

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le grade de DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Annie GINIBRE-EMERY

SUJET : Classification et étude paramétrique des spectres complexes à l'aide de l'interprétation des structures hyperfines : spectres I et II du praséodyme.

soutenu le 25 octobre 1988

devant la Commission d'examen

MM.	J. BAUCHE	Président
	J. BLAISE	
	J. BUTAUX	
MME.	C. A. PIKETTY	
M.	J.-F. WYART	

Remerciements

Je remercie , pour l'ambiance de travail qu'ils ont contribué à créer, les directeurs du Laboratoire Aimé Cotton qui m'y ont accueillie: Monsieur le Professeur R.Chabbal, Monsieur le Professeur P.Jacquinet, et en particulier Monsieur S. Feneuille, Directeur de recherche, qui m'a encouragée à continuer mon travail de recherche à un rythme qui me convenait, compte tenu de mon travail d'enseignement et d'une situation personnelle qui ne me permettait pas un emploi à plein temps.

C'est avec une profonde émotion que je rends ici un hommage posthume à Sylvain Liberman, directeur du Laboratoire jusqu'à cet été, qui, après m'avoir aidée, avec bienveillance et efficacité, à organiser la fin du travail de recherche faisant l'objet de cette thèse, avait accepté de participer à mon jury de soutenance.

Je suis reconnaissante à Monsieur J.Blaise, Directeur de recherche, qui m'a proposé le sujet de cette thèse, m'a enseigné les techniques de la classification, et a porté à mon travail un intérêt constant.

R.Zalubas, au MBS, J.Vergès, P.Camus et P.Luc au Laboratoire, ont apporté une contribution fondamentale par le matériel expérimental qu'ils ont mis à ma disposition. C.Bauche-Arnoult, et J.F.Wyart m'ont initiée aux secrets de l'interprétation paramétrique. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Ma gratitude va tout particulièrement à Monsieur le Professeur J.Bauche pour tout ce qu'il m'a enseigné et pour l'aide encourageante qu'il m'a apportée, en particulier lors de la rédaction des publications.

Je tiens à remercier tout spécialement J.F. Wyart de ses interventions efficaces, en particulier d'avoir relu ce manuscrit et suggéré des améliorations.

Ce travail n'a été possible que grâce à un support informatique omniprésent pour lequel je tiens à remercier tous les intervenants: A. Bachelier-Carliet et Y. Bordarier, ainsi que J.J.A. Koot, qui ont établi les gros programmes que j'ai utilisés constamment, J. Sinzelle et Y. Guédeney, qui ont réalisé certains calculs ou créé de petits programmes répondant à mes besoins, et tous ceux qui m'ont aidés de leurs conseils. L'essentiel des calculs de cette thèse a été fait sur les ordinateurs du Centre de Calcul PSI et je témoigne de ma gratitude à tous ceux qui ont permis que ce soit dans de bonnes conditions.

Je remercie enfin tous ceux qui m'ont aidés de quelque façon que ce soit, et tous les membres du laboratoire pour leur présence amicale.

CHAPITRE I

Introduction

Le présent travail se situe dans le cadre général de l'analyse des spectres et de l'étude des propriétés électroniques et nucléaires des éléments de la série des terres rares.

Profitant des progrès réalisés dans la production de spectres à haute résolution, et dans les ordinateurs, ces activités ont connu un développement important dans les vingt dernières années. De puissantes méthodes de recherche des niveaux atomiques et d'interprétation théorique ont été mises au point et largement utilisées, et ma contribution est de les avoir appliquées au cas du praséodyme en les adaptant pour surmonter les difficultés liées à la présence de la structure hyperfine (shf) et à la complexité des spectres. Je me suis attachée, en particulier, à tirer parti de la grande quantité d'informations fournies par la shf.

Le spectre du praséodyme est un spectre particulièrement complexe, notamment à cause du grand nombre de niveaux dans les configurations paires basses. Les méthodes d'analyse habituelles sont en partie en défaut. En effet le praséodyme comporte un seul isotope stable, de nombre de masse impair, et de spin nucléaire $5/2$. Les niveaux ont donc une shf qui perturbe la définition des raies et complique l'effet Zeeman, mais qui, lorsqu'on dispose d'une résolution suffisante, se révèle fournir un outil efficace. L'étude est un peu simplifiée par le fait que la shf est essentiellement dipolaire magnétique.

C'est autour de 1970 qu'ont été produits des spectres à haute résolution donnant une description suffisamment précise d'un grand nombre de raies du praséodyme: spectres par réseau produits aux Etats-

Unis (National Bureau of Standards, Argonne National Laboratory) et spectres par transformée de Fourier produits au Laboratoire Aimé Cotton. La classification, longtemps limitée à 24 niveaux bas impairs et 50 niveaux pairs élevés du praséodyme une fois ionisé (PrII), avait alors fait des progrès importants dans les deux premiers spectres (PrI et PrII) et un début d'interprétation théorique, par la méthode paramétrique de Slater-Condon, avait été donné.

J. Blaise m'a proposé comme premier objectif de poursuivre l'interprétation des niveaux du praséodyme une fois ionisé (PrII), dans les configurations paires dont 130 niveaux étaient alors connus, et pour lesquels une étude de la structure hyperfine paraissait intéressante; j'en ai donc effectué un calcul paramétrique. Du fait de la complexité du système de niveaux, il était utile de déterminer ou de préciser des caractéristiques expérimentales qui pouvaient faciliter la mise en correspondance des niveaux expérimentaux et des valeurs propres calculées et je me suis donc intéressée au matériel expérimental et au travail de classification.

Pour prendre connaissance de l'état déjà très complexe de la classification et pour progresser, j'ai eu besoin d'une description du spectre qui soit utilisable sur ordinateur, en particulier afin de pouvoir établir des tableaux indiquant, pour chaque niveau, les transitions observées et leur description.

J'ai dépouillé les enregistrements par transformée de Fourier dans l'infrarouge. La résolution y est particulièrement élevée et permet des études relativement détaillées de très nombreuses raies: la grandeur de shf la plus simple à mesurer et à utiliser est la largeur totale de chacune des raies, c'est à dire l'espacement entre les composantes

principales d'intensités extrêmes, mais je me suis attachée à obtenir d'autres renseignements à partir des positions des différentes composantes, et de leurs intensités relatives.

Comme les spectres disponibles dans l'infrarouge comportent en fait beaucoup plus de raies de PrI que de PrII, indiscernables avant classification, je me suis aussi intéressée à la classification du spectre de PrI.

En 1976 le matériel expérimental a été enrichi de spectres par transformée de Fourier dans le visible obtenus par P. Luc. J'en ai entrepris le dépouillement et me suis ensuite intéressée aux spectrogrammes obtenus par réseau (plaques photographiques), surtout dans l'ultraviolet, tant pour la shf que pour l'effet Zeeman.

Au dessus de 8000cm^{-1} , je me suis très largement servie des nombres d'ondes et des intensités mesurées par R. Zalubas au National Bureau of Standards. Ainsi, j'ai progressivement collecté des données concernant une quinzaine de milliers de raies.

Par cette étude j'ai pu préciser les caractéristiques (énergie, constante A de shf magnétique, facteur de Landé g) des niveaux connus, trouver d'autres niveaux, et donner une description du spectre d'émission comprenant la classification et l'interprétation des structures observées.

Ces résultats m'ont permis d'effectuer une interprétation paramétrique des valeurs expérimentales, tant de structure fine que de shf, qui forme l'autre partie de mon travail.

J'ai utilisé la méthode paramétrique de Slater-Condon, où les paramètres sont, pour la structure fine, les intégrales radiales d'interaction électrostatique et de spin-orbite, les coefficients étant

calculés selon les méthodes de l'algèbre de Racah. Les paramètres sont ajustés grâce à une comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées des grandeurs caractérisant les niveaux (énergie, g , $shf...$)

Les systèmes des niveaux pairs de PrI et de PrII comportent un grand nombre de niveaux, appartenant à plusieurs configurations, ce qui rend l'interprétation complexe. Là aussi, je me suis attachée à tirer parti de la présence de la shf .

Après avoir servi, dans des stades préliminaires, à l'identification des niveaux, l'interprétation de la shf m'a permis de déterminer les paramètres de shf prépondérants. Malgré le nombre important de niveaux et leur densité, la comparaison entre valeurs expérimentales et valeurs calculées, qui est un test sévère de la qualité des fonctions d'onde obtenues, donne des résultats assez satisfaisants et les prédictions obtenues (même préliminaires) se sont déjà montrées précieuses pour la détermination de nouveaux niveaux.

L'étude de la structure fine des configurations paires basses du protactinium neutre PaI, qui a une structure électronique analogue à celle de PrI, dans la série des actinides, a profité des calculs effectués pour PrI.

J'ai, de plus, progressé dans l'étude de la sf et de la shf pour les niveaux impairs de PrI et pour ceux de PrII.

L'exemple du praséodyme est particulièrement intéressant, puisqu'il permet d'appliquer avec succès la méthode paramétrique à un système où le nombre de données expérimentales est très supérieur au nombre de paramètres mis en jeu. Il l'est aussi parce qu'il m'a permis, dans les différents aspects de l'étude des spectres complexes, de développer des

techniques et des méthodes donnant une place importante à l'étude de la shf.

Le but du travail que je viens de réaliser était en particulier de savoir quel peut être l'apport de l'étude de la shf dans un cas aussi riche et complexe. Les espoirs d'une étude paramétrique complète permettant de vérifier ou de mettre en cause les théories de la shf ne sont pas près d'être comblés, mais la description et la classification du spectre, ainsi que l'interprétation paramétrique des valeurs expérimentales ont bien progressé. Le présent mémoire va donc d'une part décrire le passage du matériel expérimental aux résultats, en insistant sur le fil directeur, qui était de tirer avantage de la shf à toutes les étapes, d'autre part présenter le matériel disponible et les résultats en insistant sur les limites du travail effectué, et sur les détails qui peuvent en faciliter l'utilisation.

CHAPITRE II

Rappels théoriques sur les propriétés électroniques et les structures des atomes

A Structure fine

1. Potentiel central

Dans l'approximation du potentiel central, chacun des N électrons se trouve dans un potentiel à symétrie sphérique, si bien qu'on peut lui attacher une orbitale caractérisée par les nombres quantiques n et l ; on définit alors une configuration comme l'ensemble de tous les états de base correspondant à un jeu de nombre quantiques orbitaux; des termes supplémentaires sont traités en perturbation pour tenir compte des interactions électrostatiques entre électrons et de l'interaction de spin-orbite, qui n'ont pas la symétrie sphérique, on obtient un modèle qui est couramment utilisé pour décrire les niveaux d'énergie des atomes, en particulier des terres rares. L'hamiltonien s'écrit alors :

$$H = T + U + G + \Lambda$$

Les quatre termes de la somme sont:

- l'énergie cinétique T

- une partie radiale U

- l'interaction coulombienne G

$$G = e^2 \sum_{i>j=1}^N \sum_{k=0}^{\infty} \frac{r_i^k}{r_j^{k+1}} (c_i^{(k)} \cdot c_j^{(k)})$$

- l'interaction de spin-orbite Λ

$$\Lambda = \sum_{i=1}^N \xi(r_i) \vec{s}_i \cdot \vec{l}_i$$

Les différences de masses d'un isotope à l'autre participent par le terme d'énergie cinétique à l'effet isotopique, dont je ne dirai rien d'autre, si ce n'est que je n'ai pas eu l'occasion de l'étudier dans le cas du praséodyme, dont il existe un seul isotope stable.

Les fonctions propres de l'hamiltonien à l'ordre zéro forment une base qui permet de représenter l'hamiltonien perturbateur par une matrice. Les états de base sont caractérisés par les valeurs des moments orbitaux et de spin résultant du couplage des moments monoélectroniques; s'ils sont caractérisés par les nombres quantiques orbital L, de spin S, et de moment total J, le couplage est dit Russell-Saunders (LS), des couplages partiels couplant entre eux les moments de même type.

Les éléments de matrice font intervenir des combinaisons de grandeurs angulaires et de grandeurs radiales.

Les grandeurs radiales font intervenir des intégrales (intégrales de Slater et intégrales de spin-orbite) qui dépendent des fonctions d'onde et dont on peut calculer des valeurs approchées a priori, par exemple par la méthode de Hartree-Fock.

Les grandeurs angulaires peuvent être calculées par les méthodes de l'algèbre tensorielle de Racah, explicitées par exemple par B.R. Judd (1).

Pour chaque grandeur radiale on calcule une matrice de coefficients, qui sont donnés par les expressions suivantes faisant intervenir les éléments de matrice des opérateurs tensoriels.

Le coefficient de l'intégrale de Slater $R^k(nl, n'l', n''l'', n'''l''')$ est:

$$\left(\text{sauf si } nl = n'l' = n''l'' = n'''l''' \right) \quad 4[k]^{-1} ([l][l'] [l''] [l'''])^{1/2} \begin{pmatrix} l & k & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l'' & k & l''' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (-1)^{l+l''} \times \langle \alpha | W^{0k}(l, l') \cdot W^{0k}(l'', l''') | \beta \rangle$$

Le coefficient de l'intégrale de spin-orbite $\zeta_{n_1 l_1}$ est donné par:

$$\langle \alpha \text{ SLJM}_J | \xi(r_i) \vec{s}_i \cdot \vec{L}_i | \alpha' S' L' J' M_{J'} \rangle = \delta(JJ') \delta(M_J M_{J'}) \times (-1)^{S'+L+J} \left[\frac{l(l+1)(2l+1)}{6} \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} S & S' & 1 \\ L & L & J \end{Bmatrix} \langle \alpha \text{ SL} || w_i^{(11)} || \alpha' S' L' \rangle \zeta_{n_1 l_1}$$

On se ramène, par des découplages, à des formules faisant intervenir les éléments de matrice de tenseurs monoélectroniques agissant sur l'orbite et sur le spin, ainsi que les nombres quantiques caractérisant les états de base, et comprenant en particulier des coefficients n_j .

Les énergies des niveaux et les fonctions d'onde sont les valeurs propres et fonctions propres de la matrice décrivant l'hamiltonien perturbateur.

2. Interaction de configurations

Considérer chaque configuration de façon indépendante supposerait qu'il n'y a pas d'éléments de matrice de l'hamiltonien $G + \Lambda$ entre fonctions de base correspondant à des configurations différentes, ou que leur influence est négligeable (ce qui arrive si les énergies des niveaux des différentes configurations sont très différentes). À moins que l'on se limite à des domaines d'énergie restreints, cela n'est pas suffisant dans le cas des spectres d'éléments de transition, qui se caractérisent par un large recouvrement des domaines d'énergie des configurations. La représentation de l'hamiltonien comporte alors des éléments de matrice entre des états de base appartenant à des configurations différentes, en particulier ceux qui traduisent l'interaction coulombienne.

Pour ne pas augmenter démesurément les dimensions du problème à traiter, on préfère limiter les états de base à ceux des configurations qui ont des niveaux d'énergie dans le domaine étudié, et simuler les effets des configurations lointaines par des opérateurs effectifs ajoutés à l'hamiltonien tronqué. C'est ainsi qu'ont été introduits les termes $\alpha L(L+1)$ (2), $\beta S(S+1)$, $\gamma (G_2)$, et les termes de même type que

ceux de l'interaction électrostatique mais normalement interdits par les règles de sélection, qui introduisent les paramètres Y et X . Des justifications théoriques de la forme de ces opérateurs sont données dans la référence (3).

3. Méthode paramétrique de Slater-Condon

Dans le traitement paramétrique dit de Slater-Condon, on considère les intégrales radiales comme des paramètres ajustables, dont on calcule les matrices de coefficients. Par diagonalisation de l'hamiltonien correspondant à des valeurs convenables des paramètres, on obtient de façon approchée les énergies des niveaux et leurs fonctions d'onde qui permettent de calculer, en perturbation au premier ordre, les facteurs de Landé et les constantes de shf , et éventuellement de calculer aussi l'intensité des transitions. Des programmes, mis au point au laboratoire Aimé Cotton, permettent de déterminer, in fine, les paramètres qui minimisent l'écart quadratique moyen entre énergies expérimentales et théoriques. La représentation est d'autant meilleure qu'on a pu utiliser un plus grand nombre de valeurs expérimentales.

Le travail théorique entrepris pour le praséodyme tend à montrer que la méthode de représentation paramétrique de Slater-Condon peut donner une description convenable même dans le cas de systèmes complexes où les configurations présentes comportent un nombre très important de niveaux, si ce nombre reste dans les limites des dimensions permises par les méthodes de calcul numérique habituellement utilisées.

B Structure hyperfine

1. Structure hyperfine des niveaux

Cas général

La structure hyperfine correspond à l'interaction entre les moments (magnétiques et électriques) nucléaires et le cortège électronique. D'après Judd (1), sa contribution à l'hamiltonien peut être mise sous une forme où interviennent des opérateurs tensoriels et des fonctions radiales : $\underline{H}_{Hfs} = \underline{H}_\mu + \underline{H}_Q$. Le premier terme est le terme dipolaire magnétique, dû au moment dipolaire magnétique μ du noyau, le second le terme quadripolaire électrique, dû au moment quadripolaire électrique Q du noyau.

\underline{H}_μ est la somme de trois termes:

$$\frac{2\beta \beta_N \mu_N}{I} \left\{ \sum_i \frac{1}{r_i^3} \underline{l}_i^{(1)} \right\} \cdot \underline{I}^{(1)} \quad \text{Partie orbitale}$$

$$\frac{2\beta \beta_N \mu_N}{I} \left\{ \sum_i \frac{1}{r_i^3} (-\sqrt{10} \underline{s}_i^{(1)} \underline{C}^{(2)}(1))_i \right\} \cdot \underline{I}^{(1)} \quad \text{Partie spin-dipolaire}$$

$$\frac{2\beta \beta_N \mu_N}{I} \left\{ \sum_i \frac{8\pi}{3} \delta(r_i) \underline{s}_i^{(1)} \right\} \cdot \underline{I}^{(1)} \quad \text{Terme de contact}$$

Pour un niveau de sf donné, le moment angulaire total du système $\underline{F} = \underline{I} + \underline{J}$ fournit, si $J \gg I$, $2I+1$ valeurs du nombre quantique F (les valeurs propres de \underline{F}^2 sont $F(F+1)$), qui caractérisent $2I+1$ sous-niveaux qui étaient dégénérés en l'absence d'interaction nucléaire.

En traitant les termes de l'hamiltonien d'interaction hyperfine au premier ordre de perturbation, compte tenu de leur faible importance relative, on exprime l'énergie de sf W_α du sous-niveau α , rapportée au

centre de gravité du niveau, par la formule de Casimir, qui est valable tant qu'on ne recherche pas une très grande précision:

$$\Delta W_{\alpha JF} = \frac{1}{2} A_{\alpha J} K + B_{\alpha J} \frac{3K(K+1) - 4I(I+1) J(J+1)}{8I(2I-1) J(2J-1)}$$

$$\text{où } K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

et A_{α} et B_{α} sont des constantes relatives à chaque niveau d'énergie α (constante de shf dipolaire magnétique A_{α} et constante quadripolaire électrique B_{α}) qui sont un reflet de la structure électronique.

2. Interprétation des constantes de structure hyperfine

Comme pour la structure fine, l'étude paramétrique consiste à traiter les grandeurs radiales comme des paramètres, et, de même, on est amené à étendre le nombre des paramètres pour tenir compte d'effets supplémentaires, en particulier d'effets relativistes et d'interaction de configurations, comme cela est explicité dans la thèse de C. Bauche-Arnoult [4] et dans les références [5,6].

$\underline{I}^{(1)}$ et $\underline{K}^{(2)}$ étant des opérateurs nucléaires ($\underline{I}^{(1)}$ opérateur de spin, et $\underline{K}^{(2)} = \sqrt{3/2} (\underline{I}^{(1)} \cdot \underline{I}^{(1)})^{(2)}$), la contribution de la shf à l'hamiltonien est alors représentée par les opérateurs effectifs suivants:

$$\underline{H} = (\underline{X}^{(1)} \cdot \underline{I}^{(1)})$$

$$\underline{H}_Q = (\underline{Y}^{(2)} \cdot \underline{K}^{(2)})$$

où $\underline{X}^{(1)}$ et $\underline{Y}^{(2)}$ sont sommes

d'opérateurs monoélectroniques:

$$\underline{X}^{(1)} = a_{10} \underline{w}^{(10)}_1 + a_{01} \underline{w}^{(01)}_1 + a_{12} \underline{w}^{(12)}_1$$

$$\underline{Y}^{(2)} = b_{11} \underline{w}^{(11)}_2 + b_{13} \underline{w}^{(13)}_2 + b_{02} \underline{w}^{(02)}_2$$

Les 3 opérateurs $\underline{w}^{(kk)1}$ sont reliés de façon simple aux opérateurs habituels :

$$\underline{w}^{(01)1} = \left[\frac{3}{2l(l+1)(2l+1)} \right]^{1/2} \underline{l}$$

$$\underline{w}^{(10)1} = \left[\frac{2}{2l+1} \right]^{1/2} \underline{s}$$

$$\underline{w}^{(12)1} = - \left[\frac{10(2l-1)(2l+3)}{l(l+1)(2l+1)} \right]^{1/2} \{ \underline{s}^{(1)} \underline{c}^{(2)} \}^{(1)}$$

et

$$\underline{w}^{(02)2} = - \left[\frac{5(2l-1)(2l+3)}{2l(l+1)(2l+1)} \right]^{1/2} \underline{c}^{(2)}$$

On calcule la représentation matricielle de ces opérateurs de \underline{shf} \underline{X} et \underline{Y} sur la base de départ choisie pour les calculs de \underline{sf} , et au moyen des mêmes techniques d'algèbre de Racah. Dans la base des états propres de l'hamiltonien de \underline{sf} , les coefficients qui permettent d'exprimer les constantes $A_{\alpha J}$ et $B_{\alpha J}$ comme fonctions linéaires des paramètres de \underline{shf} sont obtenus à partir des éléments diagonaux des matrices transformées. Ces coefficients dépendent donc des coefficients de \underline{sf} par l'intermédiaire des fonctions d'onde des niveaux.

On a ainsi

$$A_{\alpha J} = (\alpha J \parallel \underline{X}^{(1)} \parallel \alpha J) / [J(J+1)(2J+1)]^{1/2} \quad J, I \gg \frac{1}{2}$$

et

$$B_{\alpha J} = 2I(2I+1) [J(2J-1) / (J+1)(2J+1)(2J+3)]^{1/2} (\alpha J \parallel \underline{Y}^{(2)} \parallel \alpha J) \\ (I, J) \gg 1$$

Cas particulier de structures d'origine purement magnétique

Dans le cas du praséodyme, le premier terme est très largement prépondérant, du fait de la faible valeur de Q ($Q = 0,028$ b (7)). Les valeurs expérimentales très précises obtenues par V. J. Childs et L. S. Goodman (8) pour les niveaux les plus bas de P_{r1} montrent que la contribution quadripolaire électrique à la largeur totale des niveaux étudiés est au maximum de l'ordre de un pour mille.

L'énergie d'un sous-niveau, rapportée au centre de gravité du niveau, est donc donnée par la formule beaucoup plus simple:

$$V_r = A [F (F+1) - I(I+1) - J(J+1)] / 2$$

On a alors:

$$V_r - V_{r-1} = A F$$

c'est à dire que l'écart entre deux sous-niveaux consécutifs est proportionnel au nombre quantique F le plus grand, ce qui est analogue à la règle de Landé.

