.
- [75] A. J. Booth, M. J. Shallis, et M. Wells. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 205 :191, 1983.
- [76] P. E. Nissen, Y. Q. Chen, W. J. Schuster, et G. Zhao. *Astron. Astrophys.*, 353 :722, 2000.
- [77] M. Steffen. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 59 :403, 1985.
- [78] J. X. Prochaska et A. McWilliam. *apjL*, 537 :L57, 2000.
- [79] R. L. Kurucz. *Phys. Scr.*, T47 :110, 1993.
- [80] G. Olsson et A. Rosén. *Phys. Rev. A*, 25 :658, 1982.
- [81] J. Andriessen, S. N. Ray, T. Lee, et D. Ikenberry. *Phys. Rev. A*, 13 :1669, 1976.
- [82] J. Dembczyński, W. Ertmer, U. Johann, S. Penselin, et P. Stinner. *Z. Phys. A*, 291 :207, 1979.
- [83] H.-D. Kronfeldt, J.-R. Kropp, A. Subaric, et R. Winkler. *Z. Phys. A*, 322 :349, 1985.
- [84] H. E. White et R. Ritschl. *Phys. Rev.*, 35 :208, 1930a.

- [85] H. E. White et R. Ritschl. *Phys. Rev.*, 35 :1146, 1930b.
- [86] Wali Mohammad et P. N. Sharma. *Phil. Mag.*, 18 :1144, 1934.
- [87] R. A. Fisher et E. R. Peck. *Phys. Rev.*, 55 :270, 1939.
- [88] Murakawa K. *J. Phys. Soc. Japan*, 10 :336, 1955.
- [89] S. J. Davis, J. J. Wright, et L. C. Balling. *Phys. Rev. A*, 3 :1220, 1971.
- [90] K. Murakawa et T. Kamei. *Phys. Rev.*, 92 :325, 1953.
- [91] H. Walther. *Z. Phys.*, 170 :507, 1962.
- [92] J. W. Swensson. *Ark. Fys.*, 32 :463, 1966.
- [93] P. Palmeri, E. Biémont, A. Aboussaid, et M. Godefroid. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 28 :3741, 1995.
- [94] P. Palmeri, E. Biémont, P. Quinet, J. Dembczyński, G. Szawiola, et R. L. Kurucz. *Phys. Scr.*, 55 :586, 1997.
- [95] A. Aboussaid, M. Carleer, D. Hurtmans, E. Biémont, et M. R. Godefroid. *Phys. Scr.*, 53 :28, 1996.
- [96] E. Handrich, A. Steudel, et H. Walther. *Phys. Lett.*, 29A :486, 1969.
- [97] P. Luc et S. Gerstenkorn. *Astron. Astrophys.*, 18 :209, 1972.
- [98] J. J. Curry, E. A. Den Hartog, et J. E. Lawler. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14 :2788, 1997.
- [99] M. Göppert-Mayer. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 9 :273, 1931.
- [100] S. Svanberg. *Atomic and molecular spectroscopy*. Springer-Verlag, Berlin, Third edition, 2001.
- [101] R. D. Cowan. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, Berkeley, 1981.
- [102] D. J. Bord, C. R. Cowley, et D. Mirijanian. *Sol. Phys.*, 178 :221, 1998.
- [103] E. Anders et N. Grevesse. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53 :197, 1989.
- [104] M. Jaschek et E. Brandi. *Astron. Astrophys.*, 20 :233, 1972.

- [105] A. A. Poli, D. J. Bord, et R. Cowley. *PASP*, 99 :623, 1987.
- [106] W. G. Lin, M. Wakasugi, T. T. Inamura, T. Murayama, T. Wakui, H. Katsuragawa, T. Ariga, T. Ishizuka, M. Koizumi, et I. Sugai. *Phys. Rev. A*, 49 :762, 1994.
- [107] M. N. Reddy et G. N. Rao. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 :1481, 1989.
- [108] A. Kuhnert, A. Nunnemann, et D. Zimmermann. *J. Phys. B*, 16 :4299, 1983.
- [109] L. H. Göbel. *Z. Naturforsch. A*, 26 :611, 1970.
- [110] L. H. Göbel. *Z. Naturforsch. A*, 26 :1559, 1971.
- [111] T. Andersen et G. Sorensen. *Sol. Phys.*, 38 :343, 1974.
- [112] T. Andersen, O. Poulsen, P. S. Ramanujam, et A P Petkov. *Sol. Phys.*, 44 :257, 1975.
- [113] E. A. Den Hartog, J. J. Curry, M. E. Wickliffe, et J. E. Lawler. *Sol. Phys.*, 178 :239, 1998.
- [114] J. A. Fedchak, E. A. Den Hartog, J. E. Lawler, P. Palmeri, P. Quinet, et E. Biémont. *Astrophys. J*, 542 :1109, 2000.
- [115] J. Migdalek et W. E. Baylis. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 37 :521, 1987.
- [116] E. Biémont, Z. S. Li, P. Palmeri, et P. Quinet. *J. Phys. B.*, 32 :3409, 1999.
- [117] J. Migdalek. *J. Phys. B*, 13 :L169, 1980.
- [118] J. Migdalek. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 28 :417, 1982.
- [119] K. B. Blagoev et V. A. Komarovskii. *At. Data Nucl. Data Tables*, 56 :1, 1994.
- [120] P. S. Doidge. *Spectrochim. Acta, Part B*, 50 :209, 1995.
- [121] L. H. Göbel. *Z. Naturforsch. A*, 25 :1401, 1970.