Si $J > I$, la largeur totale d'un niveau est donnée en fonction de A et J par: $\Delta V = 2 A I (J + 1/2)$

3. Structure hyperfine des raies

Cas général

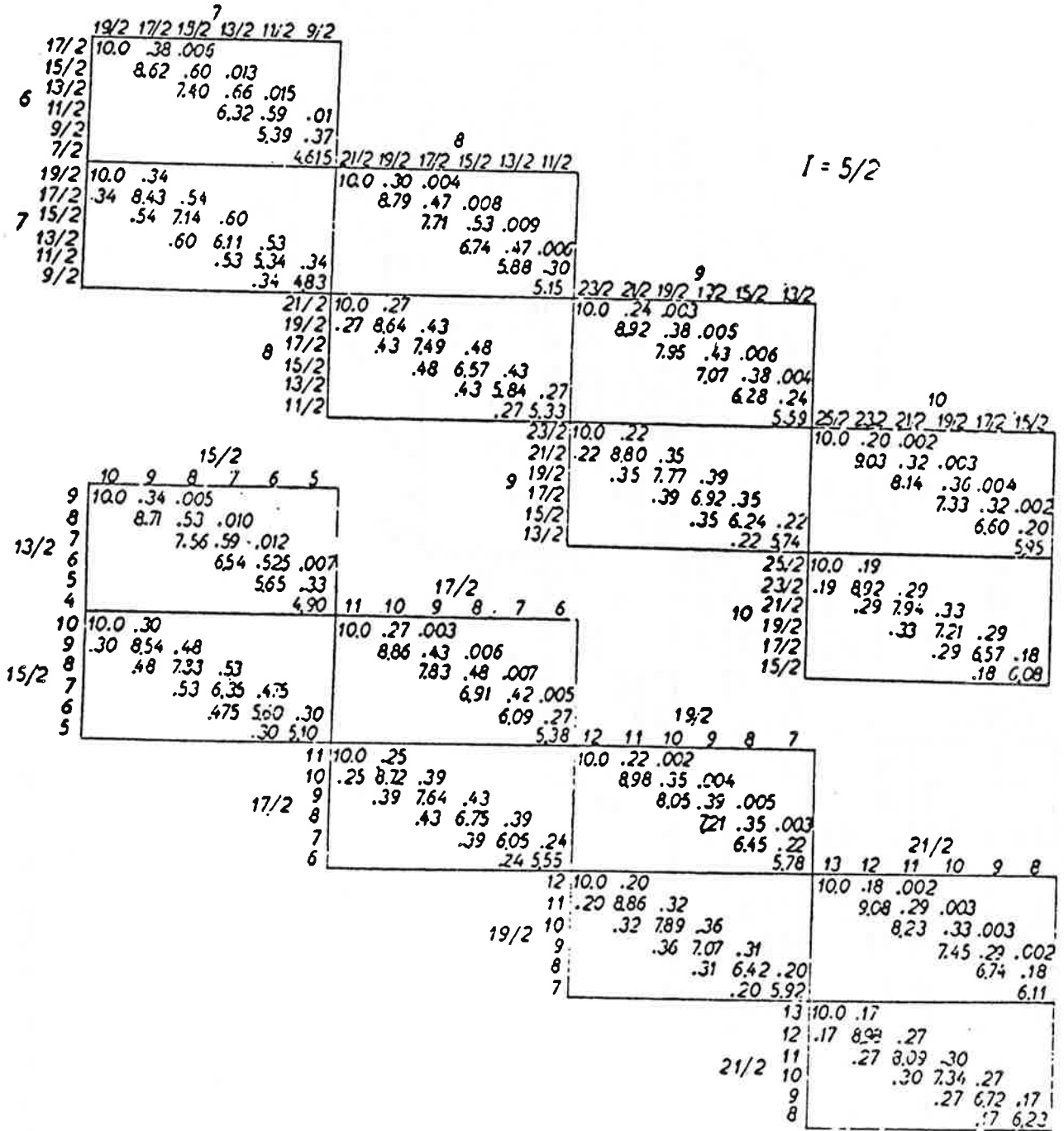
Chaque raie correspond à l'ensemble des transitions entre sous-niveaux hyperfins de deux niveaux de parité opposée, avec la règle de sélection $|F-F'| \leq 1 < |F+F'|$ ($\Delta F = \pm 1$ ou $0, 0 \neq 0$)

- La distance au centre de gravité d'une composante de shf est repérée par :

$v_{FF'} = V_r - V_{r'}$, F étant le nombre quantique d'un sous-niveau du niveau supérieur, F' celui d'un sous-niveau du niveau inférieur,

Table I - 2

Intensités des composantes de shf



- Les intensités des composantes sont calculées par des formules analogues à celles données dans [9] par E.U. Condon et G.H. Shortley pour les intensités des raies entre niveaux caractérisés par J en couplage LS. La table I donne les valeurs numériques des intensités, en reproduisant une table de [9] et une table donnée par K. Murakawa et S. Suwa [10] pour les grandes valeurs de J. On voit que les 6 composantes qui correspondent à $\Delta F = \Delta J$ ont, pour $J > 3$, des intensités nettement supérieures à celles des autres composantes; elles sont dites composantes principales.

Par convention, la largeur hyperfine $\Delta\nu$ d'une raie est la distance algébrique entre les composante principale de plus forte et de plus faible intensités, et est comptée positivement si la composante la plus intense a le nombre d'ondes le plus grand. Avec cette convention, la largeur de la raie $\Delta\nu$ et les largeurs ΔW_{α_2} et ΔW_{α_1} des niveaux supérieur α_2 et inférieur α_1 sont liées par la relation algébrique:

$$\Delta\nu = \Delta W_{\alpha_2} - \Delta W_{\alpha_1}$$

Cas particulier de structures d'origine purement magnétique

Lorsque la shf quadripolaire électrique est négligeable, et que, de plus, soit un des niveaux a une largeur totale négligeable, soit $\Delta J = 0$, les positions des composantes principales obéissent à la règle de Landé et sont dans l'ordre des intensités croissantes ou décroissantes en fonction des nombres d'ondes. La figure de shf a alors une allure caractéristique, le "flag pattern" déjà observée par H.E. White [11] dans le cas du praséodyme.

Lorsque la précision expérimentale ne permet pas de prendre en compte la partie électrique de la shf, l'étude des structures des

transitions est beaucoup plus simple que dans le cas général et peut être guidée par les schémas suivants:

1) si l'on porte sur une même droite les énergies des sous-niveaux (les écarts successifs étant $A_{F_{\max}}$, $A_{(F_{\max}-1)}$, etc., avec $F_{\max} = I + J$) pour chacun des deux niveaux concernés, en faisant coïncider les sous-niveaux de F_{\max} (voir figure 1), la distance d'une composante de shf à la composante de plus grande intensité, prise comme origine, est représentée sur la droite par la distance entre les sous-niveaux concernés. Si $\Delta J = 0$, les distances entre composantes principales sont fonction des seules grandeurs J et $A_{\alpha_{\max}} - A_{\alpha_1}$; on doit alors connaître au moins une distance concernant une composante non principale pour obtenir les deux constantes A_{α} et $A_{\alpha'}$.

Connaissant la structure d'un niveau et les distances des composantes principales à celle d'intensité maximale, on obtient la structure du second niveau, et, en vérifiant la règle de Landé, on peut alors déterminer quelle valeur de J doit lui être affectée.

2) si l'on étudie les positions des composantes de shf d'une raie en fonction du rapport $x = A'/A$ des constantes de shf magnétique des niveaux concernés, pour chaque composante la fonction étudiée est une fonction linéaire puisque

$$\sigma_{FF'} = A [F(F+1) + x F'(F'+1)] + f(I, J, J', A, A')$$

$f(I, J, J', A, A')$ étant une constante pour chaque raie.

On peut donc tracer chacune de ces droites à l'aide de deux points particuliers obtenus pour $x = 0$ et $x = 1$, pour toutes les composantes permises pour un couple de nombres quantiques J et J' . Des exemples sont donnés sur les figures 2 et 3. Pour toute transition $J \rightarrow J'$, les positions des composantes sont obtenues par l'intersection de ces

droites avec la droite $x = A' / A$. Réciproquement, connaissant la répartition des composantes, on peut situer le rapport A' / A et trouver A et A' .

3) En observant, par exemple grâce à ces systèmes de droites, la grande variété des structures possibles, on remarque que la mesure des seules positions des composantes principales, qui est souvent seule possible sur les enregistrements disponibles, ne fournit pas le même genre de renseignements suivant que la transition étudiée correspond à $\Delta J = 1$ ou à $\Delta J = 0$. Si $\Delta J = 0$, la valeur de J est accessible, car les positions des composantes suivent la règle de Landé. Par contre si $\Delta J = 1$ les positions ne suivent la règle de Landé que si un des niveaux a une structure nulle. Pour chaque couple (J, J') , les rapports entre écarts dépendent des valeurs des constantes de shf, et on peut déterminer les structures de chacun des niveaux à partir de tels rapports et de la largeur totale de la raie. Le rapport qui m'a paru être susceptible de donner la meilleure détermination est le rapport $R = \Delta\sigma_{16} / \Delta\sigma_{12}$ des écarts entre première et sixième composantes principales (dans l'ordre des intensités décroissantes) et entre première et deuxième composantes; en effet ces deux écarts sont en général ceux que l'on peut déterminer même dans les cas de raies partiellement résolues, et le rapport considéré a des variations importantes.

J'ai donc étudié les variations de $k = \Delta W_{\alpha J} / \Delta\sigma_{16}$ en fonction de R pour chaque couple (J, J') . Ces variations sont représentées sur la figure 4 extraite de l'annexe A. J'ai aussi établi des tables qui permettent d'évaluer les largeurs totales des deux niveaux en fonction de R et de

$$* k = (J+1/2) (5 (J+3/2) - R (J+7/2)) / 2R$$

dans le système d'unités où énergies et nombres d'ondes sont mesurés en cm^{-1}

Figure 1 Relations entre les énergies des sous niveaux de shf et les positions des composantes de shf (les transitions telles que $\Delta F = -\Delta J$, très peu intenses, ne sont pas représentées).

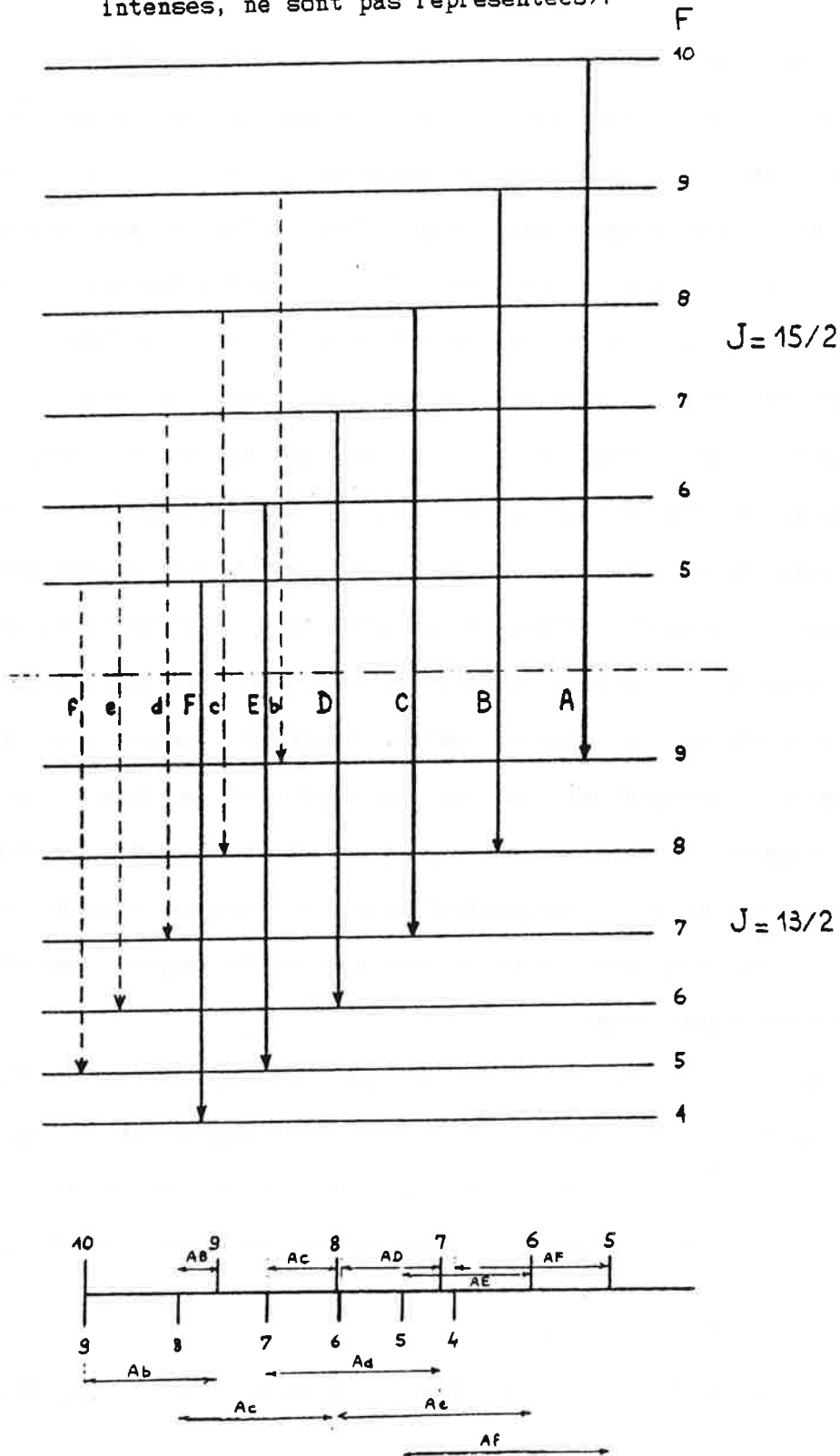
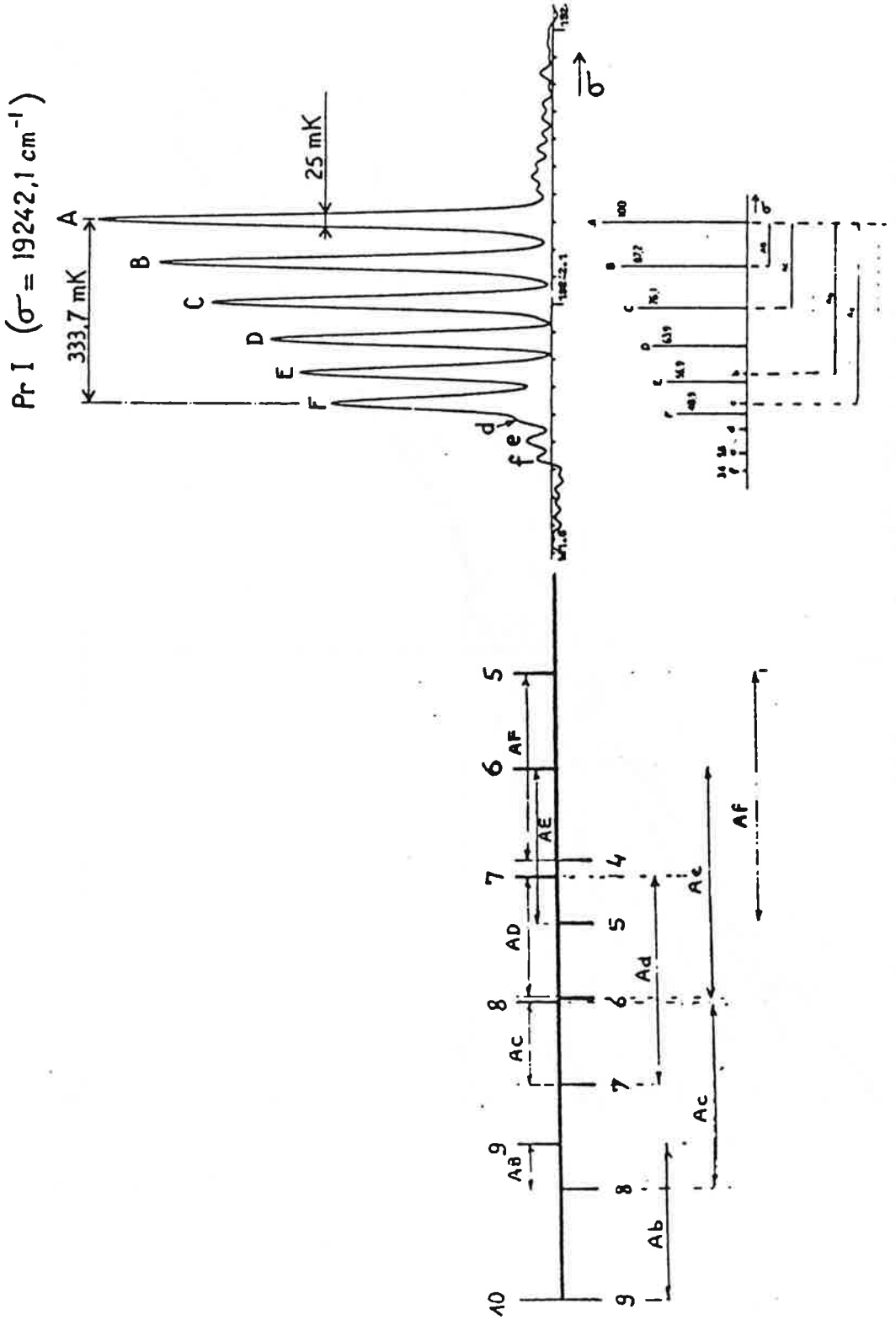


Figure 1bis



Relations entre les énergies des sous niveaux de s_{hf} et les positions des composantes de s_{hf} .

Exemple: transition $2846_{3/2} - 22088_{5/2}$ à $19242,1 \text{ cm}^{-1}$

Figure 2

Transitions $\Delta J = 1$. Position des composantes de sbf en fonction du rapport A'/A .

(Les transitions telles que $\Delta F = -\Delta J$, très peu intenses, ne sont pas représentées).

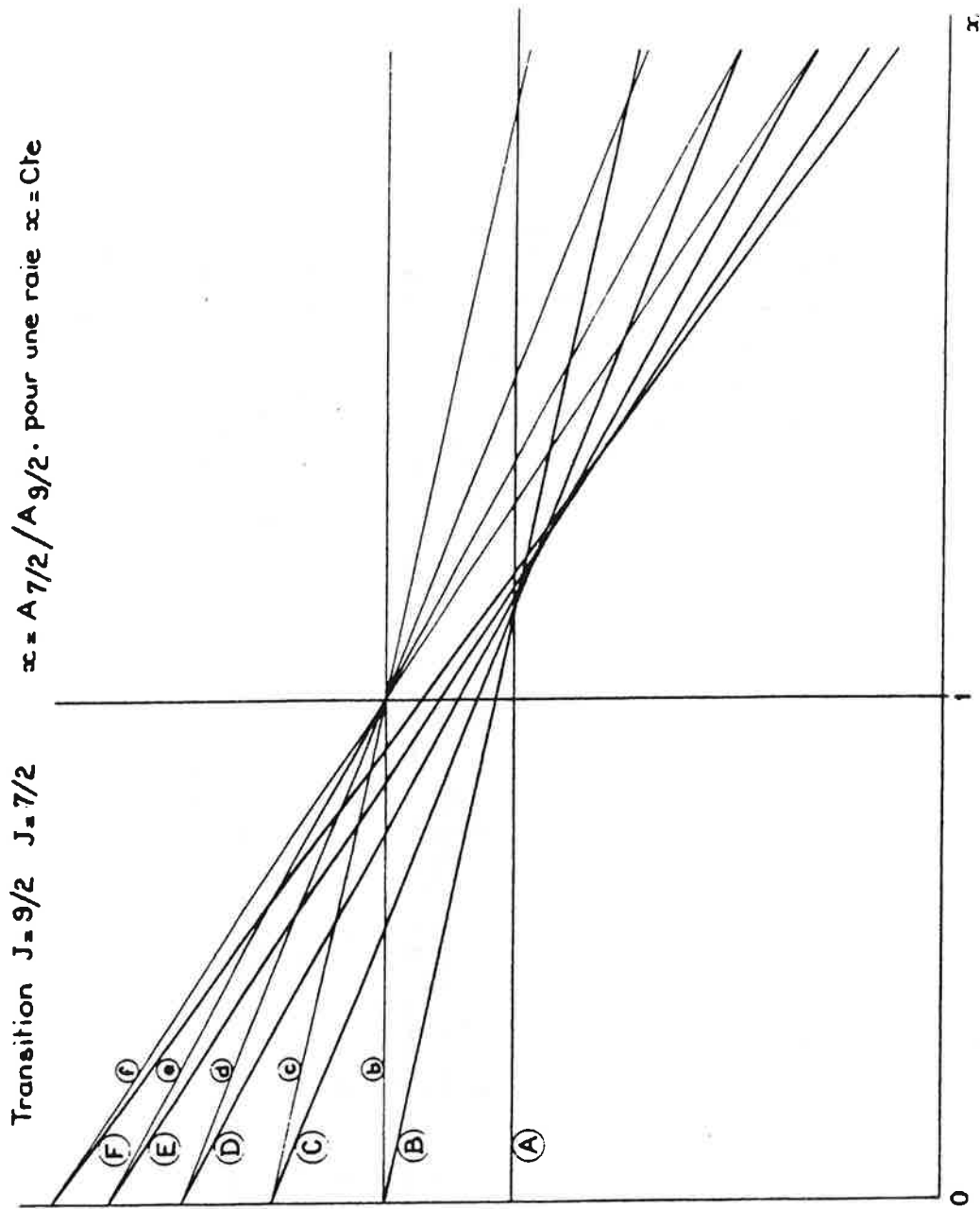


Figure 3

Transitions $\Delta J = 0$. Position des composantes de sbf en fonction du rapport A'/A .

Transition $J=1/2$ $J=1/2$ $x = A_{1/2} / A_{1/2}$ - pour une raie $x = Cte$

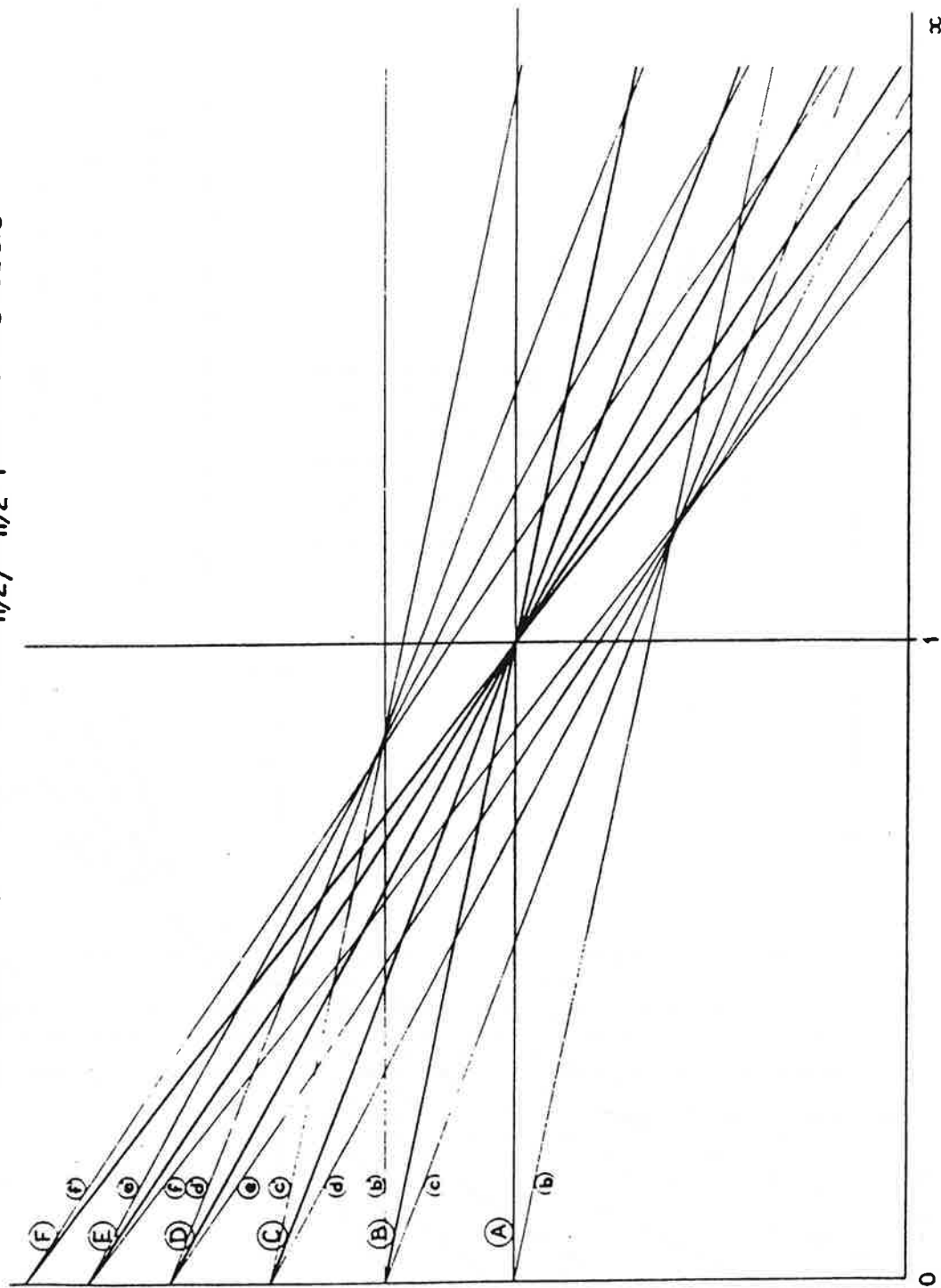
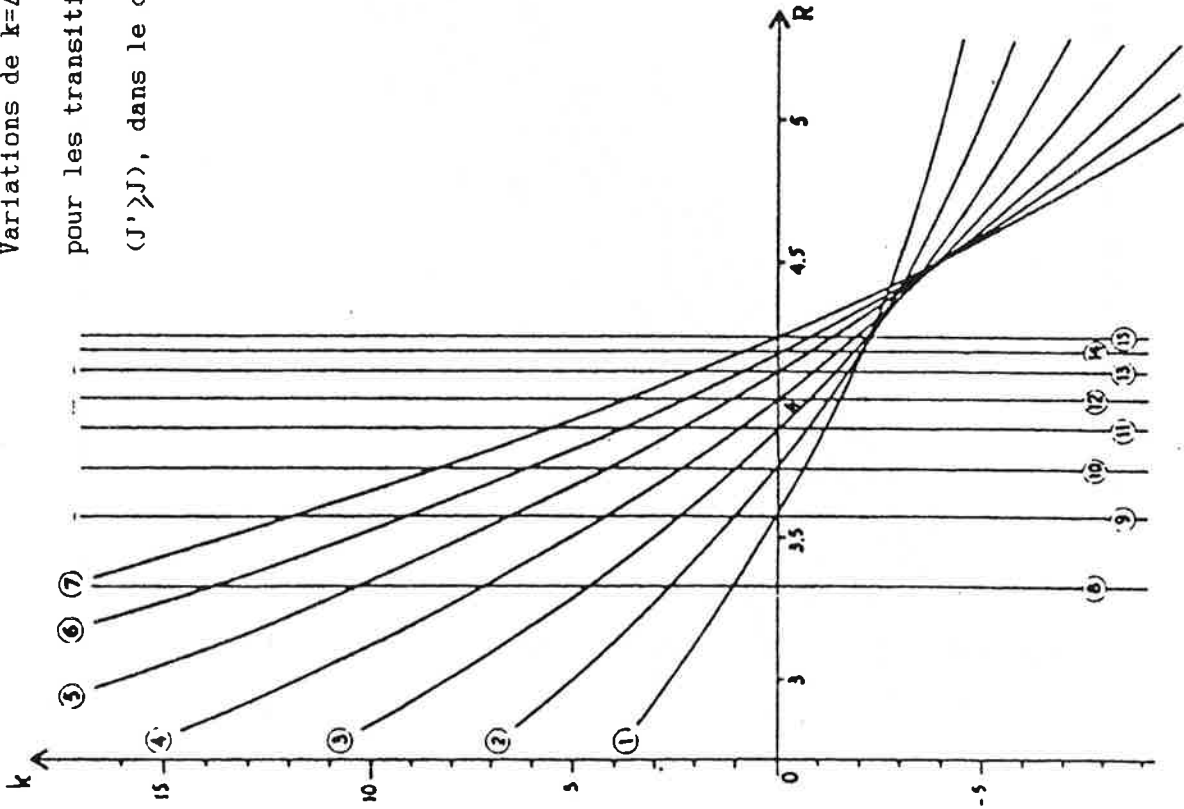


Figure 4

Variations de $k = \Delta W_{\alpha J} / \Delta \sigma_{1\epsilon}$ en fonction de $R = \Delta \sigma_{1\epsilon} / \Delta \sigma_{12}$

pour les transitions entre niveaux de nombres quantiques J et J' ($J' > J$), dans le cas où J correspond au niveau supérieur.

- 1 $J = 7/2 - J' = 9/2$
- 2 $J = 9/2 - J' = 11/2$
- 3 $J = 11/2 - J' = 13/2$
- 4 $J = 13/2 - J' = 15/2$
- 5 $J = 15/2 - J' = 17/2$
- 6 $J = 17/2 - J' = 19/2$
- 7 $J = 19/2 - J' = 21/2$
- 8 $J = J' = 7/2$
- 9 $J = J' = 9/2$
- 10 $J = J' = 11/2$
- 11 $J = J' = 13/2$
- 12 $J = J' = 15/2$
- 13 $J = J' = 17/2$
- 14 $J = J' = 19/2$
- 15 $J = J' = 21/2$



$\Delta W_{\alpha J}$: écart entre 1^{er} et 6^{es} sous-niveaux

du niveau α de nombre quantique J

$\Delta \sigma_{1\epsilon}$: différence entre les nombres d'ondes des

1^{er} et 6^{es} composantes principales dans l'ordre des

intensités décroissantes

$\Delta \sigma_{12}$: différence entre les nombres d'ondes des

1^{er} et 2^{es} composantes

Table II_1

Table de correspondance entre les valeurs de $k=\Delta W_\alpha/\Delta\sigma_{16}$ et celles de $R=\Delta\sigma_{16}/\Delta\sigma_{12}$, pour les différentes transitions (J-J')

J et J' demi-entiers

		J		7/2	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2	19/2
		-J'	-9/2	-11/2	-13/2	-15/2	-17/2	-19/2	-21/2	
J=J'=5/2	3.00	2.85	3.544	6.316	9.842	14.123	19.158	24.947	31.491	
		2.90	3.241	5.862	9.207	13.276	18.069	23.586	29.828	
		2.95	2.949	5.424	8.593	12.458	17.017	22.271	28.220	
		3.00	2.667	5.000	8.000	11.667	16.000	21.000	26.667	
		3.05	2.393	4.590	7.426	10.902	15.016	19.770	25.164	
		3.10	2.129	4.194	6.871	10.161	14.065	18.581	23.710	
		3.15	1.873	3.810	6.333	9.444	13.143	17.429	22.302	
J=J'=7/2	3.333	3.20	1.625	3.438	5.812	8.750	12.250	16.312	20.937	
		3.25	1.385	3.077	5.308	8.077	11.385	15.231	19.615	
		3.30	1.152	2.727	4.818	7.424	10.545	14.182	18.333	
		3.35	.925	2.388	4.343	6.791	9.731	13.164	17.090	
		3.40	.706	2.059	3.882	6.176	8.941	12.176	15.882	
		3.45	.493	1.739	3.435	5.580	8.174	11.217	14.710	
		3.50	.286	1.429	3.000	5.000	7.429	10.286	13.571	
J=J'=9/2	3.571	3.55	.085	1.127	2.577	4.437	6.704	9.380	12.465	
		3.60	-.111	.833	2.167	3.889	6.000	8.500	11.389	
		3.65	-.301	.548	1.767	3.356	5.315	7.644	10.342	
		3.70	-.486	.270	1.378	2.838	4.649	6.811	9.324	
J=J'=11/2	3.75	3.75	-.667	.000	1.000	2.333	4.000	6.000	8.333	
		3.80	-.842	-.263	.632	1.842	3.368	5.211	7.368	
		3.85	-1.013	-.519	.273	1.364	2.753	4.442	6.429	
J=J'=13/2	3.889	3.90	-1.179	-.769	-.077	.897	2.154	3.692	5.513	
		3.95	-1.342	-1.013	-.418	.443	1.570	2.962	4.620	
		4.00	-1.500	-1.250	-.750	.000	1.000	2.250	3.750	
J=J'=15/2	4.000	4.05	-1.654	-1.481	-1.074	-.432	.444	1.556	2.901	
		4.10	-1.805	-1.707	-1.390	-.854	-.098	.878	2.073	
J=J'=17/2	4.091	4.15	-1.952	-1.928	-1.699	-1.265	-.627	.217	1.265	
		4.20	-2.095	-2.143	-2.000	-1.667	-1.143	-.429	.476	
J=J'=19/2	4.231	4.25	-2.235	-2.353	-2.294	-2.059	-1.647	-1.059	-.294	
		4.30	-2.372	-2.558	-2.581	-2.442	-2.140	-1.674	-1.047	
		4.35	-2.506	-2.759	-2.862	-2.816	-2.621	-2.276	-1.782	
		4.40	-2.636	-2.955	-3.136	-3.182	-3.091	-2.864	-2.500	
		4.45	-2.764	-3.146	-3.404	-3.539	-3.551	-3.438	-3.202	
		4.50	-2.889	-3.333	-3.667	-3.889	-4.000	-4.000	-3.889	
		4.55	-3.011	-3.516	-3.923	-4.231	-4.440	-4.549	-4.560	
		4.60	-3.130	-3.696	-4.174	-4.565	-4.870	-5.087	-5.217	
		4.65	-3.247	-3.871	-4.419	-4.892	-5.290	-5.613	-5.860	

Table II-2

Table de correspondance entre les valeurs de $k=\Delta W_{\alpha}/\Delta\sigma_{1\epsilon}$ et celles de $R=\Delta\sigma_{1\epsilon}/\Delta\sigma_{1\zeta}$, pour les différentes transitions (J-J')

J et J' entiers

R	J-J'	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10
	2.85	2.441	4.836	7.985	11.888	16.546	21.958	28.125
	2.90	2.203	4.461	7.444	11.151	15.582	20.737	26.616
	2.95	1.972	4.100	6.922	10.439	14.650	19.557	25.159
	3.00	1.750	3.750	6.417	9.750	13.750	18.417	23.750
	3.05	1.535	3.412	5.928	9.084	12.879	17.314	22.387
	3.10	1.327	3.085	5.456	8.440	12.036	16.246	21.069
J=J'=3	3.182	1.125	2.768	4.998	7.815	11.220	15.212	19.792
	3.20	.930	2.461	4.555	7.211	10.430	14.211	18.555
	3.25	.740	2.163	4.125	6.625	9.663	13.240	17.356
	3.30	.557	1.875	3.708	6.057	8.920	12.299	16.193
	3.35	.379	1.595	3.304	5.506	8.200	11.386	15.065
	3.40	.206	1.324	2.912	4.971	7.500	10.500	13.971
J=J'=4	3.462	.038	1.060	2.531	4.451	6.821	9.639	12.908
	3.50	-.125	.804	2.161	3.946	6.161	8.804	11.875
	3.55	-.283	.555	1.801	3.456	5.519	7.991	10.871
	3.60	-.437	.313	1.451	2.979	4.896	7.201	9.896
J=J'=5	3.667	-.587	.077	1.111	2.515	4.289	6.433	8.947
	3.70	-.733	-.152	.780	2.064	3.699	5.686	8.024
	3.75	-.875	-.375	.458	1.625	3.125	4.958	7.125
J=J'=6	3.824	-1.013	-.592	.145	1.197	2.566	4.250	6.250
	3.85	-1.148	-.804	-.161	.781	2.021	3.560	5.398
	3.90	-1.279	-1.010	-.458	.375	1.490	2.888	4.567
J=J'=7	3.947	-1.407	-1.210	-.748	-.021	.973	2.233	3.758
	4.00	-1.531	-1.406	-1.031	-.406	.469	1.594	2.969
J=J'=8	4.048	-1.653	-1.597	-1.307	-.782	-.023	.971	2.199
	4.10	-1.771	-1.784	-1.576	-1.149	-.503	.363	1.448
J=J'=9	4.13	-1.887	-1.965	-1.839	-1.508	-.971	-.230	.715
J=J'=10	4.20	-2.000	-2.143	-2.095	-1.857	-1.429	-.810	.000
	4.25	-2.110	-2.316	-2.346	-2.199	-1.875	-1.375	-.699
	4.30	-2.218	-2.485	-2.590	-2.532	-2.311	-1.927	-1.381
	4.35	-2.323	-2.651	-2.829	-2.858	-2.737	-2.467	-2.047
	4.40	-2.426	-2.812	-3.063	-3.176	-3.153	-2.994	-2.699
	4.45	-2.527	-2.971	-3.291	-3.487	-3.560	-3.510	-3.336
	4.50	-2.625	-3.125	-3.514	-3.792	-3.958	-4.014	-3.958
	4.55	-2.721	-3.276	-3.732	-4.089	-4.348	-4.507	-4.567
	4.60	-2.815	-3.424	-3.946	-4.380	-4.728	-4.989	-5.163
	4.65	-2.907	-3.569	-4.155	-4.665	-5.101	-5.461	-5.746

la largeur totale de la raie étudiée (voir table II)et sont d'une utilisation plus commode.

L'utilisation du rapport R permet de caractériser efficacement la shf d'une raie par seulement deux données, en ce qui concerne les positions des composantes; cela m'a conduit à abandonner la première méthode, qui demande une étude plus complexe.

4. Convention sur les nombres d'ondes et énergies

La convention usuelle qui rapporte les énergies des sous-niveaux et les positions des composantes de shf au centre de gravité des niveaux et des raies ne permet pas d'utiliser la précision expérimentale avec laquelle sont mesurables les positions des composantes des raies. En effet, la détermination expérimentale du centre de gravité d'une raie est une opération complexe, qu'il n'est pas envisageable de faire systématiquement, et la troisième composante (pour $I = 5/2$) n'est, pour la plupart des structures résolues, qu'une mauvaise approximation, l'erreur pouvant excéder $0,05 \text{ cm}^{-1}$, dans le cas du praséodyme.

Pour les niveaux la position du centre de gravité n'est pas non plus évidente à déterminer exactement, bien que le troisième sous-niveau en soit une approximation.

Convention

On définit l'énergie E_{α} d'un niveau α comme l'énergie du troisième sous-niveau (dans l'ordre des F décroissants), et le nombre d'ondes d'une raie ν comme celui de la troisième composante principale (dans l'ordre des intensités décroissantes).

Avec cette convention, le principe de combinaison s'applique exactement puisque la transition dont on utilise le nombre d'ondes est celle entre les sous-niveaux dont on utilise l'énergie.

On a donc, exactement, $\sigma = E_{\alpha_2} - E_{\alpha_1}$.

Le seul inconvénient concerne les niveaux d'énergie, dont l'énergie n'est pas définie de façon classique, ce qui peut amener des différences avec des déterminations antérieures. D'autre part la présente définition n'est pas compatible avec les calculs de structure fine, mais pour l'instant les écarts introduits sont négligeables.

C Effet Zeeman

On applique un champ magnétique \vec{B} à un atome, en l'absence de shf. En traitant en perturbation l'hamiltonien correspondant à l'interaction entre le champ \vec{B} et le cortège électronique, on obtient l'énergie magnétique, pour un niveau α , sous la forme $E_{\alpha M} = g_{\alpha} B M_J$, M_J étant le nombre quantique correspondant à la projection du moment angulaire total J . Ainsi le niveau se décompose en $2J+1$ sous-niveaux Zeeman équidistants, dont l'écart est proportionnel à B , le facteur de proportionnalité caractéristique du niveau étant le facteur de Landé g_{α} .

1. Effet Zeeman des niveaux affectés d'une structure hyperfine

Lorsqu'un niveau possède une shf, il se décompose en $2F + 1$ sous-niveaux Zeeman de shf caractérisés par le nombre quantique m_F correspondant à la projection du moment angulaire total $F = I + J$. Les énergies des sous-niveaux sont fonction de g et des constantes de shf; un exemple de calcul est donné par G. Smith [12].

La structure d'un tel niveau est intermédiaire entre - celle qu'on observerait pour des valeurs du champ magnétique B suffisamment fortes pour que la structure hyperfine soit tout à fait

négligeable devant les énergies qui seraient calculées pour $2J + 1$ sous-niveaux Zeeman de m_J différents, ces écarts étant proportionnels à B et à la valeur du facteur de Landé g_J du niveau,

- celle de structure hyperfine ($B = 0$, $2I + 1$ sous-niveaux caractérisés par F).

On peut aussi se représenter que chaque sous-niveau hyperfin, caractérisé par un nombre quantique F , se décompose en $2F+1$ états Zeeman, et qu'il y a mélange entre les états de même nombre quantique m_F .

2. Structure Zeeman des raies

La structure Zeeman de shf d'une transition est la réunion de différentes composantes, qui correspondent soit à la règle de sélection $\Delta m_F = 0$, pour les composantes π de polarisation parallèle au champ magnétique \vec{B} appliqué à la source, soit à $\Delta m_F = \pm 1$, pour les composantes σ de polarisations circulaires autour de \vec{B} . Les spectrogrammes Zeeman photographiés à Argonne National Laboratory comportent, sur trois zones séparées, le spectre sans champ, le spectre des composantes π , et le spectre des composantes σ .

Lorsque les shf des niveaux impliqués dans une raie sont très voisines, les composantes principales ($\Delta F = \Delta J$) de la raie en champ nul sont quasiment confondues; la structure des niveaux n'est observable que par les composantes correspondant à $\Delta F = \Delta J \pm 1$, de plus faible intensité.

Les structures d'effet Zeeman de shf de telles raies sont alors, en négligeant les composantes de faible intensité, comparables à celles de raies simples, et leur étude fournit des renseignements analogues à ceux qu'on obtient pour les raies où la shf est absente. La figure 5

rappelle quels sont les différents types de structure, les grandeurs f , e , et $2Je$ que l'on mesure habituellement sur de telles structures, ainsi que les relations qui existent entre ces grandeurs et les valeurs de g des niveaux. [13]. Du fait des valeurs des coefficients numériques intervenant dans les formules donnant les énergies des sous-niveaux Zeeman, les grandeurs doivent être mesurées dans une unité correspondant à un cm^{-1} pour un champ magnétique B_0 de 2,4T. (unité Lorentz)

Pour des spectrogrammes réalisés avec des valeurs de B voisines de B_0 , les structures Zeeman observées dans le cas du praséodyme sont souvent de largeurs comparables à celles des shf, si bien que l'étude de l'effet Zeeman n'est pas simple. On observe plusieurs types de déformation par rapport à l'effet Zeeman sans shf. Une étude exhaustive, fournissant des exemples numériques des divers cas qui se présentent selon les valeurs des J , des g , et des largeurs de shf des niveaux, permettrait sans doute de savoir reconnaître divers types de transitions et d'obtenir des renseignements sur les niveaux comme cela se fait pour la shf.

Lorsque les structures des raies sont relativement étroites, on remarque que les structures Zeeman sont semblables à celles de raies simples; la shf peut être observée comme un élargissement des composantes, qui diminue la résolution des structures, mais conserve les relations précédentes, mais les structures Zeeman non résolues apparaissent souvent comme peu perturbées, même lorsque les shf sont relativement larges.

Lorsque les écarts de shf et les écarts Zeeman sont du même ordre, les structures Zeeman peuvent être complexes au point qu'aucun des

Figure 5 Les quatre types de structure Zeeman
 Définition des grandeurs caractérisant une structure Zeeman

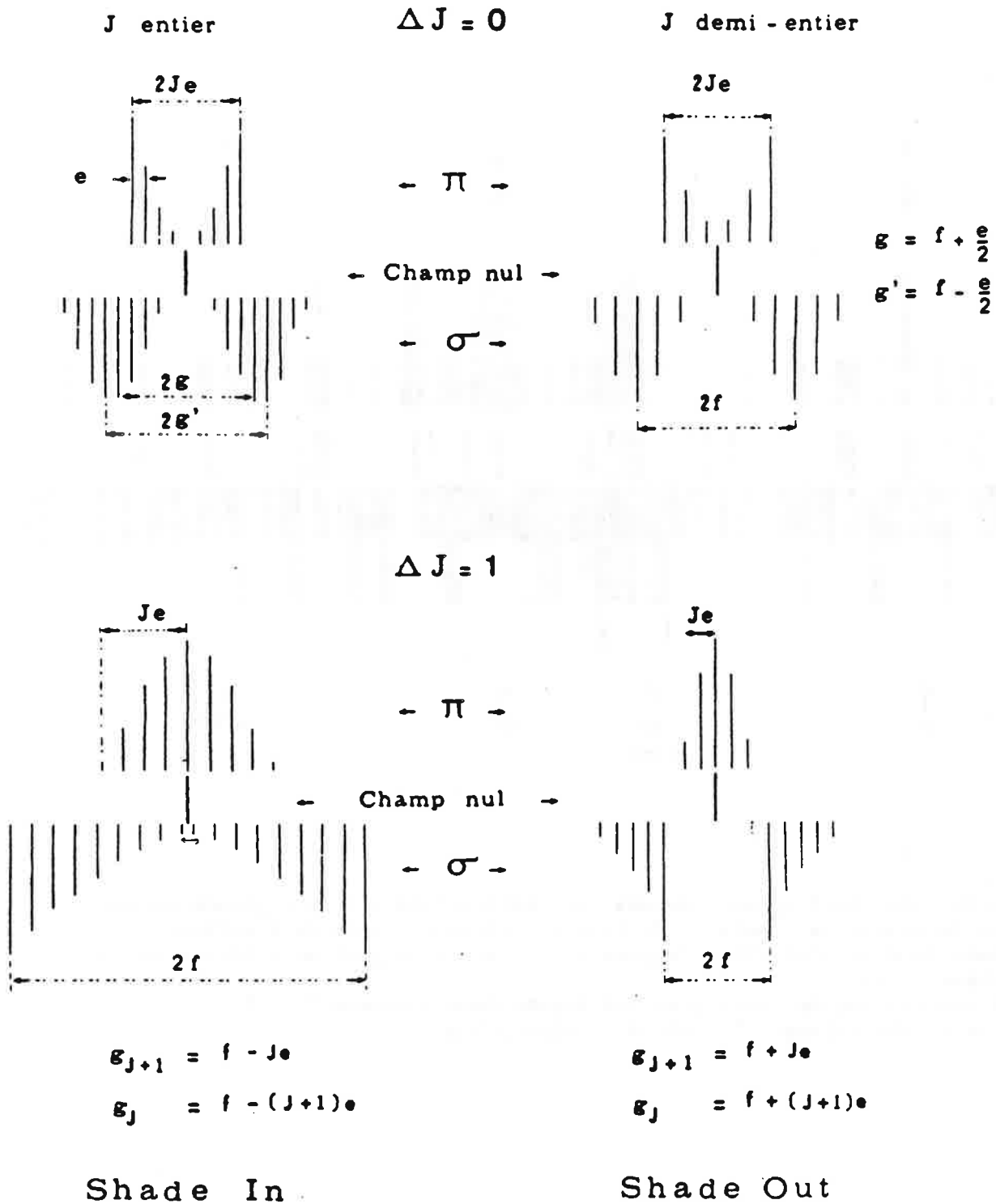
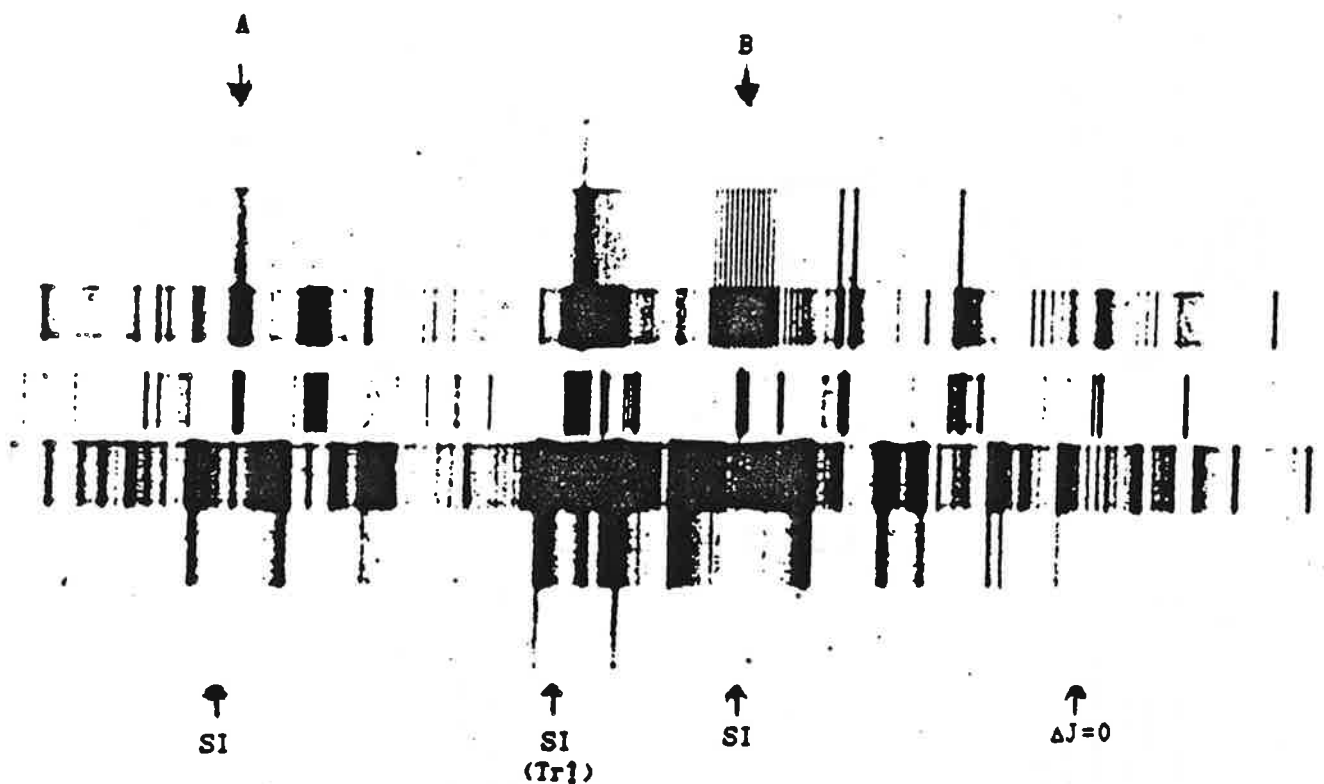


Figure 6 Exemple de spectrogramme Zeeman



Exemple de spectrogramme Zeeman. La reproduction perd une grande partie des informations, mais on distingue différents types de structures: Shade In donc $\Delta J=1$ (SI), Triplet (Tr), $\Delta J=0$ (on peut même déterminer la valeur $J=6$).

La description de cette zone est donnée dans l'annexe F, p.9

raie A: 15873.65cm^{-1} raie B : 15858.50cm^{-1}

types de transitions ne soit reconnaissable. L'espacement entre composantes résolues, même s'il reste presque constant sur une même structure, ne représente plus alors l'écart des g , et le nombre de composantes n'est plus rattaché à J . Il arrive cependant aussi qu'il soit possible de reconnaître la forme simple d'un triplet, au milieu d'autres composantes de moindres intensités, et il semble que l'écart $2f$ entre les composantes ν soit peu perturbé par la shf.

Des exemples sont visibles sur la figure 6.

Historique des études spectroscopiques concernant le praséodyme ou des atomes voisins

1. Etude du spectre et classification

Les premières mesures publiées datent de 1928: les mesures du spectre d'absorption réalisées par A.S.King [14], à l'aide d'un four lui permettant d'obtenir des températures variables, fournissaient une classification des raies correspondant à la température d'apparition de l'absorption. Cette classification permet de savoir si une raie fait partie du spectre I ou du spectre II, et, de plus, informe sur la hauteur probable du niveau inférieur de la transition.