- [122] M. Kwiatkowski, U. Teppner, et P. Zimmermann. *Z. Naturforsch. A*, 35 :370, 1980.
- [123] E. P. Vidolova-Angelova, D. A. Angelov, T. B. Krustev, et S. T. Mincheva. *Z. Phys. D*, 23 :215, 1992.
- [124] V. N. Gorshkov, V. A. Komarovskii, et N. P. Penkin. *Opt. Spectrosc. (USSR)*, 56 :575, 1984.
- [125] E. Vidolova-Angelova. *J. Phys. B*, 25 :3735, 1992.
- [126] W. C. Martin, R. Zalubas, et L. Hagan. *Energy Levels The Rare Earth Elements*. NSRDS-NBS 60 (Washington, D.C., US Govt Printing Office), 1978.
- [127] W. F. Meggers et B. F. Scribner. *JRNBS (US)*, 5 :73, 1930.
- [128] W. F. Meggers et B. F. Scribner. *JRNBS (US)*, 19 :31, 1937.
- [129] P. F. A. Klinkenberg. *Physica*, 21 :53, 1954.
- [130] P. Camus et F. S. Tomkins. *J. Phys.*, 33 :197, 1972.
- [131] E. H. Pinnington. *Can. J. Phys.*, 41 :1294, 1963.
- [132] P. Quinet, P. Palmeri, et E. Biémont. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 62 :625, 1999.
- [133] S. Fraga, J. Karwowski, et K. M. S. Saxena. *Handbook of Atomic Data*. Elsevier, Amsterdam, 1976.
- [134] J. Vergès et J.-F. Wyart. *Phys. Scr.*, 17 :495, 1978.
- [135] C. Sneden, J.E. Lawler, et J.J. Cowan. *Phys. Scr.*, T100 :15, 2002.
- [136] R. Cayrel, V. Hill, T.C. Beers, B. Barbuy, M. Spite, F. Spite, B. Plez, J. Andersen, P. Bonifacio, P. Francois, P. Molaro, B. Nordström, et F. Primas. *Nature*, 409 :691, 2001.
- [137] J.E. Lawler, W. Whaling, et N. Grevesse. *Nature*, 346 :635, 1990.
- [138] V.V. Smith et D.L. Lambert. *Astrophys. J.*, 294 :326, 1985.
- [139] C.R. Cowley et H.M. Crosswhite. *PASP*, 90 :198, 1978.

- [140] S.J. Adelman. *Astrophys. J. Suppl.*, 26 :1, 1973.
- [141] M.A Smith. *Astrophys. J. Suppl.*, 25 :277, 1973.
- [142] M.A Smith. *Astrophys. J.*, 189 :101, 1974.
- [143] K.K. Gilroy, C. Sneden, C. Pilachowski, et J.J. Cowan. *Astrophys. J.*, 327 :298, 1988.
- [144] Lambert D.L. *Cool Stars with Excesses of Heavy Elements*. Eds M. Jасhek and P.C. Keenan (Reidel), 1985.
- [145] W.P. Bideman. *Astrophys. J.*, 117 :377, 1953.
- [146] L. Dolk, G.M. Wahlgren, H. Lundberg, Z.S. Li, U. Litzén, S. Ivarsson, I. Ilyin, et S. Hubrig. *Astron. Astrophys.*, 385 :111, 2002.
- [147] Gorshkov V.N. et Komarovskii V.A. *Sov. Astron. AJ*, 30 :333, 1986.
- [148] C. H. Corliss et W. R. Bozman. *Monograph*, volume 53. Nat. Bur. Stand. (US), 1962.
- [149] R.S. Maier et W. Whaling. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 18 :501, 1977.
- [150] L. Ward, O. Vogel, A. Ahnesjö, A. Arnesen, R. Hallin, L. McIntyre, et C. Nordling. *Phys. Scr.*, 29 :551, 1984.
- [151] L. Ward, O. Vogel, A. Arnesen, R. Hallin, et A. Wännström. *Phys. Scr.*, 31 :161, 1985.
- [152] J. Reader, C.H. Corliss, et W.C. Wiese, W.L. and Martin. *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*, volume 68. NSRDS-NBS, 1980.
- [153] H. Simonsen, T. Worm, P. Jessen, et O. Poulsen. *Phys. Scr.*, 38 :370, 1988.
- [154] V.N. Gorshkov, V.A. Komarovskii, A.L. Osherovich, et N.P. Penkin. *Astrophys. (USSR)*, 17 :437, 1982.
- [155] C.M. Pinciuc, R.C. Rivest, M.R. Izawa, R.A. Holt, S.D. Rosner, et T.J. Scholl. *Can. J. Phys.*, 79 :1159, 2001.