Le spectre visible de PrII comporte des raies très fortes dont les structures, d'allure caractéristique avec 6 composantes principales rangées par intensités croissantes ou décroissantes, peuvent dépasser 1cm^{-1} . Les premières mesures de ces structures (portant sur 173 raies), effectuées par H.E.White [11], avaient pour objet l'étude du phénomène shf et lui avaient permis, en 1929, de confirmer la notion de spin nucléaire et de déterminer celui du praséodyme $I = 5/2$.

En 1941, pour compléter les mesures antérieures qui n'étaient pas suffisantes pour obtenir un début de classification (à cause de l'imprécision des mesures de longueurs d'onde dues à une résolution trop faible), N.Rosen, G.R.Harrison et J.R.Mc Wally [15] ont mesuré dans le visible de nombreuses structures Zeeman de fortes raies appartenant à PrII; cela leur a permis de déterminer 24 niveaux impairs les plus bas et 48 niveaux pairs situés entre 21676 et 30018 cm^{-1} , pour l'ion Pr^+ . Les mesures d'effet Zeeman étaient le point de départ de la classification, dont les mesures de shf donnaient confirmation. Simultanément Schuurmanns donnait aussi un début de classification [16].

En 1953, utilisant une méthode de résonance magnétique sur jet atomique, H. Lew [17] a mesuré les deux premiers écarts de shf du niveau fondamental de PrI, qu'il a identifié comme $4f^3 6s^2 \ ^4I_{9/2}$. Par ailleurs les premières études interférométriques, permettant d'observer des composantes non principales de structure hyperfine, étaient réalisées pour quelques raies du praséodyme par K. Murakawa et S. Suwa [10, 18, 19], avec malheureusement des erreurs d'interprétation.

A la fin des années 1960, une étude à haute résolution effectuée au National Bureau of Standards par R. Zalubas et B. R. Borchardt, a commencé à fournir une quantité très importante de valeurs expérimentales et un début de classification du spectre de PrI, concernant essentiellement des transitions entre les 3 niveaux impairs les plus bas ($4f^3 6s^2 \ ^4I_{9/2}, 11/2, 13/2$) et des niveaux pairs vers 20000cm^{-1} [20].

C'est alors que j'ai effectué un travail tant expérimental que théorique, sous la direction de S. Gerstenkorn, concernant la structure hyperfine du praséodyme. L'étude expérimentale comportait la réalisation d'enregistrements photométriques à haute résolution de la lumière émise par une cathode creuse (raies de PrI) à l'aide d'un appareil dérivé de l'étalon de Fabry-Perot (HYPERAC et GACOM), et une étude des structures enregistrées, en vue de leur exploitation comme aide à la classification.

Au début des années 1970, la construction au Laboratoire A. Cotton d'un spectromètre par transformation de Fourier à haute résolution sur un large domaine spectral dans l'infrarouge, décrit par J. Connes et coll. [21], a été un progrès considérable. Grâce à cet appareil, J. Vergès a enregistré des spectres du praséodyme dans l'infrarouge entre 4000 et 14000cm^{-1} qui élargissent le domaine décrit jusque-là et permettent

d'observer des transitions particulièrement utiles pour la classification.

Enfin, P. Camus, en séjour à Argonne National Laboratory, a réalisé des spectrogrammes Zeeman, dans la région $8000 - 28000\text{cm}^{-1}$ sur le spectrographe à réseau Paschen-Runge.

Grâce à ce matériel expérimental très riche, R. Zalubas et B. R. Borchardt, au NBS, et J. Blaise et coll., au Laboratoire Aimé Cotton, ont obtenu de rapides progrès dans la classification des spectres I et II [22]. Le nombre de niveaux connus avait atteint, dans PrI, 89 pour les niveaux impairs et 224 pour les niveaux pairs, et dans PrII, 60 pour les niveaux impairs, et 130 pour les niveaux pairs, et l'interprétation des configurations impaires de PrII était amorcée par J. F. Wyart [23].

C'est en partant de ces résultats que j'ai commencé l'étude qui est décrite dans le présent mémoire.

L'état des connaissances sur les spectres I et II du praséodyme a été décrit dans deux monographies du National Bureau of Standards, Spectral Lines Intensities [24] (1975) et Atomic Energy Levels [25] (1978), et d'autre part dans Gmelin Handbuch [26] (1976), et les premiers résultats que j'ai obtenus y ont été inclus.

La description expérimentale du spectre a par la suite été encore étendue.

A partir de 1975, P. Luc a produit des spectres avec un spectromètre par transformation de Fourier fonctionnant au dessus de 12000cm^{-1} [27]. Le domaine étudié a été étendu progressivement vers l'ultraviolet, jusqu'à plus de 31000cm^{-1} .

Aux environs de 1979, W. J. Childs et L. S. Goodman ont effectué des mesures à très haute résolution dans une expérience de résonance

magnétique sur jet atomique excité par laser accordable, en particulier dans le cas du praséodyme [8]. Les méthodes utilisées permettent des études très ponctuelles mais extrêmement précises; elles ont profité des données concernant les niveaux et les raies classées ou non, disponibles au Laboratoire Aimé Cotton, et dont l'établissement avait nécessité une connaissance de l'ensemble du spectre.

La méthode d'étude préliminaire qu'ils ont utilisée (fluorescence d'un jet atomique sous l'effet de la lumière d'un laser accordable), donne une description extrêmement précise, sans comparaison avec celle obtenue par les meilleurs spectres TF, réalisable pour les raies suffisamment fortes situées dans le domaine accessible, si celles-ci impliquent un niveau d'énergie suffisamment bas. Malheureusement, le nombre de raies étudiées est resté fort restreint, sans doute à cause de la complexité de l'expérience.

Pour PrII, vers lequel j'ai ensuite déplacé mon centre d'intérêt, de telles études n'ont pas encore été réalisées.

Plus récemment, la méthode de détection optogalvanique a été appliquée au praséodyme, (PrI et PrII) par G.N.Rao et coll. [28]. Cette méthode n'élimine pas encore l'effet Doppler, mais permet d'étudier l'un ou l'autre spectre.

Aucune description détaillée des raies d'émission, de leurs structures (shf et effet Zeeman) et de leur classification n'étant publiée jusqu'alors, la demande des expérimentateurs m'a convaincue de l'intérêt qu'il y avait à publier des données aussi riches que possible, qui mettent en évidence toutes les possibilités d'études.

L'annexe F est constituée par la liste des raies situées entre 15620cm^{-1} et 17851cm^{-1} , que j'ai constituée à cette occasion.

J'ai, par la suite, mis à jour une description des fortes raies classées dans le spectre de PrII, qui est incluse dans les annexes B et D.

2. Prédiction des positions des niveaux d'énergie par des méthodes non spectroscopiques

En 1971, alors que la connaissance des spectres permettait à W.C.Martin de tirer des prédictions pour les écarts entre configurations [29], L.Brewer [30] a prédit les énergies des premiers niveaux pour les configurations des lanthanides et actinides à partir de propriétés physico-chimiques.

3. Etudes paramétriques

L'interprétation paramétrique des niveaux d'énergie des atomes de la série des terres rares, d'abord limitée aux cas les plus simples, a été étendue à des cas complexes grâce aux méthodes de calcul de G.Racah [31], et aux progrès informatiques, en particulier grâce à la chaîne de programmes mise au point au Laboratoire A.Cotton à partir de 1965 [32].

En 1969, alors qu'avait été réalisée l'interprétation des niveaux des configurations $4f^4 6s^2$ et $4f^3 5d 6s^2$ du néodyme (NdI) par J.F.Vyart dans sa thèse de 3^e cycle [33], j'avais effectué le calcul des configurations $4f^3 6s^2$ et $4f^2 5d 6s^2$, prévues comme les plus basses de PrI, en y ajoutant une étude de shf, pour donner des prédictions, en particulier pour les niveaux pairs dont aucun n'était connu [34].

En 1973, grâce aux niveaux nouvellement trouvés, l'étude des configurations $4f^3 (5d+6s)$ de PrII était placée dans le cadre plus général de l'étude de la structure fine des configurations $4f^n (5d+6s)$ par J.F.Vyart et coll. [23].

Pour PrI, l'étude de la configuration $4f^2 5d 6s$, qui est la plus basse d'un système très complexe, pouvait se déduire de celle qui avait été réalisée pour le néodyme NdII dès 1972 et publiée plus tard [35].

C'est alors que j'ai entrepris l'interprétation des structures fines et hyperfines des configurations paires de PrII, dont les premiers résultats sont publiés dans Atomic Energy Levels (A.E.L.) [25]

En 1974, J.F. Vyart et P. Camus [36] ont obtenu une interprétation des structures fines et hyperfines de l'holmium. Cette étude, qui est la première du type de celles qui m'occupent, est plus complexe du point de vue expérimental, car il fallait déterminer à la fois des constantes magnétiques et électriques de shf, sur des raies d'ailleurs bien résolues, mais concerne un système de niveaux où les interactions de configurations sont moins importantes.

En effet, le système de niveaux du Pr apparaît comme un des plus complexes parmi ceux des terres rares, du fait des dimensions des configurations et de leurs positions relatives.

Bien que nécessitant parfois des méthodes nouvelles, l'étude paramétrique du praséodyme est une continuation des études qui ont été faites à propos des autres terres rares, pour lesquelles le lecteur trouvera des références et une description dans Gmelin Handbuch (1976) [26], dans A.E.L. (1978) [25], et dans les articles de revue concernant soit la structure fine (J.F. Vyart [37], J.F. Vyart et C. Bauche-Arnoult [38]), soit la shf (C. Bauche-Arnoult et J. Bauche [39], V. Pfeufer [40]).

CHAPITRE IV

Description du matériel expérimental disponible

A Mesures en absorption

La classification de A.S.King [14] donne une répartition en 5 classes (notées de I à V), essentiellement pour des raies observées comme fortes en émission. Les classes étant liées à l'énergie du niveau inférieur, cela signale certains types de transitions.

Des mesures effectuées par R.Zalubas et M.Wilson [41], concernant même des raies faibles en émission, signalent que ces raies sont des transitions impliquant les niveaux les plus bas de PrI (essentiellement $4f^2 6s^2$).

B Spectres en émission

1. Mesures sur spectrogrammes obtenus avec un spectrographe à réseau

Au NBS, Zalubas et Borchardt ont produit des spectres sur le spectrographe à réseau plan de Czerny-Turner entre 8000cm^{-1} et 27920cm^{-1} et les ont mesurés [20]. Une description numérique de ces spectres, enregistrée sur bande magnétique, a été mise à la disposition du Laboratoire A.Cotton, fournissant une liste de plusieurs dizaines de milliers de pics d'intensité, caractérisés par la longueur d'onde (aussi traduite en nombre d'ondes en cm^{-1} , avec deux décimales). Les intensités correspondent soit à un, soit, entre 13000 et 27920 cm^{-1} , à deux types d'excitation. Des caractères signalent éventuellement les mélanges, décrivent les raies non résolues (raies simples ou larges, structures dégradées vers les grandes ou petites longueurs d'ondes) ou marquent les composantes de structure hyperfine reconnues comme telles dans le cas de raies résolues, et, entre 14550cm^{-1} et 25000cm^{-1} , indiquent éventuellement l'appartenance au spectre de l'ion (PrII).

La résolution varie le long du spectre: les raies peuvent être résolues (au moins trois composantes séparées) à partir d'une largeur totale de l'ordre de 200 mK ($1\text{mK} = 0.001 \text{ cm}^{-1}$) dans l'infrarouge, mais cette limite augmente dans le visible (environ 350mK) et dans l'ultraviolet, où même quelques raies très larges sont indiquées comme simples.

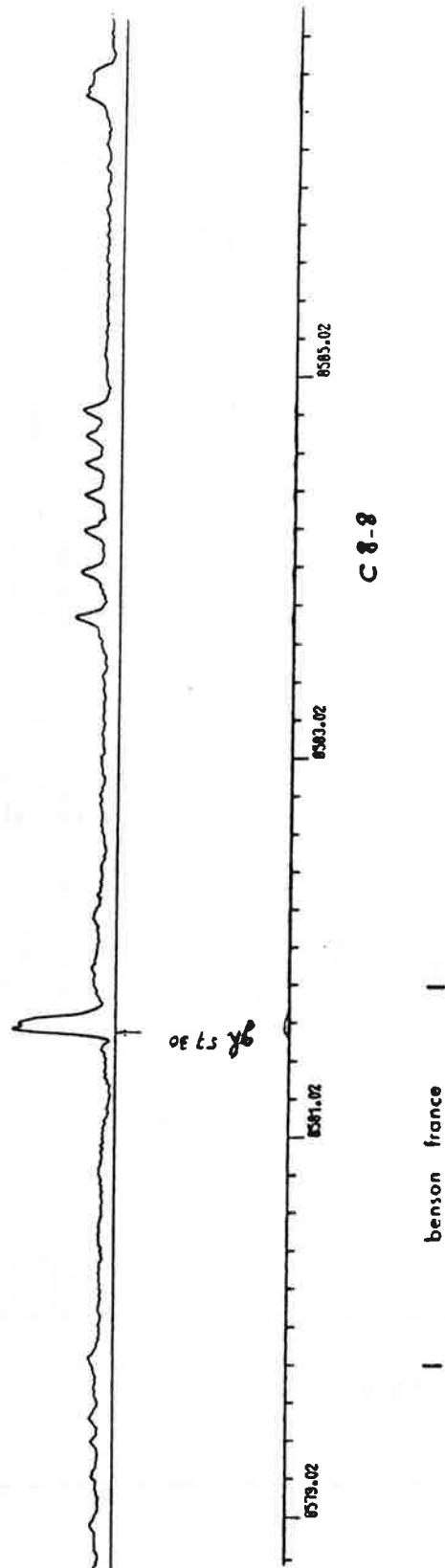
Les mesures d'intensité sont essentiellement notées sur une échelle de 1 à 300, avec une vingtaine de valeurs.

2. Enregistrements par transformée de Fourier

Un enregistrement TF fournit en une seule fois une très grande quantité d'informations aisément utilisables, concernant éventuellement plusieurs milliers de raies, avec une résolution analogue à celle des enregistrements obtenus avec des interféromètres de Fabry-Perot, et sans problèmes de recouvrement d'ordres. Comportant à la fois des tracés (intensité en fonction du nombre d'ondes) et des pointés (nombres d'ondes des pics d'intensité, intensités, éventuellement largeurs), ces enregistrements sont particulièrement intéressants pour l'étude de raies non entièrement résolues, et complètent très utilement la description obtenue d'après les spectres par réseau dans les régions où celle-ci existe.

Les premiers spectres, obtenus en 1972 par J. Vergès, couvrent l'infrarouge entre 4000 et 13000 cm^{-1} et utilisent comme source un tube à décharge sans électrodes contenant quelques mg d'iodure de praséodyme, excité en haute fréquence [22]. Ils comportent à la fois des raies de PrI et des raies de PrII, avec des densités variables selon les domaines

Figure 7 Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge



sur le tracé, une division mesure 1cm

Figure 8 Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge (voir le pointé correspondant en figure 9).

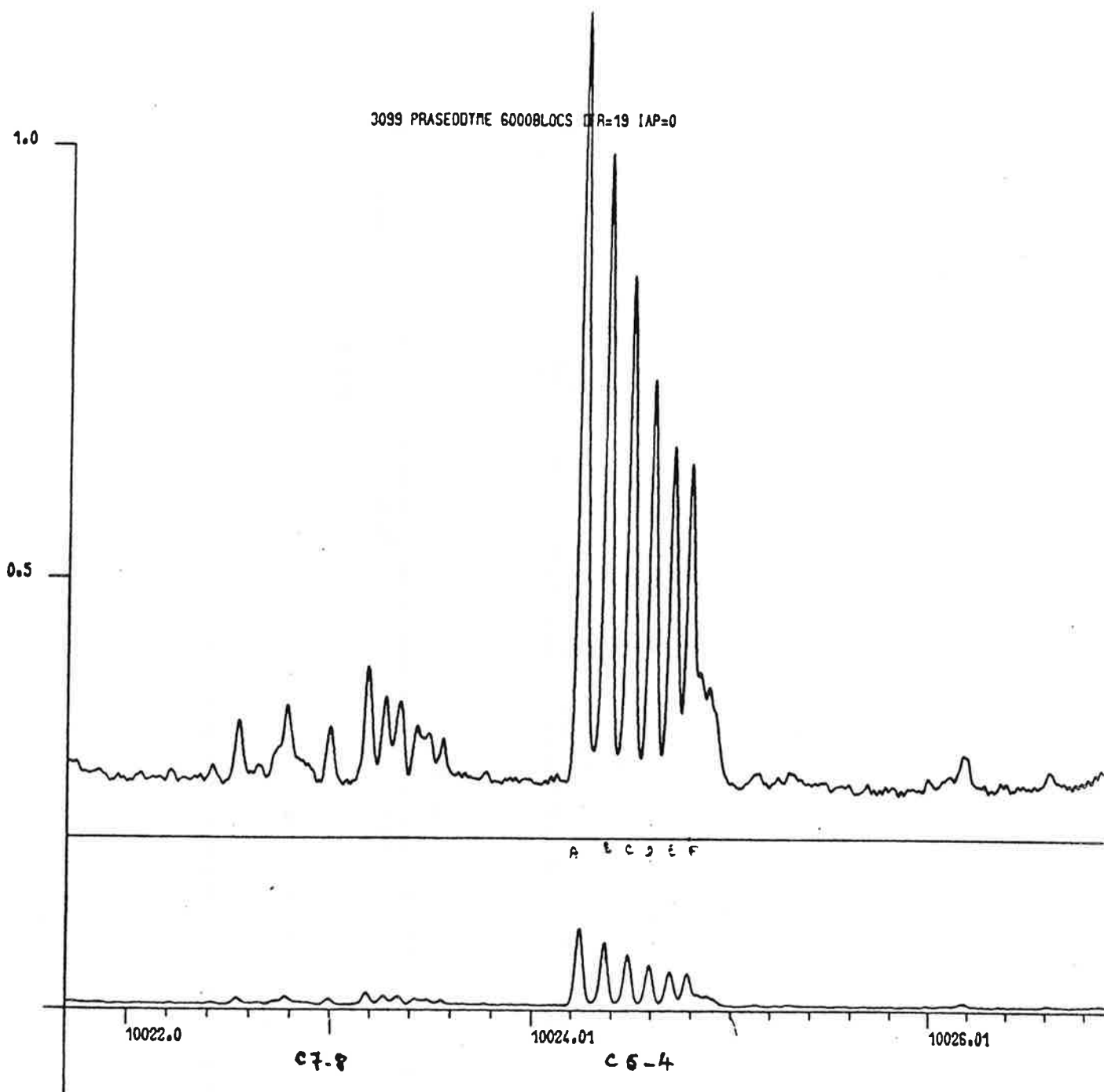
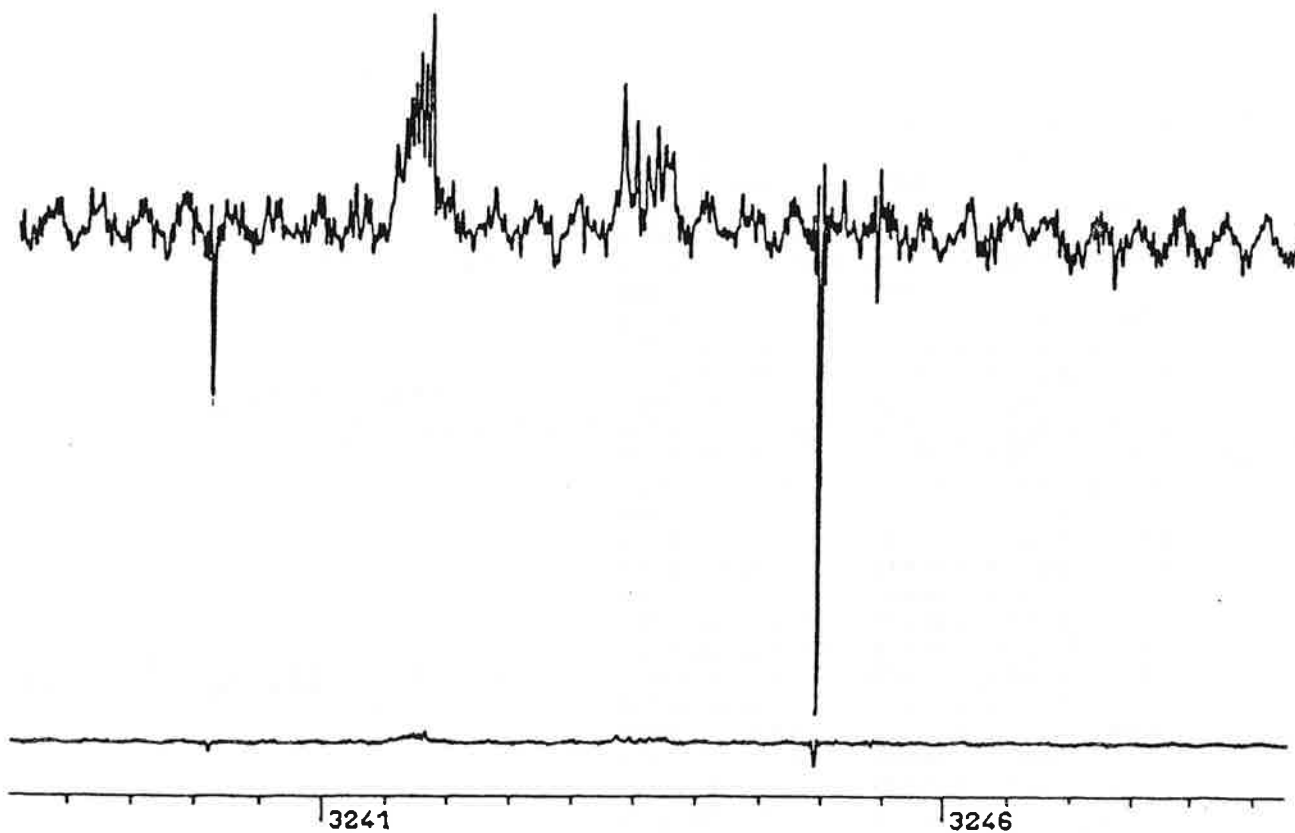


Figure 9 Exemple de pointé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge (voir le tracé correspondant en figure 8)

	1077.	10009.059600	0	77.-0.0003	
	1078.	10010.314756		40.-0.0004	
	1079.	10010.520801		33.-0.0007	
	1080.	10010.706398	-835	34. 0.0009	
	1081.	10017.867678	0	83.-0.0004	
10019.42	1082.	10018.582031	350	42.-0.0003	105355 - 205546
10019.84	1083.	10018.664878		54.-0.0006	
	1084.	10019.713056	-196	32. 0.0003	
	1085.	10021.278931		42.-0.0006	
	1086.	10022.537376		95. 0.0001	
	1087.	10022.773658		92. 0.0001	
	1088.	10022.988351	-938	96.-0.0001	213059% 11282% 29987 - 130218
Zacris	1089.	10023.175605		191. 0.0001	
	1090.	10023.263280		112. 0.0002	
	1091.	10023.334681		79.-0.0006	
	1092.	10023.423853		22. 0.0011	
	1093.	10023.475811		9.-0.0013	
	1094.	10023.546957		50.-0.0008	
	1095.	10024.232427		1365.-0.0001	
	1096.	10024.357478		1031.-0.0001	
	1097.	10024.475080	-543	843.-0.0001	4415 - 104665 SI on Te Fe 1.00
	1098.	10024.584899		006.-0.0000	
	1099.	10024.687366		469. 0.0003	
	1100.	10024.775442		454. 0.0002	
	1101.	10024.805778		1. 0.0000	
	1102.	10024.871602		11.-0.0008	
	1103.	10027.204533	0	237. 0.0005	22831,3% 12804,5%
	1104.	10027.616655		9. 0.0011	
	1105.	10027.664907		20.-0.0013	
	1106.	10028.739581		82.-0.0003	
	1107.	10028.850988		50.-0.0004	
	1108.	10028.943255	-	5.-0.0001	
gh	1109.	10029.040865	-	1.-0.0012	
	1110.	10029.193217		19.-0.0013	
	1111.	10029.273904		1.-0.0035	
	1112.	10029.384480		1. 0.0002	
	1113.	10030.863324		26.-0.0010	

Figure 10 Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge lointain, et pointé correspondant (sur le tracé, une division mesure 1cm).



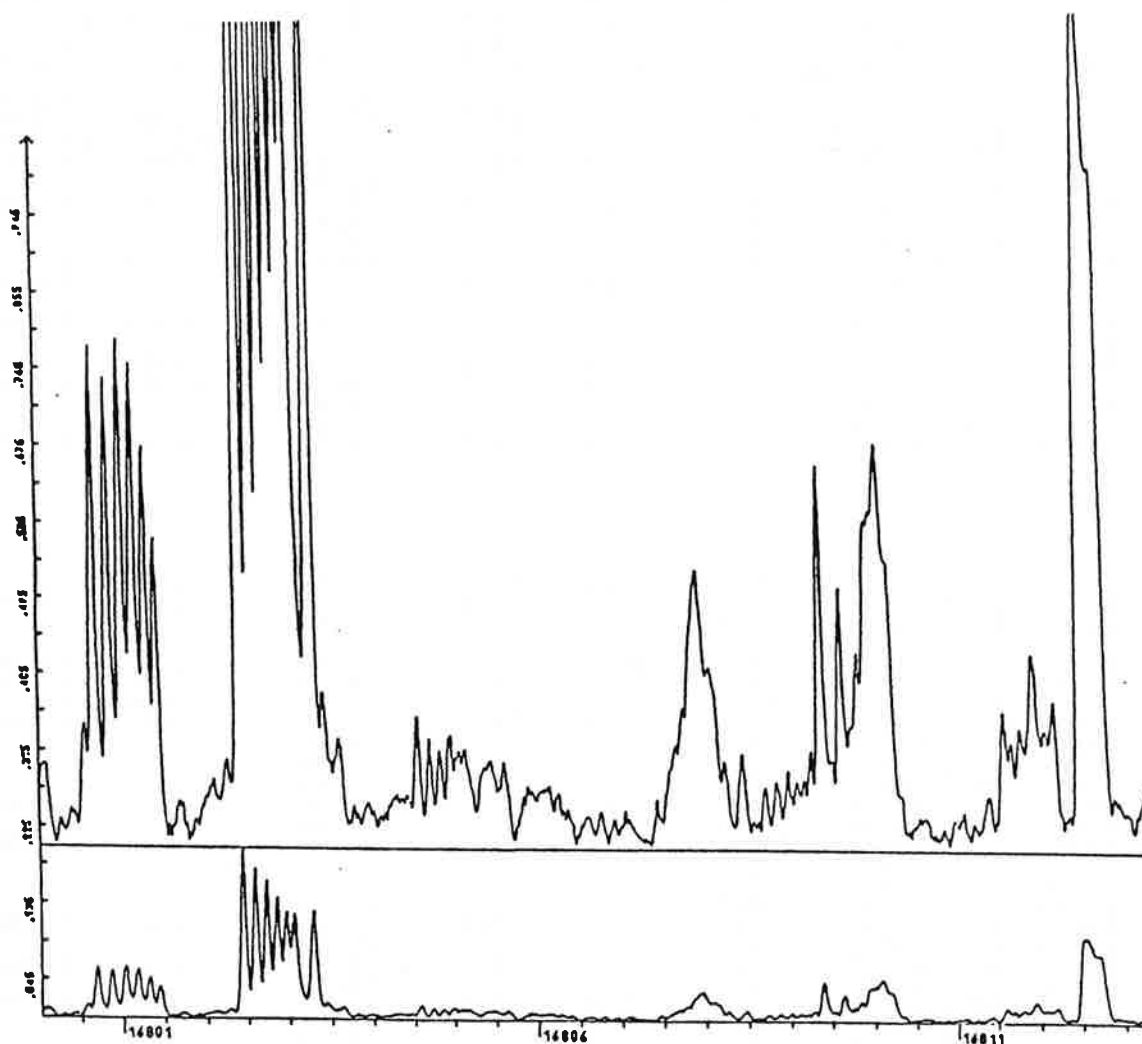
NUM. D ONDES (K)	ERR. (MK)	DEMI-LARGEURS A MI HAUTEUR (MK)		HAUT. *1000	SURF *1000
3240.065554	4.086			3.8	0.172
3240.154149	4.513			4.0	0.191
3241.5375697	10.503			2.9	0.199
3241.7251192	4.102			2.9	0.557
3241.813611	3.746			5.0	0.249
3243.3634927	4.885	24.354	25.246	3.8	0.197
3243.465222-	6.595	27.397	23.663	3.0	0.158
3243.560007	8.402	23.978	28.365	2.5	0.122
3243.7504884	12.694			2.4	0.150
3244.695482	1.523			11.7	0.559

on 270)?

0.403

Figure 11 Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans le visible, la source étant un tube sans électrodes (voir le pointé correspondant en figure 11bis).

(les classifications sont décrites dans l'annexe F)



[UNSON Creteil 899-10-90-191 320 282]

sur le tracé, une division mesure 10m

Figure 11bis Exemple de pointé correspondant à un enregistrement TF

dans le visible. (voir le tracé correspondant en figure 11)

CNRS - CENTRE INTER REGIONAL DE CALCUL ELECTRONIQUE - CIRCE - CNRS - CENTRE INTER REGIONAL DE CALCUL ELI

	NH.D ONCES (K)	ERR.(MK)	DEMI-LARGEURS A MI HAUTEUR (MK)		HAUT. *1000	SURF *1000	
14766	16800.0800	13.3	0.0	41.5	7.09	0.474	0.367
14767	16800.1329	13.9			3.30		
14768	16800.5680	8.1	39.4	0.0	11.61	0.926	0.878
14769	16800.6485	1.0	36.5	42.5	56.25	5.061	5.061
14770	16800.8686	1.2	37.8	44.0	52.63	4.680	4.680
14771	16801.0323	1.2	40.5	47.6	57.10	5.295	5.295
14772	16801.1300	1.3	47.1	45.6	54.31	5.194	5.194
14773	16801.3199	1.4	44.9	41.2	44.56	3.818	3.818
14774	16801.4408	1.6	40.7	39.6	33.84	2.747	2.747
14775	16802.0238	15.4	60.7	0.0	3.35	0.343	0.222
14776	16802.2093	10.4	55.6	0.0	7.72	0.685	0.787
14777	16802.4409	0.3	37.5	39.0	196.33	16.190	16.190
14778	16802.5914	0.3	37.3	40.0	173.64	14.317	14.317
14779	16802.7297	0.4	35.0	41.3	159.63	13.278	13.278
14780	16802.8535	0.4	42.6	47.2	140.31	11.608	11.608
14781	16802.9619	0.5	0.0	0.0	123.69	9.865	9.865
14782	16803.0586	0.5	0.0	47.7	120.66	14.854	12.157
14783	16803.2314	0.5	45.0	42.8	124.64	12.244	12.244
14784	16803.4416	3.6	0.0	62.1	15.53	0.971	1.325
14785	16803.4649	5.1			13.72		
14786	16803.5241	5.5	0.0	52.7	10.23	1.075	1.134
14787	16803.6459	7.2			9.32		
14788	16804.5462	38.8			8.34		
14789	16804.5795	4.3	44.9	36.6	12.82	1.068	1.068
14790	16804.7271	3.2	30.0	35.7	10.32	0.753	0.753
14791	16804.8524	4.8	31.5	47.2	9.05	0.644	0.729
14792	16804.9758	3.0			10.33		
14793	16804.9919	6.5	53.0	0.0	10.68	0.632	0.892
14794	16805.1613	7.3	0.0	73.8	9.15	1.375	1.019
14795	16805.2047	7.0			6.46		
14796	16805.3632	4.0			6.15		
14797	16805.3950	11.4	63.9	0.0	7.01	0.938	0.625
14798	16805.4635	25.9	0.0	0.0	7.79	1.062	0.860
14799	16805.6308	7.1	0.0	56.1	7.61	0.695	0.611
14800	16805.6727	12.6			4.84		
14801	16805.8673	4.5	25.3	0.0	3.56	0.223	0.174
14802	16806.0914	7.4	21.2	20.9	2.09	0.037	0.061
14803	16806.7847	11.4	20.6	24.0	1.79	0.005	0.012
14804	16807.4587	4.1	17.4	20.0	3.25	0.016	0.104
14805	16807.5311	3.9			4.21		
14806	16807.6276	3.4			6.92		
14807	16807.6717	15.5			8.94		
14808	16807.8911	9.4	66.3	0.0	9.77	1.827	1.146
14809	16807.7529	13.2			11.98		
14810	16807.7523	6.4	0.0	0.0	14.01	1.515	1.109
14811	16807.8812	3.3			24.13		
14812	16807.9291	3.1			29.12		
14813	16807.9568	4.1	130.0	0.0	30.62	4.609	5.775
14814	16807.9971	3.5			25.27		
14815	16809.0906	15.4	0.0	94.3	18.82	3.445	2.402
14816	16809.1404	5.3			16.36		
14817	16809.2576	5.3	0.0	50.6	7.90	0.780	0.647
14818	16809.2953	4.8			6.28		
14819	16809.4329	7.2			5.18		
14820	16809.4699	5.3	43.4	39.0	8.76	0.718	0.718
14821	16809.7126	9.9	32.0	33.5	4.74	0.308	0.308
14822	16809.8670	5.8	28.1	48.6	5.46	0.340	0.414
14823	16809.8940	5.1			4.26		
14824	16809.9026	3.0	27.2	0.0	6.72	0.348	0.405
14825	16809.9534	4.4	44.9	0.0	9.22	0.569	0.654
14826	16809.9972	1.3	36.9	42.7	43.05	3.375	3.922
14827	16810.0197	1.8	35.1	44.2	28.56	2.546	2.546
14828	16809.8383	2.8	0.0	0.0	27.93	1.998	1.666
14829	16809.9434	3.8	54.0	0.0	36.62	3.648	2.642
14830	16810.0872	4.1	0.0	146.4	45.66	11.887	8.639

Figure 12 Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans le visible, la source étant un tube sans électrodes

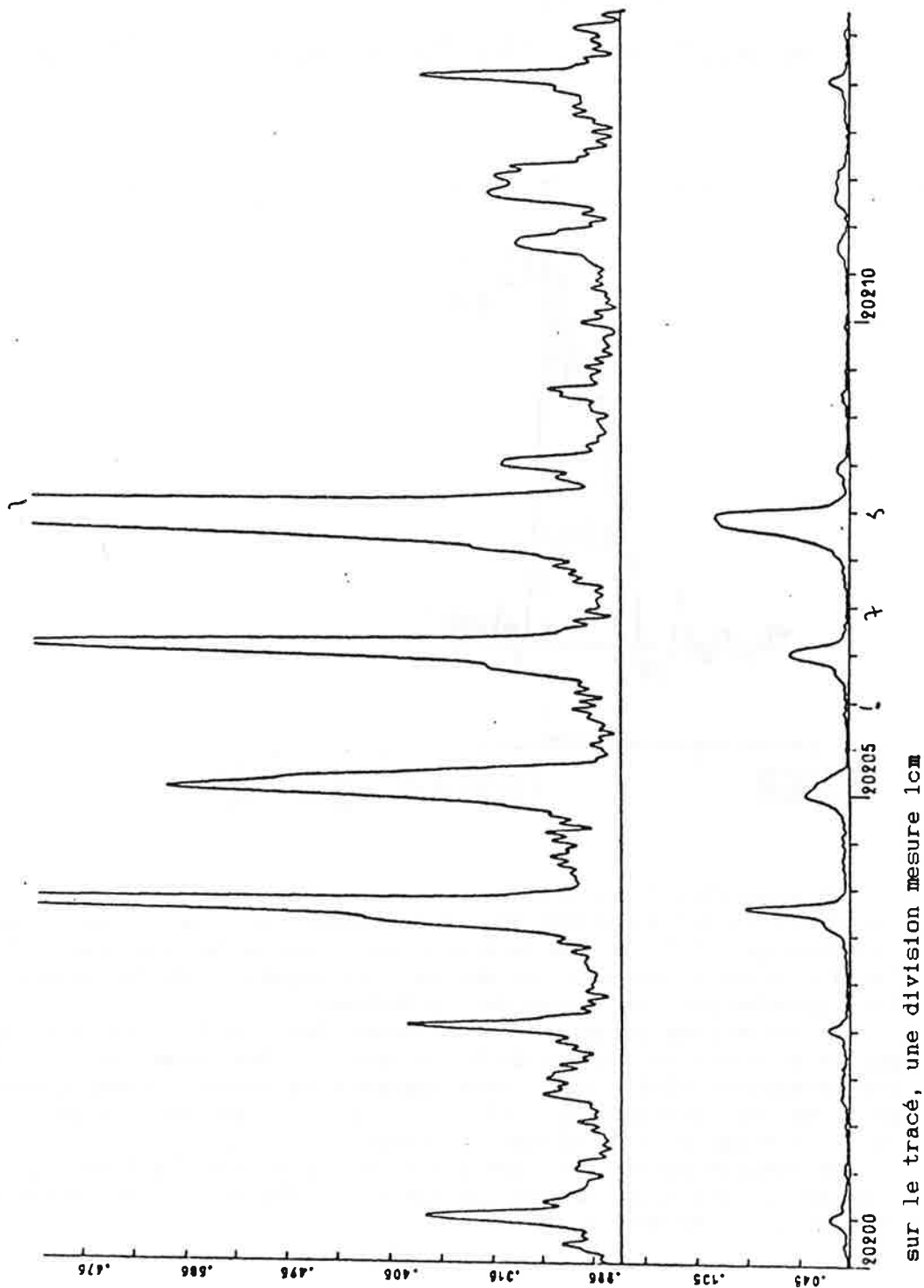
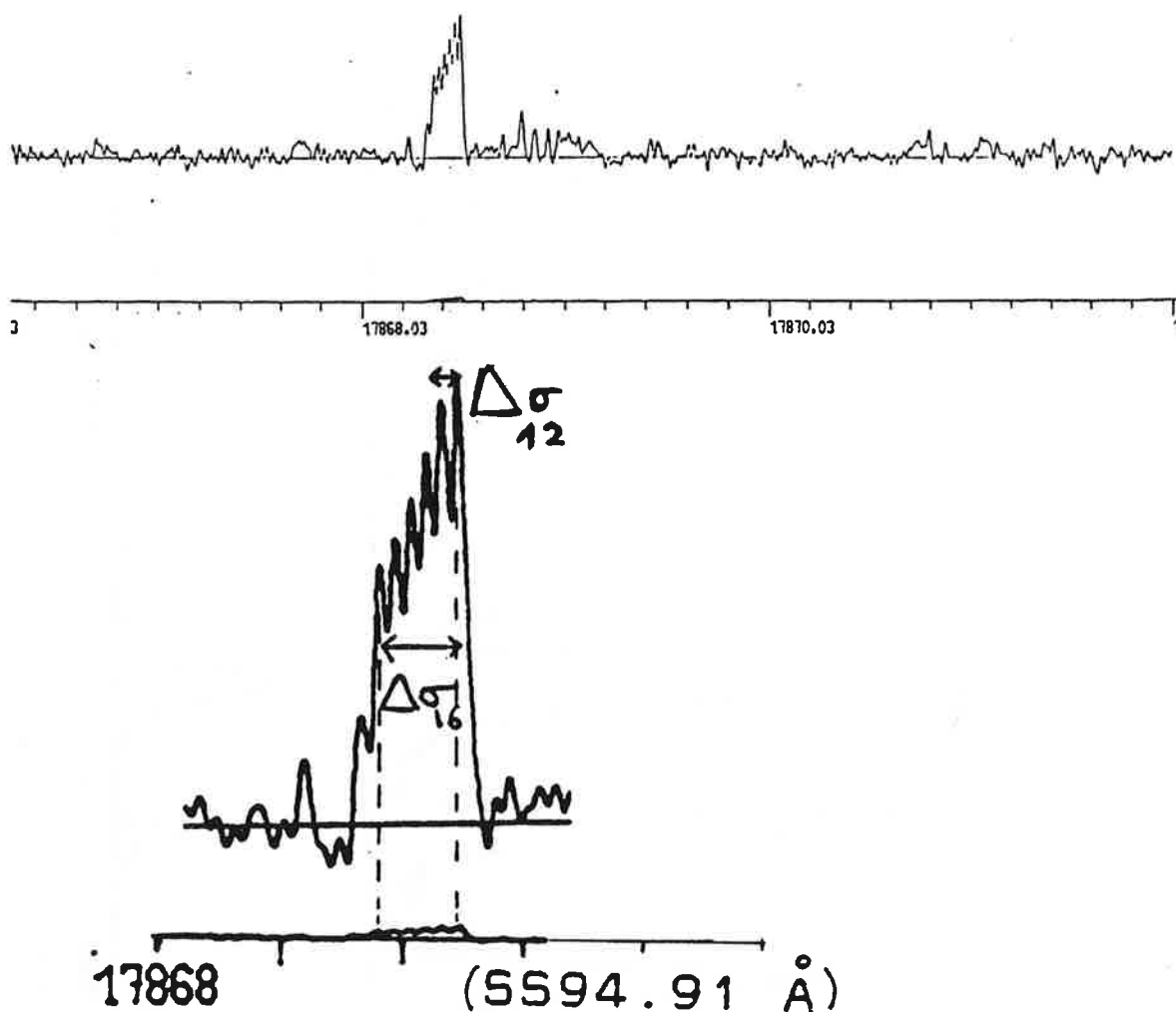


Figure 13 Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans le visible, la source étant une cathode creuse refroidie à l'air liquide (sur le tracé, une division mesure 1cm).



Les espacements presque constants entre les composantes de cette raie, caractérisés par la valeur $R=4,94$ du rapport $\Delta\sigma_{16}/\Delta\sigma_{12}$, permettent de conclure que $\Delta J=1$, et que le niveau supérieur a la plus grande largeur et le plus grand J (en excluant des valeurs négatives de la largeur totale trop grandes pour un niveau du praséodyme).

Les intensités permettent de supposer des J de l'ordre de 6, ce qui permet déjà une évaluation de k . En fait l'effet Zeeman de la raie indique une transition $13/2 - 15/2$, pour laquelle la valeur correspondant à R est $k=-6.65$. En utilisant $\Delta\sigma_{16}=134\text{mK}$ (d'après le pointé), on obtient $W_{13/2} = 895\text{mK}$ pour le niveau inférieur.

Ces renseignements ont aidé à trouver le niveau $25498.58_{15/2}$ et à classer la raie comme transition entre $25498.58_{15/2}$ (hfs 1040) et $7630.17_{13/2}$ (hfs 906)

de fréquences et s'élevant à plus d'une raie par cm^{-1} (voir des tracés en fig.7 et 8, un pointé en fig.9).

La densité des raies étudiées est représentée dans la partie gauche de la figure 4 de l'annexe B p.B-34.

L'interféromètre fonctionnant initialement dans l'air, les premiers enregistrements sont, dans certaines régions, perturbés par l'absorption par la vapeur d'eau (essentiellement observée au dessus de 11000cm^{-1}). L'appareil ayant été mis sous vide, le domaine enregistré a été étendu jusqu'à 2500cm^{-1} , ce qui permet d'observer des transitions entre niveaux d'énergies voisines, mais la densité des raies est faible (voir fig. 10).

L'extension vers le visible et l'ultraviolet, réalisée par P.Luc, à partir de 1975 [27] a des caractéristiques assez différentes:

La résolution obtenue est, dans cette région, nettement limitée par l'effet Doppler, qui croit avec les nombres d'ondes. Certains spectres ont été enregistrés avec comme source un tube à décharge; ces spectres sont très denses (plus de 1 raie par cm^{-1} , voir fig. 11 et 12). Pour utiliser au mieux la résolution permise par l'interféromètre, P.Luc a aussi utilisé comme source une cathode creuse refroidie à l'azote liquide, qui fournit des spectres très résolus, mais comportant un nombre plus limité de raies (environ 1 raie pour 20cm^{-1} , voir fig.13). Dans les deux cas, les raies émises appartiennent essentiellement à PrI.

C Spectrogrammes Zeeman

Les spectrogrammes Zeeman obtenus à Argonne National Laboratory par P.Camus ont pour support des plaques photographiques. Ils correspondent à un champ magnétique de 2,3 Tesla. Les raies de plus

faibles nombres d'ondes sont discernables au voisinage de 10000cm^{-1} , et le domaine décrit s'étend jusqu'à environ 28000cm^{-1} . le réseau est utilisé dans les ordres de 1 à 3. Dans la région que j'ai surtout étudiée, la dispersion varie autour de 1 à $2\text{cm}^{-1}/\text{mm}$. La densité des raies est de l'ordre de 1 raie par cm^{-1} , si bien que les structures Zeeman, dont la largeur est de l'ordre de 2cm^{-1} , sont souvent en recouvrement pour des raies voisines; en particulier il n'est en général pas possible de distinguer l'effet Zeeman d'une raie moyenne ou faible si une raie très forte se trouve à proximité (voir fig.6).

Il faut compter aussi comme matériel expérimental disponible toutes les valeurs numériques, concernant la shf ou l'effet Zeeman, ajoutées par J.Blaise sur les listes, valeurs qu'il avait mesurées sur les spectrogrammes TF dont il disposait dans l'infrarouge et sur les spectrogrammes Zeeman, ou qu'il avait déduites des données numériques.

CHAPITRE V

Méthodes de dépouillement du matériel expérimental

L'étude du matériel expérimental comporte essentiellement deux aspects:

- d'une part l'acquisition systématique de données numériques utilisables sur ordinateur, pour laquelle une certaine concision est impérative ainsi qu'une codification des procédés et de l'expression des résultats des mesures,

- d'autre part des études plus sporadiques, selon les possibilités particulières offertes par certaines structures, correspondant aux propriétés décrites dans le chapitre II.

Les données résultant du présent travail sont actuellement disponibles au Laboratoire A.Cotton (non publiées) pour servir de guide à d'autres études, avant que ne soient réalisées les mises au point nécessaires à une publication.

Compte tenu du grand nombre de valeurs numériques, collectées par des moyens variés, il convient de savoir quelles méthodes ont été utilisées, et ce qui a été fait pour limiter les erreurs.

A Acquisition systématique de données décrivant les raies

1. Nombres d'ondes

On rappelle que le nombre d'ondes affecté à une raie est par convention celui de la troisième composante de shf dans l'ordre des intensités décroissantes. Les nombres d'ondes des composantes de shf sont disponibles sur des listes, grâce aux mesures effectuées au FBS et aux pointés TF, pour de nombreuses raies, mais pour les moins résolues, il est nécessaire d'effectuer des mesures sur les tracés TF lorsque c'est possible, ou de se contenter du nombre d'ondes évalué dans la liste

(l'incertitude dépend alors de la largeur de la raie et peut éventuellement être importante pour une raie large non résolue, comme il en existe dans l'UV). Les incertitudes les plus faibles (de l'ordre de 1mK ($1\text{mK} = 10^{-3}\text{cm}^{-1}$)) sont obtenues pour les fortes raies résolues enregistrées par TF soit dans l'IR, soit dans le visible avec comme source la cathode creuse; les incertitudes sur les nombres d'ondes de la liste du NBS sont de l'ordre de 10mK .

2. Largeur totale de structure hyperfine

La définition comme distance entre les composantes principales d'intensités maximale et minimale, comptée algébriquement n'est aisément utilisable que pour les transitions entre niveaux de J supérieurs à $5/2$, les autres transitions étant plus complexes à étudier.

Dans les meilleurs cas, les nombres d'ondes des six composantes principales sont listés et clairement identifiables, mais tous les intermédiaires existent jusqu'aux raies non résolues. Les tracés TF et les spectrogrammes Zeeman sont alors très utiles pour vérifier les interprétations et effectuer les mesures de largeur.

Les valeurs sont données en mK (le chiffre des unités est différent de 0 s'il est raisonnablement significatif). L'incertitude sur les valeurs mesurées est extrêmement variable d'une raie à l'autre, elle dépend de la forme de la raie et aussi du bruit ; le signe peut être douteux ou indéterminé. Les incertitudes les plus faibles sont obtenues grâce à des nombres d'ondes listés (voir paragraphe précédent).

J'ai tenu compte du problème posé par les largeurs non mesurées, ou très incertaines à cause d'ambiguïtés d'interprétation, en utilisant le nombre caractéristique -1, autrement inutilisé.

3. Intensités

Les intensités, données sur la liste du MBS, bien qu'évaluées dans des échelles arbitraires, ont le grand mérite d'exister sur un très grand intervalle, avec une bonne continuité, c'est pourquoi j'ai finalement choisi de les utiliser systématiquement dans le domaine où elles existent. Elles se rapportent à des composantes résolues, ou à des groupes de composantes non résolues. Pour éviter des calculs fastidieux, j'ai préféré noter l'intensité correspondant au nombre d'ondes sélectionné, en précisant par un code, par ailleurs aussi très utile, le nombre de composantes résolues.

Pour les spectres TF, j'ai préféré ne pas utiliser les valeurs numériques des intensités données dans les pointés, parce qu'il m'a paru plus facile et plus représentatif de mesurer sur les tracés la hauteur du plus grand pic d'intensité.

4. Effet Zeeman

Les caractéristiques Zeeman des raies sont obtenues à partir des spectrogrammes réalisés à Argonne National Laboratory. J'ai utilisé les données numériques que J. Blaise avait déjà déterminées, et effectué moi-même des mesures. J'ai utilisé pour cela un oculaire micrométrique X8, dont le faible grossissement permet de voir l'ensemble d'une structure Zeeman et son voisinage, ce qui est indispensable pour un spectre aussi complexe.

5. Renseignements codés

Il est impossible de reporter dans une liste informatique toutes les connaissances apportées par les enregistrements. Il m'a paru utile

de coder pour chaque raie les renseignements suivants:

-un chiffre traduisant l'état de classification: raie considérée comme classée dans l'un ou l'autre spectre (PrI ou PrII) ou seulement comme appartenant à l'un des deux spectres, dans les régions où l'on dispose de ce renseignement. Ce code permet en particulier de limiter le nombre de raies dans les recherches de nouveaux niveaux.