- [156] F. Lu, S. Wu, W. Shi, J. Yang, L. Song, J. Tang, et F. Yang. *Chin. Phys. Lett.*, 6 :161, 1989.
- [157] W. Shi, F. Lu, S. Wu, P. Shi, J. Yang, L. Song, J. Tang, et F. Yang. *Phys. Rev. A*, 43 :1451, 1991.
- [158] T.J. Scholl, R.A. Holt, D. Masterman, R.C. Rivest, S.D. Rosner, et A. Sharikova. *Can. J. Phys.*, 80 :713, 2002.
- [159] Fuquan Lu, Songmao Wu, Yansen Wang, Wei Shi, Peixiong Shi, Linggen Song, Jianjun Yang, Jiayong Tang, et Fujia Yang. *Phys. Rev. A*, 44 :1843, 1991.
- [160] Hongliang Ma, Wei Shi, Bin Yan, Yong Li, Dufei Fang, Fuquan Lu, Jiayong Tang, et Fujia Yang. *J. Phys. B*, 30 :3355, 1997.
- [161] Li Maosheng, Ma Hongliang, Chen Miaohua, Lu Fuquam, Tang Jiayong, et Yang Fujia. *Phys. Rev. A*, 62, 2000.
- [162] W.E. Albertson, G.R. Harrison, et J.R. Jr. McNally. *Phys. Rev.*, 61 :167, 1942.
- [163] Ph. Schuurmans. *Physica*, 11 :419, 1946.
- [164] Wyart J.-F. *Thesis, Univ. of Paris, Orsay*, 1968.
- [165] R. Hoekstra. *Thesis, Univ. of Amsterdam*, 1969.
- [166] J. Blaise, J. Chevillard, J. Vergès, et J.-F. Wyart. *Spectrochim. Acta Part B*, 25 :333, 1970.
- [167] C. Morillon. *Spectrochim. Acta Part. B*, 25 :513, 1970.
- [168] J. Blaise, J.-F. Wyart, R. Hoekstra, et P.J.G. Kruiver. *J. Opt. Soc. Am.*, 61 :1335, 1971.
- [169] J. Blaise et J.-F. Wyart. *Phys. Scr.*, 29 :119, 1984.
- [170] P. Quinet, P. Palmeri, E. Biémont, M. M. McCurdy, G. Rieger, M. E. Pinnington, E. H. Wickliffe, et J. E. Lawler. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 307 :934, 1999.



- [171] C. Sneden, A. McWilliam, G.W. Preston, J.J. Cowan, D.L. Burris, et B.J. Armosky. *Astrophys. J.*, 467 :819, 1996.
- [172] N. Grevesse et G. Blanquet. *Solar Phys.*, 8 :5, 1969.
- [173] C.R. Cowley, T. Ryabchikova, F. Kupka, D.J. Bord, G. Mathys, et W.P. Bidelman. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 317 :299, 2000.
- [174] E. Biémont et P. Quinet. *Phys. Scr.*, T105 :38, 2003.
- [175] C.S. Lage et W. Whaling. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 16 :537, 1976.
- [176] A. Goly, J. Kusz, N.B. Quang, et S. Weniger. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 45 :157, 1991.
- [177] V.N. Gorchkov et V.A. Komarovskii. *Opt. Spectrosc.*, 58 :561, 1985.
- [178] T.J. Scholl, R.A. Holt, D. Masterman, R.C. Rivest, S.D. Rosner, et A. Sharikova. *Can. J. Phys.*, 80 :713, 2002.
- [179] Ginibre A. *Phys. Scr.*, 39 :710, 1989.
- [180] Ginibre A. *Phys. Scr.*, 39 :694, 1989.
- [181] B. Fuurman, D. Stefanska, E. Stachowska, J. Ruczkowski, et J. Dembczynski. *Eur. Phys. J. D*, 17 :275, 2001.
- [182] L. Brewer. *J. Opt. Soc. Am.*, 61 :1666, 1971.
- [183] R.N. Bracewell. *The Fourier Transform and its applications*. McGraw-Hill, New York, 1965.
- [184] J. Arsac. *Transformation de Fourier et théorie des distributions*. Dunod, Paris, 1961.