-un nombre indiquant l'enregistrement utilisé, (lorsque plusieurs sont disponibles, le plus résolu est souvent inutilisable pour les raies les moins fortes) la qualité de cet enregistrement pour la raie considérée (bruit, mélange), la résolution (d'après le nombre de composantes observées) ou les difficultés d'interprétation, et une ou deux valeurs pour l'intensité. Ce nombre est un outil commode qui renseigne sur le poids qu'il faut donner aux mesures concernant la raie; une valeur de l'intensité et le degré de résolution de la raie considérée peuvent en être extraits pour publication.

-un nombre décrivant l'essentiel des données Zeeman disponibles: nature de la structure, nature des grandeurs concernées (g, f, e, 2Je), valeurs de ces grandeurs et éventuellement des J). Il importe de noter que ce nombre ne donne aucun renseignement ni sur la qualité de l'interprétation ni sur la précision de l'évaluation, qui peuvent être très limitées; un retour aux sources expérimentales est le plus souvent indispensable lorsque les informations paraissent pertinentes. Ce nombre est éventuellement décodé pour publication.

6. Remarque sur l'acquisition des données

La possibilité d'utiliser plusieurs enregistrements, éventuellement de natures différentes, pour obtenir une valeur numérique à affecter à

une grandeur donnée, caractérise la richesse du matériel expérimental disponible, mais complique beaucoup l'établissement d'une liste optimale du fait du caractère incomplet des renseignements apportés par chaque enregistrement. Il est certain que c'est une source d'erreurs (essentiellement par omission des meilleures données disponibles); d'autres erreurs sont dues aux difficultés d'interprétation, imputables à l'enchevêtrement du spectre, au manque de résolution, ou au bruit. Dans certains cas les mesures ont été faites sur un seul enregistrement, considérant, après une étude comparative, que c'était le meilleur.

Cependant, dans la plupart des cas les valeurs numériques sont obtenues comme synthèse de plusieurs documents, par exemple, dans l'ultraviolet, les nombres d'ondes sont tirés des listes du IBS, tandis que les largeurs de shf peuvent aussi avoir été mesurées sur les plaques photographiques, ou (plus rarement) sur les tracés TF.

Les valeurs adoptées pour la description d'une raie sont souvent le fruit d'une étude en deux étapes ou plus, car l'étude systématique initiale peut en général être complétée chaque fois qu'un renseignement nouveau permet une meilleure interprétation du matériel expérimental. De même de nombreuses raies d'un domaine non systématiquement mesuré ont fait l'objet de mesures lorsque cela a paru utile.

J'ai systématiquement vérifié les données lorsqu'elles intervenaient dans des déterminations; pour cette raison, la description des raies classées est certainement la mieux vérifiée. En fait, la mise à jour des données est gênée par le mode de stockage, qui donne un accès rapide au programme d'utilisation, mais interdit de faire les corrections au fur et à mesure; cela suscite un travail approfondi lors des remaniements.

Des enregistrements supplémentaires seraient souhaitables, en particulier dans les deux domaines suivants, où l'étude n'a pas été faite de façon systématique:

- entre 11500 et 13000 cm^{-1} , parce que les premiers enregistrements étaient sérieusement perturbés par l'absorption due à la vapeur d'eau,
- dans le visible, le spectre de PrII est peu visible sur les enregistrements TF, et les renseignements fournis par les spectrogrammes Zeeman sont peu précis et d'une utilisation laborieuse; il faudrait disposer d'autres spectres, ou améliorer la méthode de dépouillement des spectrogrammes Zeeman.

J'ai très peu exploité les enregistrements dans l'ultraviolet, qui concernent essentiellement le spectre de PrI.

B Etudes détaillées de certaines raies

Certaines raies permettent d'obtenir beaucoup plus de renseignements que ceux qui viennent d'être décrits. Une raie très résolue comme la raie située à 10841cm^{-1} , dont le tracé TF est donné p.B-33 (figure 2 de l'annexe B), permet de déterminer sans ambiguïté à la fois les valeurs de J des deux niveaux et les valeurs de leurs largeurs de shf. C'est malheureusement un cas exceptionnel, mais il existe cependant un grand nombre de raies pour lesquelles les schémas d'interprétation donnés au chapitre II sont bien utiles. J'ai entrepris ce genre d'études pour des raies qui paraissaient particulièrement favorables (par exemple les plus belles de celles dont les tracés sont donnés dans les figures 7 à 13), ou pour des raies très fortes que je souhaitais classer; effectivement j'ai pu classer des raies individuellement, mais j'ai surtout appris à reconnaître certaines allures caractéristiques et à utiliser la grandeur

R caractérisant la répartition des distances entre composantes, qui permet très rapidement d'accepter ou de refuser une classification proposée, ou encore de limiter le choix de niveaux possibles.

CHAPITRE VI

Méthodes d'analyse des spectres

Pour continuer un travail de classification déjà riche en résultats (89 niveaux impairs et 224 niveaux pairs dans PrI, 60 niveaux impairs et 130 niveaux pairs dans PrII), je disposais:

- du matériel expérimental décrit précédemment
- des listes de niveaux connus comportant les valeurs de l'énergie, de J, de g et de la largeur totale de shf issues des travaux antérieurs
- des classifications retenues, notées par J. Blaise en face du nombre d'ondes correspondant dans les listes de raies,
- d'une liste informatisée de nombres d'ondes et largeurs de shf pour environ 2000 raies, dans l'infrarouge.

J'avais besoin de prendre connaissance du tableau des transitions déjà reconnues. Il était utile en particulier de savoir de quelles raies dépendaient les déterminations existantes, de façon à pouvoir les vérifier et évaluer les incertitudes, et de savoir quelles étaient les raies à étudier pour déterminer d'autres caractéristiques de niveaux.

A Programmes informatiques

Compte tenu des moyens disponibles, j'ai entrepris d'utiliser systématiquement des procédés de traitement informatique afin que soient accessibles tous les éléments utiles, sans qu'il soit nécessaire à chaque instant d'effectuer un exercice de compilation et de calcul mental.

Deux programmes, conçus pour résoudre des problèmes posés par la classification, avaient été écrits en 1973 par J.J.A. Koot (Zeeman Laboratorium Amsterdam), et permettaient de traiter les données numériques caractérisant les raies et les niveaux.

Compte tenu de l'utilisation que je souhaitais en faire, j'ai entrepris de modifier ces deux programmes, sans modifier leur structure fondamentale, en augmentant le nombre de données utilisables et aussi de façon qu'ils rendent beaucoup plus de services.

- Un de ces programmes, RECHER, adapté à la recherche de nouveaux niveaux, avait pour fonction de calculer, en les classant par valeurs croissantes, les combinaisons du type $E' = E_L \pm \nu$, ν étant le nombre d'ondes d'une raie d'une liste donnée, E_L étant l'énergie d'un niveau d'une autre liste, et de sélectionner les coïncidences correspondant à un nombre de combinaisons supérieur à une valeur donnée, les coïncidences étant caractérisées par le fait que des combinaisons voisines ne sont pas distantes de plus qu'un pas donné. Une valeur expérimentale, concernant par exemple l'effet isotopique ou la shf pouvait être associée à chaque raie et à chaque niveau, de façon que la comparaison des valeurs intervenant dans une coïncidence aide à juger de la réalité du niveau éventuellement trouvé. L'utilisation de ce programme supposait l'existence d'une liste informatisée des caractéristiques des raies sur lesquelles reposait la recherche.

J'ai étendu la fonction d'édition, pour traiter et faire apparaître dans les listings un plus grand nombre de renseignements sur les raies (dont la nature a été décrite dans le chapitre précédent) et sur les niveaux concernés, et en effectuant systématiquement les sommes et différences utiles faisant intervenir les largeurs totales de shf.

D'autre part, dans une option spéciale (option NC: Niveaux Connus), j'ai adapté le programme à l'étude des niveaux déjà établis, en particulier en étendant la règle sur ΔJ jusqu'à la valeur 2, pour que la

Table III Exemple de tableaux de transitions caractérisant les niveaux.

(utilisation du programme RECHER, option MC)

A NIVEAU TRIES										
COMBINAISON CALCULEES										
PRIIE M= 1215 J=4 K=10466-410 G= 850										
RECHERCHE DE 10466-2904 10466-530PAS										
NIVEAU TRIES 58										
NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	
10454-261	DP 5K	35522-430	7	2 25069-169	1803151	650	-530	20	1680	1030
10454-261	DP 5I	35519-890	6	2 25065-629	3702051	720	-1100	-380	1320	1030
10454-268	D 5L	5128-400	7	0 5345-868	18101	533	886	1717	-51	490
10454-269	DP 03I	34000-339	5	4 24146-070	1103031	580	-960	-340	1540	950
10454-270	DP 03I	38199-899	7	0 27745-629	1802041	640	-1070	-430	1710	1130
10454-270	DP 03I	38142-620	6	0 25688-350	1803031	700	-960	-260	1660	1070
10454-270	DP 03I	34124-850	5	2 23670-580	1805051	650	-1040	-390	1690	950
10454-271	DP 05M	35275-220	5	0 25523-949	1802021	750	-1020	-270	1770	1030
10454-271	DP 03I	35220-930	5	2 24766-659	1802051	715	-930	-215	1645	950
10454-279	DP 03I	37747-299	7	0 27293-020	1761021	600	-1200	-400	2000	1027
10454-279	S 5I	1644-009	6	0 8805-270	13020	1770	80	1450	1690	1064
10454-320	DP 5K	32950-100	6	2 22495-780	1300980	970	-800	170	1770	990
10454-340	DP 03I	36605-870	5	0 24151-530	1110101	770	-900	-130	1670	1000
10454-360	DP 03I	34000-339	5	4 24145-979	1102050	580	-91	-1	-1	950
FIN DE LA RECHERCHE.										
COMBINAISON CALCULEES										
PRIIE M= 700 J=9 K=10570-54 G= 112										
RECHERCHE DE 10570-520A 10570-760PAS										
B NIVEAU TRIES 46										
NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	
10570-520	DP 5L	35692-189	8	4 25121-669	1303040	1000	-1	-1	-1	1050
10570-580	DP 005I	35041-680	7	4 24471-100	1803101	450	-1100	-250	1750	1000
10570-610	DP 005I	36248-700	6	0 27678-090	2310750	670	200	870	470	1170
10570-619	D 5K	7659-719	8	0 2910-900	35200	655	0	655	655	1140
10570-639	DP 5K	37873-149	8	0 27302-510	2315750	680	200	800	430	1150
10570-640	DP 5L	37987-890	9	0 27417-250	2325980	900	200	1100	700	1140
10570-640	DP 5K	36947-299	8	0 24276-659	2320150	900	150	1050	750	1120
10570-660	D 5L	6417-830	8	0 4152-830	12020	775	-70	645	705	1040
FIN DE LA RECHERCHE.										
COMBINAISON CALCULEES										
PRIIE M= 1435 J=7 K=10650-240 G= 1050										
RECHERCHE DE 10650-120A 10650-360PAS										
B NIVEAU TRIES 88										
NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	
10650-149	DP 5L	35692-189	8	2 25042-040	3320980	1000	360	1360	640	1050
10650-169	D 5L	3693-459	6	0 6756-690	15020	978	50	1028	928	730
10650-201	DP 5K	35522-430	7	4 24872-229	1300980	850	570	1420	290	1030
10650-201	DP 5K	34124-850	5	4 23474-649	1300040	650	-1	-1	-1	940
10650-201	DP 5K	32950-100	6	2 22299-899	1802021	970	-480	400	1450	950
10650-211	DP 05I	17124-870	6	0 26474-659	2702331	700	900	1600	-200	1040

recherche des transitions ne soit pas gênée par une éventuelle erreur d'une unité sur J.

Des exemples d'utilisation sont donnés dans la table III.

- Le deuxième programme, PREDIC, conçu pour la prédiction des transitions, calculait, dans l'ordre croissant, les nombres d'ondes des transitions possibles entre deux listes de niveaux, en respectant la règle de sélection $\Delta J = \pm 1$ ou 0, et en reportant aussi une valeur associée à chaque niveau; le listing obtenu devait ensuite être comparé avec le matériel expérimental disponible et permettait d'identifier les raies classées.

J'ai aussi modifié le programme PREDIC, en étendant de la même façon la fonction d'édition. J'ai ajouté une comparaison entre raies observées et transitions calculées, avec une option permettant de n'éditer que les prédictions en coïncidence approchée avec une raie. Cela permet d'obtenir un support écrit qui comporte l'essentiel des éléments de réflexion concernant l'adoption d'une classification possible, ou la recherche de transitions peu visibles sur le matériel expérimental.

L'annexe F en est un exemple d'utilisation.

- Pour certains niveaux ayant des transitions fortes mais peu nombreuses, la recherche de niveaux à l'aide du programme RECHER n'est pas plus efficace qu'une méthode classique où l'on combine le nombre d'ondes d'une raie que l'on veut classer avec les niveaux paraissant convenables, avant de rechercher les éventuelles confirmations. Le nombre de coïncidences fortuites étant vraiment important, j'ai cherché à informatiser cette dernière méthode, en calculant systématiquement les énergies des niveaux envisageables, et en cherchant les confirmations avec l'option NC. Ainsi, tout en mettant en évidence le nombre important

de coïncidences fortuites d'apparence pertinente, j'ai pu classer en particulier 4 raies très fortes de PrII (voir p.B-40 la table III de l'annexe B)

B Acquisition des données

Il restait alors à étendre l'acquisition des données relatives aux raies. J'ai listé d'abord au moins les raies considérées comme classées, et étendu ensuite le jeu de données, en plusieurs étapes, en étudiant les régions où devaient se trouver les transitions correspondant à mes centres d'intérêt.

Il est clair que cette activité n'a pas de fin bien définie, et que toute lacune dans la description informatisée des raies observées fait disparaître des transitions, parfois fondamentales pour la détermination des niveaux.

Pour limiter la taille des fichiers utilisés, lorsque j'ai entrepris d'étudier le spectre de PrII dans le visible et l'ultraviolet, j'ai constitué une liste ne comportant que les raies attribuées à ce spectre. Compte tenu des possibilités actuelles d'utilisation des mémoires, j'ai entrepris récemment de fusionner les données dans une seule liste, qui donne une meilleure description et montre les ambiguïtés, mais cela n'est pas terminé.

C Exploitation

J'ai ainsi pu disposer de tableaux regroupant les informations soit selon les niveaux concernés (pairs ou impairs), soit selon les raies.

Ces tableaux contiennent les informations disponibles qui permettent de juger de la validité de classifications qui sont proposées sur le seul

critère de coïncidence des nombres d'ondes. Compte tenu de la diversité tant des éléments de réflexion que des incertitudes sur les valeurs expérimentales, j'ai choisi de ne pas introduire d'autres critères dans le traitement informatique.

L'étape suivante est l'interprétation de ces tableaux, avec retour aux sources expérimentales d'information lorsqu'une coïncidence étudiée paraît vraisemblable. Ce processus m'a d'abord permis de vérifier, de compléter, et souvent de modifier les valeurs des caractéristiques des niveaux précédemment admises. Cela était nécessaire pour que les coïncidences non fortuites apparaissent plus nettement.

Méthodes

On pourrait chercher à déterminer des valeurs le plus précises possibles en sélectionnant les transitions les mieux décrites expérimentalement, mais, de proche en proche, ceci conduit très rapidement à une accumulation d'erreurs inacceptable. Recherchant une cohérence avec toutes les données disponibles, j'ai utilisé le fait que, pour chaque niveau d'une parité donnée, les combinaisons $E_n \pm \nu$ doivent coïncider dans la limite des incertitudes sur les nombres d'ondes des raies impliquées. En corrigeant les décalages relativement systématiques attachés aux niveaux impairs bas (le niveau $E = 0$. étant sûr), j'ai obtenu d'abord une amélioration de leurs nombres d'ondes, puis, par des allers et retours, des valeurs correctes dans les deux parités.

La détermination des largeurs totales de shf est obtenue par un procédé du même genre. Là aussi, il importe de partir des valeurs les mieux connues. Pour P_{rI} , des mesures très précises des largeurs des 4 niveaux impairs les plus bas ($f^2s^2 \approx I$) [42] ont pu servir de point de

départ à mon travail; pour PrII, la détermination la plus précise est, encore actuellement, celle du niveau situé à 441cm^{-1} (qui intervient dans de nombreuses transitions fortes), obtenue d'après l'enregistrement TF de la raie située à 10841cm^{-1} . Cette raie est la seule dont l'enregistrement TF permette de situer avec précision les composantes non principales, et donc de mesurer directement les écarts entre sous-niveaux (voir la figure 2 de l'annexe B p. B-33).

La détermination des g est parfois possible à l'aide d'une seule raie: par exemple dans le cas d'une transition $\Delta J = 0$, lorsque les g sont très voisins, leur valeur commune est déduite de l'écartement des composantes ν , si la perturbation par la shf n'est pas trop forte. Le plus souvent l'effet Zeeman fournit des renseignements partiels, qui permettent parfois des déterminations de proche en proche (en particulier si Δg est mesuré); dans d'autres cas, plusieurs structures incomplètement mesurées peuvent permettre la détermination de valeurs de g comme étant les seules valeurs convenables pour interpréter toutes les structures observées.

Il importe de remarquer que toutes ces déterminations demandent une interprétation relativement détaillée des enregistrements des raies susceptibles de fournir les renseignements les plus précis. D'autres éléments viennent en confirmation: lorsque les raies sont résolues, les intensités des composantes de shf et leurs espacements permettent le plus souvent de déterminer le signe de la structure, sa largeur totale, et suggèrent quelques conclusions relatives aux niveaux impliqués (petit ou grand J , valeur approchée de J , $\Delta J = 0$ ou 1 , shf la plus petite pour le niveau de plus ou de moins grand J , énergie la plus, ou la moins grande pour le niveau de plus grand J).

L'évaluation des incertitudes expérimentales associée aux valeurs utilisées pour caractériser les raies, est indispensable si l'on veut éviter des erreurs grossières, car ces incertitudes sont extrêmement différentes d'une raie à l'autre. Bien sûr une raie à la limite du bruit ne doit pas jouer un rôle important dans les déterminations, mais il arrive aussi que les caractéristiques d'une raie forte soient perturbées, par exemple si cette raie n'a pas été résolue, pour cause de surexposition, alors que sa largeur n'est pas négligeable (voir l'annexe B).

Je n'ai pas cherché à dépasser les limites de précision fixées par les modalités d'étude que j'ai décrites précédemment. D'autres méthodes, par exemple des études sur ordinateur des raies les mieux résolues enregistrées par TF, suivant les méthodes de O. Robaux ou de C. Morillon, permettraient, dans certains cas, des déterminations plus précises, à partir du matériel expérimental disponible, mais sortent du cadre de la présente étude, qui est en priorité extensive, et a plutôt pour objet de mettre en évidence quelles déterminations précises sont possibles.

Néanmoins, la comparaison avec les travaux de W.J. Childs et L.S. Goodman met en évidence la qualité des déterminations de shf que j'avais effectuées antérieurement pour PrI .

CHAPITRE VII

Etude théorique des structures fines et des structures hyperfines

A Calcul des coefficients des paramètres

1. Principe

La méthode paramétrique dite de Slater-Condon, qui utilise comme paramètres les intégrales de Slater intervenant dans l'expression de l'énergie électrostatique et les constantes d'interaction de spin-orbite, est bien adaptée à l'étude des spectres complexes, car elle permet de tenir compte des résultats expérimentaux pour améliorer la représentation théorique obtenue.

Les coefficients des paramètres intervenant dans les éléments de matrice du hamiltonien, sur une base de type Russell-Saunders (couplage LS), sont calculés en utilisant l'algèbre de Racah. Energies et fonctions d'onde correspondant aux niveaux d'énergie sont obtenus par diagonalisation en choisissant un jeu de valeurs pour les paramètres. Du fait d'une certaine régularité des variations des paramètres tout au long de la séquence des terres rares, il est possible de déterminer des valeurs de départ pour les paramètres, qui donnent déjà une représentation du système de niveaux reconnaissable. L'optimisation des paramètres de structure fine se fait ensuite par un procédé itératif de diagonalisations et de moindres carrés portant sur les écarts entre valeurs calculées et valeurs expérimentales des énergies des niveaux, et utilisant les valeurs des dérivées des énergies par rapport aux paramètres obtenues par diagonalisation.

Les éléments de matrice de l'interaction de structure hyperfine sont calculés sur la même base LS de départ, à l'aide des paramètres monoélectroniques de shf et en utilisant l'algèbre de Racah.

L'interaction de shf étant considérée comme une perturbation au premier ordre, on obtient les constantes de shf (dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique) pour chacun des états propres, comme combinaisons linéaires des paramètres de shf, les coefficients étant calculés avec les fonctions d'onde correspondant aux valeurs des paramètres de structure fine. Les coefficients des paramètres (dérivées des constantes de shf par rapport aux paramètres de shf) sont obtenus comme éléments diagonaux dans la base de ces états propres.

A partir de là, l'optimisation des paramètres de shf est effectuée par moindres carrés.

2. Utilisation des programmes informatiques

Les calculs des éléments de matrice des coefficients des paramètres sont effectués grâce à une chaîne de programmes conçue et mise au point au Laboratoire et décrite dans une brochure [32] par Y. Bordarier et A. Carlier, et qui a déjà été utilisée pour de nombreux éléments. Les calculs ont été effectués sur les ordinateurs 1108 et 1110 du centre de calcul de l'Université de Paris Sud à Orsay.

Le programme SUPRAC a pour fonction d'effectuer les découplages et recouplages nécessaires pour passer des vecteurs de base définis pour la configuration étudiée à une représentation isolant les couples d'électrons intervenant dans les interactions électrostatiques, et fournit les formules des coefficients angulaires associés à chaque intégrale radiale en fonction des nombres quantiques des vecteurs de la base choisie, en particulier à l'aide de symboles nJ et de fonctions δ . Les formules littérales sont obtenues en couplage LS. Ce ne sont pas de simples intermédiaires de calcul. Grâce aux règles de sélection qu'elles

visualisent, elles traduisent l'existence d'éléments de matrice non nuls entre certains vecteurs de base et permettent dans une certaine mesure d'être renseigné sur l'influence des différents paramètres sur les écarts entre niveaux d'énergie, selon les états de base mis en jeu, et aussi sur les mélanges entre états de base. Cependant, les couplages très éloignés de la base de départ, ainsi que les mélanges de configurations dans les systèmes complexes étudiés brouillent une bonne partie de ces images simples.

Lorsque j'ai construit les matrices de coefficients des configurations $f^2(d+s)^2$, j'ai aussi calculé les formules en utilisant soit les formules de découplage et recouplage données par B.R.Judd [1], soit les graphes de Jucys (ou Yutsis) [43], ces calculs concordants servant de vérifications réciproques.

Avec le programme AGENAC, on calcule, à partir des formules littérales, les valeurs numériques des coefficients des paramètres. Dans les cas où les configurations étudiées comportent un nombre important de niveaux, et en particulier pour le praséodyme, les temps de calculs sont assez longs. Avec certaines précautions dans l'organisation des calculs, le temps de calcul nécessaire pour calculer les éléments de matrice introduits pour les configurations paires de PrII était de l'ordre de 3 heures, sur l'ordinateur Univac 1108. Cela correspondait à presque une centaine de paramètres (structure fine, shf magnétique et électrique).

Avec le programme ASSAC, on ordonne ces éléments en matrices caractérisées par le nombre quantique J, en vue de leur utilisation lors des diagonalisations, que l'on réalise grâce au programme DIAGAC, après avoir choisi des valeurs pour les paramètres.

3. Vérifications

Le premier travail est de vérifier l'exactitude des coefficients angulaires qui viennent d'être calculés. Une comparaison avec des matrices analogues déjà vérifiées et ayant donné des résultats satisfaisants est utile, mais pour certains paramètres, il existe des méthodes consistant à effectuer des diagonalisations avec des paramètres adaptés, qui ne ressemblent en rien à ceux du spectre étudié.

J'ai mis en oeuvre deux méthodes:

- La première, mise au point par C. Bauche-Arnoult et J. Bauche vérifie en même temps les coefficients des paramètres de spin-orbite et ceux de shf (magnétique [44] et électrique [4]): dans un couplage théorique défini par des valeurs arbitraires des constantes de spin-orbite, les éléments diagonaux des matrices des coefficients de shf obéissent à des relations simples, dont certaines font intervenir le facteur de Landé. Ces relations sont visualisées par l'obtention de valeurs simples pour les constantes de shf, lorsqu'on affecte des valeurs convenables aux paramètres de shf.

- La seconde vérifie les coefficients de paramètres d'interaction concernant une paire d'électrons (paire (p,d), (f,d) ou (f,p)). Cette méthode, d'abord mise au point par C. Roth [45], pour la paire d'électrons (p, d) dans les configurations (d+s)ⁿp, a été étendue par J. Bauche et C. Bauche-Arnoult et utilisée pour la configuration f⁶d du terbium [46] . J. Bauche m'a enseigné cette méthode et m'a aidée à étendre son utilisation au cas du praséodyme.

Le principe est le suivant: les expressions donnant les énergies des états d'une paire d'électrons sont des combinaisons linéaires faisant intervenir des paramètres d'interaction dont les coefficients sont

donnés dans le livre de E.U. Condon et G.H. Shortley [9]. On détermine des valeurs de paramètres qui annulent les énergies d'un certain nombre d'états, en résolvant le système d'équations linéaires correspondant. On choisit les états concernés de façon à ce que la nullité de leur énergie entraîne, pour le système plus complexe de la configuration étudiée, un nombre important de valeurs propres nulles, les autres paramètres étant nuls. La vérification est correcte si le nombre de valeurs propres nulles obtenues à l'aide de ce jeu de paramètres est au moins égal au nombre prévu (il y a des valeurs nulles dues à d'autres causes). Les combinaisons d'opérateurs effectifs, telles que

$$\underline{L^2} - \underline{L_r^2} - \underline{L_d^2} = 2 \underline{L_r} \cdot \underline{L_d}$$

(de même pour les spins), correspondent à des opérateurs à deux électrons qui peuvent intervenir dans les vérifications au même titre que ceux d'interaction électrostatique.

J'ai utilisé plusieurs jeux de paramètres de façon à vérifier les coefficients des paramètres électrostatiques, exceptés ceux d'interaction de configurations.

B Interprétation paramétrique de la structure fine

1. Processus d'optimisation des paramètres de structure fine

L'optimisation des paramètres de sf se fait par étapes successives. Chaque étape comporte trois phases différentes: une diagonalisation, qui fournit certaines caractéristiques des états propres, parmi lesquelles les dérivées des énergies par rapport aux paramètres, puis l'identification entre valeurs expérimentales et valeurs calculées, enfin une optimisation des paramètres par moindres carrés sur les énergies, en utilisant les dérivées précédemment calculées.

La diagonalisation correspond à un jeu de paramètres de sf qui est déduit de celui qui a été obtenu lors de l'étape précédente; les valeurs initiales sont en général déterminées par comparaison avec les spectres voisins, mais des valeurs calculées a priori peuvent aussi conduire à des valeurs de départ acceptables. Chaque niveau est caractérisé par les valeurs calculées pour l'énergie, pour le facteur de Landé g , et pour les trois premières composantes LS. Les dérivées des énergies par rapport aux paramètres sont calculées en vue de l'optimisation des paramètres. Le calcul, optionnel, de toutes les composantes LS est peu utilisable compte tenu du grand nombre d'états de base; les pourcentages décrivant les contributions des différentes configurations mélangées intervenant dans les fonctions d'onde sont fournis par les dérivées des énergies par rapport aux monoconfigurationnels paramètres dont les matrices sont diagonales dans la base de départ.

L'identification entre niveaux calculés et niveaux expérimentaux présente des problèmes sérieux lorsqu'il s'agit de systèmes complexes où la densité de niveaux prévus est grande, même si les valeurs initiales de paramètres sont déjà assez correctes.

C'est vraiment le cas pour les configurations paires du praséodyme: les critères habituellement utilisés, de comparaison entre les énergies calculées et expérimentales, entre la composition des fonctions d'onde et les types de transitions observées, et entre facteurs de Landé g calculés et expérimentaux ne sont pas toujours suffisants pour des choix sûrs: une première limite à l'efficacité de ces critères tient à la complexité du système, qui se traduit par des fonctions d'onde comportant un mélange peu caractéristique de vecteurs de la base LS choisie, correspondant au couplage intermédiaire et aux mélanges de configurations.

Ceci entraîne que les transitions entre niveaux sont nombreuses, et ne répondent pas à des règles de sélection bien nettes, qui permettraient d'identifier les niveaux expérimentaux. Pour la même raison, les facteurs de Landé g prennent des valeurs intermédiaires peu caractéristiques, avec un domaine de variation restreint, alors que leur détermination expérimentale est gênée par la présence de la shf, et produit des valeurs peu précises, si bien que l'effet Zeeman ne permet souvent pas de lever les ambiguïtés d'identification. D'un autre côté, la shf, qui est étudiée de façon systématique pour la recherche des niveaux, fournit pour chacun d'eux une donnée supplémentaire, la constante de shf magnétique A . La dispersion des valeurs de A et la précision des valeurs expérimentales suggèrent que l'étude de la shf peut être un auxiliaire précieux, dont j'ai entrepris de me servir de façon systématique.

Des exemples extraits des résultats de l'annexe C sont donnés dans la table IV.

Dans un premier temps, le calcul de valeurs théoriques $A_{c.n.}$ utilise des fonctions d'onde dont la qualité s'affine avec l'optimisation des paramètres de structure fine; des paramètres approximatifs de shf sont suffisants pour aider à identifier des niveaux dont les valeurs expérimentales A_{exp} sont assez différenciées. En particulier on peut se contenter de deux paramètres (a_1 et a_2), avec des valeurs optimisées à l'aide de quelques niveaux dont l'identification paraît évidente. Les valeurs $A_{c.n.}$ calculées avec ces paramètres pour tous les niveaux théoriques permettent alors d'identifier un nombre plus important de niveaux, ce qui est nécessaire pour une optimisation des paramètres de sf.

Table IV Exemple de comparaison entre valeurs expérimentales et calculées dans l'interprétation paramétrique des niveaux pairs de PrII

J=0 (Dasse dimension:102)																					
ν_{exp} cm-1	ν_{calc} cm-1	ΔE cm-1	$\% \nu^2 p$	$\% \nu^2 q$	ν_{calc} cm-1	ν_{calc} cm-1	$\Delta \nu$ mk	δA mk	ν_{calc} mk	ΔA mk	$\% \nu$	1st LS term	$\% \nu$	2nd LS term							
1454.54c	1454.54c	-10	2	71	748	36.6	3.8	30.2	5.4	70	$f^2d^3H^3F^3L$	7	$f^2d^3H^1D^3K$								
8140.60c	8109	31	37	.81	.809	42.6c	2	37.9	4.7	16	$f^2d^3H^1D^3K$	15	$f^2d^3H^3F^3K$								
9211.90c	9189	22	49	.95	.933	40.0c	2	40.3	-3	37	$f^2d^3H^3F^3K$	25	$f^2d^3H^3D^3K$								
9537.54c	9494	43	34	1.00	.933	28.1c	2	23.5	4.6	37	$f^2d^3H^3F^3K$	21	$f^2d^3H^3D^3K$								
9870.82c	9711	-16	28	.98	1.079	15.6c	2	20.7	-8.1	45	$f^2d^3H^3F^3I$	15	$f^2d^3H^3D^3K$								
10137.80c	10167	-30	72	1.00	1.060	50.3c	2	47.8	2.5	51	$f^2d^3H^3D^3I$	11	$f^2d^3H^3F^3I$								
10454.26c	10457	-3	90	1.04	1.115	52.8c	2	52.1	-3	36	$f^2d^3H^3D^3H$	13	$f^2d^3H^3D^3K$								
11098.78c	11045	42	20	1.00	1.039	12.7	2	18.8	-8.1	11	$f^2d^3H^3F^3I$	10	$f^2d^3H^3D^3K$								
11283.14c	11204	-11	45	.94	.903	20.5	2	17.3	3.2	24	$f^2d^3H^3F^3I$	17	$f^2d^3H^1D^3K$								
12076.31c	12007	9	51	1.07	1.069	8.1c	2	7.9	-1.8	18	$f^2d^3H^1D^3I$	14	$f^2d^3H^3D^3I$								
13084.22c	13081	2	30	1.10	1.134	21.0c	2	22.2	-1.2	42	$f^2d^3H^3F^3H$	11	$f^2d^3H^3D^3I$								
13216.22c	13177	39	56	1.057	1.057	31.4c	2	28.4	-7.0	10	$f^2d^3H^3D^3I$	8	$f^2d^3H^1D^3I$								
13265.02c	13203	-18	66	1.14	1.166	42.9c	2	42.5	1.4	42	$f^2d^3H^3D^3H$	9	$f^2d^3H^1D^3H$								
13472.66c	13482	-10	11	1.07	1.099	22.4c	2	22.8	-1.4	64	$f^2d^3H^3D^3H$	15	$f^2d^3H^3F^3I$								
13776.80c	13832	-56	39	1.103	1.113	27.8	2	22.5	5.1	20	$f^2d^3H^3D^3H$	16	$f^2d^3H^3F^3I$								
14204	14204		66	1.191	1.191	40.7	2	26.9	-4.0	24	$f^2d^3H^3D^3H$	15	$f^2d^3H^3F^3H$								
14416.26c	14340	76	28	.80	1.011	22.9	2	28.9		14	$f^2d^3H^3D^3K$	8	$f^2d^3H^3D^3K$								
	14512		45	1.113	1.113	17.6		17.6		16	$f^2d^3H^3D^3K$	13	$f^2d^3H^3D^3H$								
	14747		49	1.101	1.101	12.6		12.6		19	$f^2d^3H^3D^3I$	13	$f^2d^3H^3D^3H$								
	15438		42	1.174	1.174	12.0		12.0		22	$f^2d^3H^3D^3I$	20	$f^2d^3H^3D^3I$								
	15744		11	1.101	1.101	18.5		18.5		40	$f^2d^3H^3D^3I$	6	$f^2d^3H^3F^3I$								
15937.23c	15930	6	44	1.18	1.178	33.8	1.5	30.9	2.9	35	$f^2d^3H^3D^3H$	32	$f^2d^3H^3F^3H$								
16072.45c	15997	25	16	1.120	1.120	20.3	1.5	17.1	3.2	27	$f^2d^3H^3D^3H$	7	$f^2d^3H^3F^3H$								
16242.97c	16156	86	39	1.08	1.199	12.1	2	24.7	-11.6	37	$f^2d^3H^3D^3H$	17	$f^2d^3H^3F^3H$								
16638.96c	16671	-32	16	1.006	1.006	16.3	4	19.3	-3.0	18	$f^2d^3H^3D^3I$	11	$f^2d^3H^3F^3H$								
16778	16778		32	1.130	1.130	11.5		11.5		26	$f^2d^3H^3D^3I$	8	$f^2d^3H^3D^3H$								
16967.22c	16932	34	43	.85	.949	12.4c	2	10.6	2.8	26	$f^2d^3H^3D^3K$	10	$f^2d^3H^1D^3K$								
	17243		21	1.220	1.220	14.6		14.6		25	$f^2d^3H^3D^3K$	14	$f^2d^3H^3D^3K$								
	17779		90	1.225	1.225	47.5		47.5		27	$f^2d^3H^3D^3K$	23	$f^2d^3H^3D^3K$								
18350	18350		18	1.076	1.076	21.4		21.4		13	$f^2d^3H^3D^3I$	7	$f^2d^3H^1D^3K$								
18835.72c	18760	74	11	1.04	1.048	20.5	5	21.0	-3	14	$f^2d^3H^3D^3I$	14	$f^2d^3H^1D^3K$								
	19120		15	1.120	1.120	17.4		17.4		9	$f^2d^3H^3D^3I$	9	$f^2d^3H^3D^3I$								
	19510		7	1.288	1.288	18.0		18.0		43	$f^2d^3H^3D^3I$	19	$f^2d^3H^3F^3I$								
19842.14c	19872	9	29	1.129	1.129	22.9c	4	21.0	1.9	12	$f^2d^3H^3D^3I$	8	$f^2d^3H^3D^3H$								
20114.95c	20714	-99	47	1.131	1.131	23.5	4	26.2	-2.7	14	$f^2d^3H^3D^3I$	10	$f^2d^3H^3D^3H$								
20134	20134		19	1.137	1.137	21.1		21.1		39	$f^2d^3H^3D^3I$	11	$f^2d^3H^1D^3I$								
20100d	20100d			1.166	1.166	19.6		19.6		100	$f^2d^3H^3D^3I$										

L'optimisation des paramètres par moindres carrés suppose un certain nombre de choix, à chaque étape, concernant les identifications. Il existe des groupes de niveaux, souvent d'énergies voisines, ayant la même valeur de J , pour lesquels les fonctions d'onde calculées correspondent aux mêmes vecteurs de base dans les composantes les plus grandes; si les proportions sont mal réparties, les valeurs calculées sont intermédiaires et représentent mal les niveaux expérimentaux. La mise en correspondance est alors mal définie, et il arrive en particulier que les différentes grandeurs disponibles expérimentalement ne soient pas en accord. On pourrait éliminer ces niveaux ou ne s'intéresser qu'aux valeurs moyennes, comme le permet le programme GRAMAC, mais il m'a souvent semblé que de tels niveaux étaient justement indispensables à l'amélioration de la représentation, c'est à dire qu'une identification convenable permettait une amélioration des paramètres en tenant compte des renseignements fournis par chacun des niveaux.

De plus, lorsque les conditions imposées par les données expérimentales sont trop peu contraignantes pour certains paramètres, on est amené à imposer des contraintes supplémentaires, justifiées par des relations théoriques ou empiriques, ou des valeurs calculées a priori, ce qui comporte un certain arbitraire.

Les contraintes imposées aux paramètres dépendent de la quantité d'information que l'on peut attendre des niveaux expérimentaux disponibles relativement à chacun des paramètres utilisés, mais aussi de l'état d'avancement du processus d'optimisation. Un paramètre dont l'écart-type paraît trop important est avantageusement fixé, jusqu'à une prochaine étape où il sera éventuellement mieux tenu, ou définitivement.

Chaque étape comporte ainsi souvent plusieurs essais, où varient les identifications et les contraintes imposées aux paramètres. Les choix effectués n'auraient sans doute aucune importance si le résultat final était obtenu après convergence du processus itératif, tous les paramètres étant finalement libérés. Dans le cas de systèmes très complexes, comme l'est celui des configurations paires de PrII, c'est loin d'être le cas. En effet, il reste quelques paramètres qu'il a fallu fixer à des valeurs raisonnables (par comparaison avec les spectres voisins, dont l'interprétation comporte aussi quelques arbitraires et des approximations qui peuvent perturber les valeurs des paramètres), mais surtout l'état final n'est pas le résultat d'une convergence. En effet, compte tenu de la densité des niveaux, il semble impossible d'obtenir deux résultats semblables à l'issue de deux étapes successives, au bout d'un nombre raisonnable d'itérations, alors que l'écart quadratique moyen est devenu stationnaire. En particulier, il y a toujours des couples de niveaux qui échangent une partie de leurs caractéristiques après une diagonalisation supplémentaire, ce qui entraîne une modification du système à optimiser. La shf en particulier fournit un critère très sensible pour montrer que la représentation évolue encore. Pour aboutir tout de même à une solution, j'ai choisi d'arrêter le processus en choisissant l'étape où la représentation obtenue me paraissait la meilleure.

C Interprétation paramétrique de la structure hyperfine

Chaque niveau expérimental du praséodyme (PrI et PrII) est affecté d'une valeur expérimentale de A. J'ai entrepris d'en obtenir une représentation paramétrique, aussi bien pour les configurations dont

j'avais étudié moi-même la sf que pour celles qui avaient été étudiées par J.F.Wyart, et pour lesquelles les matrices de sf étaient disponibles. Les fonctions d'onde sont utilisées pour le calcul des coefficients des paramètres de shf en couplage intermédiaire, grâce aux matrices de coefficients des paramètres calculées dans la base LS de départ.

L'idée initiale était que l'on pouvait espérer déterminer des valeurs pour les paramètres effectifs définis par C.Bauche-Arnoult [4,5,6], en profitant du nombre important de valeurs expérimentales disponibles.

1. Résultats

Ainsi qu'il est exposé dans les annexes A et C, pour les cas des configurations paires de PrI et de PrII seuls les paramètres prépondérants ont pu être optimisés. L'interprétation des valeurs expérimentales dépend très peu des valeurs des autres paramètres, et avec ce nombre restreint de paramètres, les valeurs calculées sont suffisamment précises pour justifier les identifications et donner des prévisions utilisables. Ceci prouve que les calculs réalisés pour l'interprétation paramétrique de la sf ont bien un sens, même lorsqu'on a affaire à un système de niveaux très complexe.

L'étude de la shf de configurations plus simples (configurations impaires basses de PrI et PrII) a, pour l'instant donné des résultats analogues mais qui ne sont que préliminaires.

Les résultats que j'ai obtenus pour PrI quant aux valeurs des paramètres non prépondérants ne doivent pas être interprétés, comme l'a fait V.Pfeufer [40], comme une détermination expérimentale: ces valeurs

sont tenues par les relations a priori qui sont supposées relier ces paramètres aux paramètres principaux, et ne permettent donc pas de conclusion théorique.

2. Facteurs limitatifs

Les contributions des paramètres tels que a_d et a_p , ou celle des paramètres correspondant à la théorie relativiste, sont faibles devant les écarts observés et donnent des valeurs affectées d'un écart-type important.

Dans l'étude de PrII, l'imperfection des fonctions d'onde paraît être un facteur d'erreur plus important que les incertitudes expérimentales sur les valeurs de A. Compte tenu du grand nombre de niveaux disponibles, j'espérais que l'interprétation de la shf d'un nombre plus restreint de niveaux pourrait donner plus de résultats. En fait, en limitant l'étude aux 71 niveaux dont la sf paraissait convenablement représentée, on obtient des résultats assez analogues, qui sont en principe plus fiables puisqu'on a évité de faire intervenir des coefficients certainement incorrects. Il était intéressant de continuer à restreindre le jeu de niveaux interprétés, en choisissant ceux dont la fonction d'onde paraît la plus correcte selon le critère fourni par la shf, cependant il est apparu que les résultats obtenus n'étaient pas stables par rapport aux niveaux choisis.

Compte tenu de la faible contribution des paramètres non principaux, il est probable que le critère hfs dépend peu des valeurs des paramètres hfs utilisés, c'est-à-dire que ce n'est pas de changer de tels paramètres qui permettra à un niveau dont la shf est vraiment mal représentée d'avoir une représentation de shf correcte; mais pour les

niveaux dont la shf est assez bien représentée, il subsiste probablement des erreurs sur les coefficients, dont les effets se compensent, mais qui gênent la détermination des paramètres de shf. De plus, si on restreint le nombre de niveaux, l'effet de grand nombre qui neutralise les valeurs aberrantes disparaît.

Eliminer l'incertitude expérimentale sur les valeurs de A permettra certainement de progresser dans la compréhension du phénomène, mais il n'est pas sûr que ce facteur soit plus important que les imperfections des fonctions d'onde .

CHAPITRE VIII

Résultats

A Historique

Les différents aspects du travail ont été décrits en partant des données pour arriver aux résultats.

En fait, une description des interactions entre les différentes phases est sans doute nécessaire pour donner une idée plus claire du processus.

Le calcul paramétrique pouvait être initialement considéré comme un but en soi: il était intéressant d'interpréter un nombre déjà important de valeurs expérimentales, et en particulier celles concernant la shf.

En fait, c'est aussi un outil bien connu des classificateurs, dont l'usage ne peut guère être séparé de l'analyse des spectres. Les valeurs théoriques préliminaires, obtenues avec des valeurs approchées des paramètres déduites de spectres voisins, permettent de situer les niveaux et aident à leur recherche. Dans une étape ultérieure, l'interprétation paramétrique des valeurs expérimentales repose sur l'identification entre niveaux calculés et expérimentaux, et suscite de ce fait des déterminations expérimentales complémentaires.

C'est ce qui m'a amenée à entreprendre l'acquisition systématique de données décrivant les raies, en commençant par les spectres infrarouges, où se trouvaient des transitions concernant PrII.

La difficulté que j'ai éprouvée à acquérir une connaissance suffisante du spectre, alors que je n'avais pas suivi le développement de la classification, m'a certainement conduite à acquérir beaucoup plus de données qu'il n'était peut-être utile pour le but proposé. Cela m'a obligée aussi à mettre au point des procédés qui permettent effectivement de transmettre les connaissances de façon très organisée.

Les données acquises dans l'infrarouge permettaient aussi l'étude de PrI puisque les raies n'en étaient pas discernables avant classification. J'ai ainsi entrepris l'interprétation paramétrique des configurations paires basses de PrI. Cela m'a conduit à étudier le spectre visible, riche en raies de PrI.

Revenant à PrII, j'ai étudié le spectre visible et ultraviolet, parce qu'il permettait de préciser des caractéristiques de niveaux pairs bas, en particulier les facteurs de Landé, grâce à des transitions avec des niveaux appartenant à la configuration $4f^2 5d 6p$. L'étude paramétrique préliminaire de cette configuration m'a permis de trouver presque tous les niveaux accessibles. En même temps, l'étude des transitions de ce type m'a amenée à trouver de nouveaux niveaux pairs.

B Présentation des travaux publiés

Les niveaux de PrI et de PrII appartiennent à des systèmes complexes où plusieurs configurations se mélangent. Les progrès obtenus pour la classification et l'interprétation paramétrique ont fait l'objet de quatre articles.

Pour PrI, les résultats publiés (annexe A) concernent la classification de 43 raies, et 54 niveaux pairs. Les énergies sont interprétées à l'aide de 30 paramètres (18 libres) et un écart quadratique moyen égal à 47 cm^{-1} . Les constantes de shf magnétiques sont interprétées avec 3 paramètres indépendants, et un écart quadratique moyen de $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Seules les deux configurations les plus profondes ($4f^2 (5d 6s^2 + 5d^2 6s)$) ont été prises en compte; cela limite l'interprétation aux niveaux d'énergies inférieures à celles des premiers niveaux de la configuration $4f^3 6s 6p$, vers 13000 cm^{-1} .

L'étude de PrII comporte pour l'instant 3 articles:

- un premier article (annexe B) est consacré à la description des raies et des niveaux . Il comporte la description de 172 raies classées entre 25000 et 27920 cm^{-1} et de 39 raies non classées entre 14734 et 17976 cm^{-1} , les caractéristiques de 105 niveaux impairs et de 187 niveaux pairs, ainsi que la répartition des types de transition observés entre 2783 et 27920 cm^{-1} .
- un second article (annexe C) présente l'interprétation paramétrique des structure fines et hyperfines des 187 niveaux pairs connus, sur la base des configurations $4f^2 5d^2$, $4f^2 5d 6s$, et $4f^3 6p$. 50 paramètres de structure fine, dont 43 libres, donnent une représentation des énergies avec un écart quadratique moyen de 80 cm^{-1} . La shf est représentée à l'aide de 7 paramètres dont 4 libres , avec un écart quadratique moyen de $4 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$
- un troisième article (annexe D) donne, dans le domaine compris entre 2783 et 25000 cm^{-1} , une description des raies classées les plus intenses analogue à celle donnée à titre d' exemple dans le premier article (annexe B) . Les valeurs expérimentales concernant les raies, incluant des données de shf et d'effet Zeeman, sont confrontées aux valeurs des caractéristiques affectées aux niveaux impliqués.

Les matrices que j'avais calculées pour PrI ont permis l'étude de la structure fine de PaI (annexe E). L'interprétation des résultats de l'analyse des spectre est obtenue, pour les 64 niveaux les plus profonds appartenant aux configurations $5f^2$ ($6d 7s^2 + 6d^2 7s$), à l'aide de 36 paramètres (14 paramètres libres), avec un écart quadratique moyen de 134 cm^{-1} .

1. Annexe A

Structures fine et hyperfine dans les configurations $4f^2 5d 6s^2$ et $4f^2 5d^2 6s$ du praséodyme neutre

Physica Scripta Vol.23, 260,267, 1981 (en anglais)

2. Annexe B

Structures fine et hyperfine du praséodyme ionisé Pr^+

I Niveaux d'énergie, structure hyperfine et effet Zeeman, raies classées, du praséodyme ionisé Pr^+

A paraître dans Physica Scripta (en anglais)

3. Annexe C

Structures fine et hyperfine du praséodyme ionisé Pr^+

II Interprétation paramétrique des structures fine et hyperfine pour les niveaux pairs du praséodyme ionisé Pr^+

A paraître dans Physica Scripta (en anglais)

4. Annexe D

Raies fortes classées dans le spectre II du praséodyme (Pr^+)

Soumis pour publication à Atomic Data and Nuclear Data Tables (en anglais)

5. Annexe E

Interprétation des configurations paires profondes du protactinium neutre ($Pa I$)

avec J. Blaise et J. F. Wyart

Zeitschrift fur Physik A - Atoms and Nuclei 321,61-63 (1985) (en anglais)

C Autres résultats

1. Annexe F

Exemple de description du spectre.

Une table, concernant 2689 raies entre 15620 et 17851 cm^{-1} , donne des caractéristiques des raies observées et des transitions dont les nombres d'ondes coïncident à moins de 0,1 cm^{-1} . Bien que dans un état provisoire, cette table est publiée ici car elle présente l'intérêt de décrire le spectre dans la région où fonctionnent les lasers à colorants.

2. Table V

Liste des niveaux de PrI

Une liste des niveaux de PrI et de leurs caractéristiques est donnée en table V, dans l'état actuel, en attendant une présentation analogue à celle de l'annexe B (242 niveaux impairs, 340 pairs, dont 153 et 116 nouveaux).

3. Table VI

Exemples de tableaux de transitions caractérisant les niveaux.

Une partie des tableaux de transitions actuellement disponibles pour tous les niveaux connus est donnée en table VI. Ces tableaux comportent toutes les raies listées coïncidant avec des transitions possibles. Les renseignements concernant les raies et les niveaux permettent de décider s'il y a (ou non) coïncidence fortuite, et montrent éventuellement les raies perturbatrices.

Il s'agit là aussi d'un document provisoire.

Table V-1

voir légende p.91

Niveaux d'énergie impaire de Pr I

ref	ΔV	J	E	g	nom	ref	ΔV	J	E	g	nom
L	720	4	1376.620	96	F352 4I		576	4	20396.310	83	F20SP 4L
L	715	5	2846.780	110	F352 4I		965	6	20439.490	915	F20SP
L	722	6	4381.120	120	F352 4I		456	5	20542.980	76	F20SP
C	238	5	6080.440	63	F305 6L		866	5	20563.920	106	
C	178	4	8250.170	56	F305 6L		930	2	20621.721	79	
C	997	6	8733.450	85	F305 6K		-25	5	20643.071		
C	949	5	8835.380	84	F305 6K		1500	1	20643.801	66	Q J 1
C	1210	7	9646.850	98	F305 6L		5	7	20652.011	1135	F20SP 6L
C	1157	6	9684.190	98	F305 6K		665	4	20715.681		J 1
	746	6	10410.760	805	F305 4L		1380	3	20813.781	84	
	711	5	10431.720	80	F305 4K		700	3	20873.941		
	110	3	10654.111		F305 6K		401	3	20939.821	93	
	1268	7	10668.960	113	F305 6K		1340	6	21013.280	84	
	1326	8	10720.400	106	F305 6L		830	6	21096.531		
	756	4	10936.670	80	F305 6I		665	4	21231.042		
	1286	5	11322.420		F305 6I		860	5	21273.711	96	
	750	3	11680.751		F305 6I		200	5	21301.021		
	476	6	11746.340	97	F305 4K		580	4	21305.851		
	1341	8	11764.250		F305 6K		110	4	21316.821		
	481	7	11814.660	97	F305 4L		1130	2	21365.781	68	
	690	4	11838.141		F305 6L		260	3	21394.371	110	
	1371	9	11913.160	118	F305 6L		1030	3	21424.111	93	
	230	4	12049.951		F305 4I		876	6	21466.481	105	
	1340	5	12222.102		F305 6I		490	5	21470.600	100	
	1150	5	12877.671		F305 6K		1360	5	21631.191		
	1376	9	12945.510		F305 4K		1560	6	21641.951		
	425	7	13002.052		F305 6K		700	7	21655.151	114	F20SP 6K
	590	4	13024.691		F305 4K		626	6	21709.840	1065	
	1431	0	13198.700	120	F305 6L		916	5	21813.110	105	
	326	8	13280.440	107	F305 4L		650	3	21823.781		
	750	4	13379.781	76	F305 4I	C	1139	5	21969.480	64	F20P 6L
	480	4	13466.591		F305 4I		930	6	21999.380	915	F20P 6M
	1285	7	13565.520		F305 6I		1060	4	22203.861		
	330	8	14340.212		F305 4K		615	5	22218.851	110	
	1280	6	14510.221		F305 2K		1260	4	22246.241	83	
	1080	7	14769.551		F305 4I		1620	6	22311.651	107	
	217	9	14799.881		F305 4L		721	6	22328.921	112	
	1200	8	14943.851		F305 6I		305	4	22561.131	1085	F20SP 6L
	850	6	15422.901		F305 60		895	5	22577.250		00
	1490	8	16985.461		F305 4L		1050	4	22633.091	92	
	256	4	18125.550	615	F20SP 6K		671	6	22670.122		
	555	5	18204.050	72	F20SP 6L		930	6	22719.341		
	951	5	18606.070	985	F20SP 6L		1015	5	22786.540	95	F20P 6L
	1671	6	18629.410	97	F20SP 6L		820	5	22811.280	102	
	1270	5	18842.121		F20SP 6L		795	3	22831.720	1105	
	216	4	18888.110	80	F20SP 6L		700	5	22834.791	98	
	841	5	18934.680	885	F20SP 6K		1000	5	22850.991	1075	
	175	3	18987.101	64	F20SP 6I		734	7	22881.480	98	
	831	4	19303.510	108	F20SP 6I		1000	5	22849.561	85	
	1296	6	19315.960	108	F20SP 6I	C	610	7	22968.191	109	
	556	4	19339.860	77	F20SP 6G		1645	6	22974.550	108	
	910	5	19910.135	85	F20SP		380	8	23087.270	95	
	600	4	19936.901				950	4	23137.681		OSP 6L
	940	4	19950.101				720	5	23152.831		00
	80	3	20221.601				1230	4	23207.530	105	
	650	4	20243.721				775	6	23280.092	106	
	995	5	20249.580				1300	5	23286.921		
	946	5	20315.280	1035			465	7	23309.480	1005	0J670
	1330	6	20339.471	105	F20SP 6K			4	23430.431		

Table V-3

Niveaux d'énergie pairs de Pr I

ref	ΔV	J	E	δ	nom	ref	ΔV	J	E	δ	nom
C	760	4	4432.240	805	F2052 4I		956	5	13727.480	116	F2052 6I
	868	5	4866.530	785	F2052 4K		526	3	13781.350	93	F2025 6O
	731	4	5822.690	854	F2052 2H		881	4	13822.500	117	
	766	5	6313.250	961	F2052 4I	Z	496	3	13867.180	71	
	575	2	6451.721	65	F2052 4G		876	5	13972.290	1075	F3SP 6I9
	655	3	6535.530	68	F2052 4H		711	4	13974.730	91	F2025 4L
C	881	6	6603.630	96	F2052 4K		540	8	14028.751	1065	
C	475	5	6714.220	81	F2052 6L		771	6	14087.570	1065	
C	552	5	6892.950	85	F2052 2H		846	4	14139.300	102	F3SP 6K
	555	3	7617.441	95	F2052 4G	Z	981	5	14178.380	91	
	906	6	7630.170	87	F2052 6L	Z	751	4	14186.360	100	
C	750	6	7951.350	109	F2052 4I	Z	696	4	14261.520	111	
	110	3	8013.141	46	F2052 6I		601	4	14272.860	101	
	695	4	8029.280	965	F2052 4H	Z	626	4	14468.310	100	
	211	4	8320.290	54	F2052 6K		976	6	14470.060	97	
C	1018	7	8363.912	106	F2052 4K		775	5	14505.090	985	
	665	4	8643.832	83	F2052 6L		771	5	14660.630	985	
C	1018	7	8765.571	103	F2025 6I		1040	5	14760.321	88	O1#5
	781	5	8829.090	85	F2025 6K		711	4	14764.290	1065	
	970	5	9268.751	104	F2025 6I		775	3	14773.741	1065	
	1236	6	9464.460	104	F2025 6K		616	7	14800.700	105	F3SP 6I
	740	5	9483.540	104	F2025 6I		691	5	14981.510	105	F3SP 6K
	706	5	9675.040	104	F2052 2I		991	5	15111.480	105	
	524	3	9704.751	991	F2052 4H		1398	6	15156.070	1055	
	100	2	9710.641	37	F2052 4K		1016	5	15238.140	1045	
	720	2	9745.420	110	F2052 6H		920	4	15342.791	1045	
C	1358	8	9770.331	110	F2025 6L		786	5	15469.560	1045	F2052 2I
	705	3	9916.170	113	F2025 6H		410	4	15531.601	87	
	734	8	10157.091	113	F2052 4K		928	5	15567.280	113	F3SP 4K
	575	3	10194.741	113	F2025 6I	Z	656	6	15677.650	95	
	1140	6	10266.512	113	F2025 6H		1091	6	15772.560	100	F3SP 6I
	1170	4	10356.711	95	F2025 6H	Z	1095	6	15850.491	100	
	1010	6	10423.681	114	F2025 6K		520	5	15882.931	100	
	1390	7	10466.731	114	F2052 4K	Z	1090	7	15904.930	100	
	305	5	10904.071	97	F2052 4H		1226	6	16069.900	1095	F3SP 6I
	320	2	11107.690	85	F2025 6L		752	5	16121.231	1095	
	1480	9	11151.491	108	F2025 6L		1026	6	16250.900	1095	
	595	4	11184.412	108	F2025 6H		736	5	16294.401	1095	
	860	3	11274.181	108	F2025 6H		560	5	16316.500	1095	F3SP 6K
	1056	5	11282.670	108	F2025 6I		1391	7	16377.471	1095	
	1320	7	11483.451	98	F2025 6K	Z	1081	6	16451.350	1095	
	940	6	11562.791	98	F2025 6K		1206	7	16626.890	109	F3SP
	706	4	11713.220	124	F2025 6K		730	5	16778.510	109	
	1470	8	11714.361	1085	F2025 6K	Z	625	6	16823.811	109	
	1006	5	11944.200	1085	F2052 4H	C C	543	4	16887.830	1095	
	1231	6	12041.671	1095	F2025 4H		640	5	16935.881	1095	
	680	5	12180.130	1095	F2025 4L		966	6	16979.030	110	F3SP 6I
	1171	5	12234.620	105	F2025 4L		1216	7	17262.180	110	
	830	7	12250.561	125	F2025 6I	Z	746	5	17405.540	105	F3SP 6I
	1370	8	12736.671	114	F2025 6I		826	7	17429.981	105	4K
	1000	4	12746.080	114	F2025 6H		920	5	17470.850	115	
Z	786	5	12804.491	1075	F2025 6H		698	8	17494.420	115	
	1255	6	13146.601	1075	QJ6		701	6	17504.170	104	F3SP 4K
	421	5	13250.680	1075	F3SP 6K		966	5	17577.860	76	F3SP 4K
	751	4	13272.620	79	F3SP 6I		1370	8	17855.470	120	F3SP 6K
	468	4	13432.490	75	F3SP 6I	C C	593	5	18102.900	120	
	296	3	13454.250	103	F3SP 6I						
	566	4	13605.680	103	F3SP 6I						

Table V-4

Niveaux d'énergie paire de Pr I

ref	ΔV	J	E	g	nom	ref	ΔV	J	E	g	nom
C C	612	6	18144.450	945			826	6	21618.420	65A	F202S 4L
	505	4	18189.221				625	7	21629.201	106	
	666	5	18237.240	99			491	3	21649.640	88	
	796	7	18277.900	905	Z		626	5	21677.150	100	
	641	5	18309.120				536	3	21720.920	97	
	1355	8	18380.341				636	6	21745.960	111S	
	356	3	18401.261				511	5	21785.100	102	
	820	7	18466.971	127			730	6	21767.020	112	
CZ	765	7	18548.541	114			646	3	21790.030	115K	
	1370	8	18557.070		F3SP G1		587	4	21795.170	102	
	507	4	18578.240				206	3	21960.940	1025	
C	704	4	18636.181	1145			676	3	22014.080	1165	
	716	5	18122.590	1075			376	3	22057.500	114	
	1596	9	19171.691		F3SP 6K	Z	1055	7	22088.822	108	
	886	6	19212.720	1145			868	6	22158.210	1157	
	706	5	19343.250	106			620	3	22159.631	885	
	570	7	19364.581				620	3	22272.600	1165	
	700	6	19390.380	1131			740	6	22416.151	111	
Z	591	5	19474.680	94		Z	576	3	22453.160	111	
	800	7	19568.821	108	F3SP 4K		780	5	22463.470	114	
	390	4	19620.041			Z	806	7	22498.750	102	
	845	3	19654.560	95			448	4	22509.400	1105	
	518	3	19749.100	1075			450	3	22586.390	103	
Z	608	5	19820.690	995			726	4	22694.600	103	
Z	666	5	19861.840	89			690	8	22700.891	1175	
	775	4	19871.160	112	F3SP 4K		570	6	22725.860	114	
	451	5	19920.360	1041			460	5	22742.621	1111	
	411	4	19983.960	101			726	4	22761.900	1111	
Z	476	5	20089.280	1035			831	7	22762.470	103	F3SP 4K
Z	916	4	20154.630	1225			1051	6	22785.280	71	F3DP 6M
Z	448	5	20171.720	106			746	4	22921.340	108	
Z	616	4	20190.810	81		Z	501	4	22924.390	1115	
CZ	512	5	20243.720	1095			906	5	23067.290	76	F3DP 6L
	480	3	20289.490	1035		Z	775	6	23085.080	111	F3SP 4I
	1053	6	20271.231	115			595	4	23242.130	1185	F3SP 4G
	503	4	20344.280	1005			670	7	23688.871	109	
	876	3	20467.390	88			716	6	23793.610	109K	
	460	4	20476.860	108			686	4	23818.550	90	
	770	4	20621.000	1235			961	7	23842.610	87	
	751	6	20622.700	103			860	6	23891.200	995	
	576	3	20653.320	1185			440	5	23931.351	103	
	730	5	20731.901	117			740	4	23976.000	845	
	448	3	20792.060	975			760	6	23997.540	109	
Z	730	6	20798.250	105			500	9	24068.631	99	
Z	576	4	20827.150	1005			846	6	24073.370	107	
	486	4	20878.480	104			1080	7	24089.381	107	
Z	720	5	20943.420	116			916	7	24125.910	93	
Z	800	5	20982.950	1135			760	5	24136.570	1105	
Z	700	3	21072.640	95		Z	490	5	24172.700	110	
	556	3	21105.840	865			911	8	24195.130	116	
Z	820	5	21120.690	1135			890	6	24235.280	87	
Z	651	6	21159.760	112			821	5	24251.540	112	
	545	6	21263.811	1045			966	6	24267.800	110	
C	1217	7	21398.471	120			730	5	24307.521	097	
	1196	6	21469.980				500	5	24312.050	86	
Z	636	5	21471.810	101			500	5	24333.700	110	
	676	3	21513.230	118			750	4	24441.770	995	
	526	3	21545.730	96			606	7	24472.970	111	
Z	561	5	21612.660	107		C	656	6	24555.040	1035	
							800	5	24584.761	093	
							914	5	24590.790	68	
							645	4	24624.181	68	F3DP 6L

Table V-5

Niveaux d'énergie pairs de Pr I

ref	ΔW J	E	g	nom	ref	ΔW J	R	g	nom
Z	558 7	24634.760	1075	F30P 4I		700 7	27620.011	102	
	696 5	24720.780	1035	F30P		680 5	27634.460	94	F30P 6M
	846 7	24754.480	1075			751 10	27634.530	98	
	726 5	24821.470	96	F30P 6K		708 6	27721.260	101	F30P 6K
	758 5	24906.640	107			570 5	27777.431	111	
Z	515 6	24951.731	103	F30P 6M		720 6	27784.520	110	
	821 5	25006.910	1075	F30P 6I		970 9	27807.331		
Z	978 6	25025.460	101	F30P 6I	Z	760 5	28032.991	106	
	578 5	25097.770	112			650 5	28054.320	98	
	646 7	25168.930	110			760 5	28149.760		
	760 5	25279.160	103	F30P 4I		750 10	28283.601	112	Q
	690 8	25318.781	103	F30P		650 9	28301.921		
	740 7	25321.560	91			796 7	28378.490		
	780 5	25333.670	101			730 6	28423.321		
C C	731 6	25357.340	113			850 9	28451.281		
	820 3	25425.290				740 9	28508.671		
C	740 7	25435.991	104			631 5	28560.660	97	F30P 6L
C	94	25454.380	915			681 9	28613.790		
C	673 4	25473.730	975	F30P 6L		640 8	28622.601	120	F30P 6L
C	732 6	25498.670	115			681 10	28806.991	110	
	886 6	25587.660	105			678 7	28906.272		
	906 6	25608.770	97	F30P 4M		540 6	28917.280		
	1098 6	25664.751	104	F30P 6K		600 8	28927.041		
	636 7	25781.450	104			631 9	28964.070		
C	764 6	25840.140	98			711 11	29011.250		
	820 7	25861.870	115			650 10	29322.721	86	
	1260 7	25877.091	104			-14 4	29364.442		
	611 6	25962.660	110			370 8	29572.301		
	926 6	26107.270	110			640 8	29556.001		
	946 6	26123.370	108			630 9	29746.541		
	800 10	26138.081	108		C	707 10	29805.760	122	OJ89 F30P 6L
	721 8	26252.060				550 5	29910.951		
	775 6	26258.600				631 8	30010.532		
	680 6	26297.660				656 9	31172.710		F30P 6K
	1200 7	26302.481							
	810 9	26313.720							
	840 8	26315.151							
C7C	730 7	26333.170							
	661 6	26362.840							
C	746 5	26357.240							
	716 4	26392.350							
	701 7	26410.200							
	756 6	26455.260							
	646 4	26528.812							
	630 8	26565.322							
C	713 7	26654.430							
	641 7	26710.270							
Z	786 6	26715.360							
	791 5	26784.270							
	780 9	26802.821							
	700 5	26844.010							
	760 6	26898.571							
	736 5	27153.670							
	800 8	27201.911							
	720 9	27214.001							
	736 6	27404.500							
C	624 6	27444.941							
	716 8	27523.120							

ref: L hfs mesurées par H.Lew [17]
 C " " W.J. Childs et L.S.Goodman [8]
 Z niveau établi par R. Zalubas et B.R. Borchart [20]
 CG " " W.J. Childs et L.S.Goodman [8]

ΔW : largeur totale de shf
 E :Energie

la troisième décimale de E est codée: 1 correspond à un niveau établi au cours du présent travail

g :facteur de Landé doit être transformé en un nombre entre .2 et 2.
 Nom: Q niveau douteux

QJ valeur de J douteuse

les noms de configuration et terme LS ou bien correspondent à une interprétation des niveaux (étude des multiplets ou étude paramétrique), ou bien sont déduits des transitions observées

Table VI-1

Exemples de tableaux de transitions caractérisant les niveaux.

(utilisation du programme RECHER, option MC)

UNIVAC 1110 TIA/ORSAY-RE-ENT-LIBRARY													
NOMBRE DES RATES LUES 12386													
REGION COVERED BY WAVELENGTHS FROM 2783.366 TO 27914.699 KAISER.													
NOMRE DES NIVEAUX LUES 104DERNIER NIVEAU 42194029													
REGION COVERED BY THE LEVELS FROM .001 TO 42194.029 KAISER.													
PRIIE # 1100 J=6 5854.54 G= 71													
RECHERCHE DE 5854.420A 5854.660PAS .120CHAINES DE 2 5L 2													
NB NIVEAU TRIES 92													
NIV.-CM.	NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	G	ZEEMAN	
5854.449	DP	3L	11418.609	7	0	5564.160	17010	845	200	1045	645	897	3507000000
5854.480	DP	5K	32590.699	5	2	26734.219	1375981	926	-450	476	1376	730	4460005209
5854.533	DP	5K	33277.543	5	2	27423.010	1323750	770	-400	370	1170	850	4430006237
5854.539	DP	5I	33674.549	5	2	27820.010	1305500	600	400	1000	200	970	3100000108
5854.539	DP	5L	31120.629	6	2	25266.090	1350500	1170	100	1270	1070	830	2167106980
5854.549	DP	5L	33397.060	7	0	27542.520	2304080	1130	100	1230	1030	950	44500006220
5854.549	DP	5K	30844.659	5	2	24990.110	1325980	1055	0	1055	1055	760	3100900139
5854.560	DP	05L	33616.689	6	2	27762.129	2305250	761	400	1161	361	950	
5854.560	DP	0	33337.640	5	2	27533.080	3350981	894	1200	2084	-314	900	
5854.611	DP	0	30860.280	6	2	25003.669	1300980	900	-350	550	1250	850	
FIN DE LA RECHERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 11 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES													
PRIIE # 856 J=4 7228.000 G= 620													
RECHERCHE DE 7227.880A 7228.120PAS .120CHAINES DE 2 5I 2													
NB NIVEAU TRIES 58													
NIV.-CM.	NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	G	ZEEMAN	
7227.890	DP	0	33387.640	5	2	26159.750	1305040	886	350	1236	536	900	9500000016
7227.899	S	5I	1649.009	6	0	5378.890	13030	1770	20	1790	1750	1064	
7227.919	DP	3K	10163.479	6	0	2935.560	15110	741	0	741	741	950	
7227.920	DP	5L	31120.629	6	4	23992.709	1390100	1170	-1	-1	-1	850	
7227.930	S	3I	1743.720	5	0	5484.210	14041	-35	324	289	-359	860	
7227.960	DP	05I	33981.240	4	2	26753.280	1302000	750	-1	-1	-1	850	
7227.960	DP	5I	31775.949	4	2	24347.989	1320980	666	-340	326	1006	820	1147804620
7227.990	DP	5K	32590.699	5	2	25362.709	1305100	926	150	1076	776	750	
7227.991	DP	5I	34322.700	4	2	27094.709	1330750	680	-280	400	960	870	2146004809
7227.999	DP	5I	33674.549	5	2	26446.350	1300020	600	-1	-1	-1	970	3000000340
7228.002	S	5I	441.950	5	2	26212.310	1325080	540	350	890	190	850	2148404630
7228.011	S	5I	.001	4	2	6786.032	36601	1758	-902	836	2660	875	
7228.013	DP	5K	33277.543	5	12	26049.530	2303020	-174	1028	854	-1202	603	
7228.039	DP	5K	30844.659	5	2	23616.620	1325500	770	350	1020	520	850	
7228.039	S	5I	1649.009	6	5	5579.030	22030	1055	350	1405	705	760	3000000007
7228.060	DP	03I	35133.620	6	12	27003.580	1308000	1770	50	1820	1720	1064	
FIN DE LA RECHERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 18 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES													
PRIIE # 980 J=7 7369.5 G= 98													
RECHERCHE DE 7369.350A 7369.620PAS .120CHAINES DE 2 5L 2													
NB NIVEAU TRIES 68													
NIV.-CM.	NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	G	ZEEMAN	
7369.401	DP	0	34124.350	5	0	26755.449	2398981	650	720	1370	-70	950	3303300-51

Table VI-2

PRIIE		DATE 032866											
7369.439	DP	SK	13373.609	0	0	6004.170	17021	720	-315	405	1035	1140	0
7369.490	DP	SL	31120.629	6	4	23751.139	1702021	1170	-1	-1	-1	850	0
7369.499	DP	SK	34483.859	6	0	27114.560	2375980	800	200	1000	600	940	3509800000
7369.509	DP	SK	34031.319	6	0	26661.810	2315250	850	150	1000	700	900	3508200330
7369.510	DP	031	35133.620	6	0	27764.110	2320750	715	300	1015	415	1030	3404500907
7369.519	DP	SL	3893.459	6	2	3476.060	35240	978	0	978	978	730	0
7369.520	DP	SL	33397.060	7	0	26027.540	1398980	1130	150	1280	980	950	31090000620
7369.521	DP		35041.680	7	0	27672.159	2310500	850	200	1050	650	1000	3109800149
7369.011			30660.280	6	4	23490.669	1304200	900	-1	-1	-1	850	0
FIN DE LA RECHERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 11 CHAINES 0 COMBINAISON SANS ACCEPTEES S SI S													
PRIIE W= 204 J= 6 7832.450 G= 650													
RECHERCHE DE 7832.330A 7832.370PAS -120CHAINES DE ZOPIION													
NB NIVEAU TRIES 58													
NIV. CM. NOM NIV. DON. J CL RATE GUAL MFSM MFSR MFS+ MFS- ZEE MAN													
7832.371	DP	SK	32950.100	6	4	25117.729	1303020	970	-1	-1	-1	940	0
7832.379	S	SI	1649.009	6	0	6183.370	12011	1770	670	2440	1100	1064	0
7832.400	DP	SK	34031.319	6	2	26198.919	1103011	850	-1220	-370	2070	900	0
7832.439	DP	SK	32590.699	5	2	24759.240	1102051	926	1130	2054	-204	750	0
7832.440	DP	SK	35497.560	5	2	27663.120	1703051	970	980	1950	-10	900	0
7832.443	DP	SK	33277.543	5	2	25445.100	1803031	770	980	1750	-210	850	0
7832.449	DP	051	33440.509	4	2	25608.060	1803021	540	700	1240	-160	850	4140004350
7832.449	DP	SI	31775.949	4	2	23943.500	1808101	666	860	1526	-194	820	1000000009
7832.450	DP	051	33961.240	4	2	26148.790	1805031	750	920	1670	-170	650	3100000000
7832.450	D	SK	4097.580	5	2	3734.870	18221	893	-1062	-204	3720	875	0
7832.450	S	SI	441.950	5	2	7390.500	27071	1758	-1962	-204	3720	875	0
7832.451	DP	031	35220.930	5	2	27388.479	1803041	715	920	1635	-205	950	4300000250
7832.451	DP	0	34124.650	5	0	26292.399	1801031	650	860	1510	-210	950	4300000200
7832.451	DP	0	33387.640	5	2	25555.189	1804041	886	1090	1974	-204	900	40000000400
7832.451	S	SI	.001	4	2	7832.450	35450	-174	0	-174	-174	603	0
7832.460	DP	SK	30844.659	5	2	25012.199	1815201	1055	1260	2315	-205	760	0
FIN DE LA RECHERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 17 CHAINES 0 COMBINAISON SANS ACCEPTEES 2 SK 2													
PRIIE W= 1258 J= 5 7888.520 G= 790													
RECHERCHE DE 7888.400A 7888.640PAS -120CHAINES DE ZOPIION													
NB NIVEAU TRIES 81													
NIV. CM. NOM NIV. DON. J CL RATE GUAL MFSM MFSR MFS+ MFS- ZEE MAN													
7888.414	DP	SK	33277.543	5	4	25389.129	1300050	770	-1	-1	-1	6	0
7888.429	S	SI	2948.359	7	0	4890.070	17031	1801	-560	1241	2361	1177	0
7888.461	DP	SI	35519.890	6	0	27631.429	3302100	720	300	1020	430	1030	0
7888.470	DP	SI	30860.280	6	4	22971.810	1310150	900	-1	-1	-1	850	0
7888.489	DP	SI	33674.549	6	2	25786.060	1102000	600	-1	-1	-1	970	0
7888.501	DP	051	33981.240	4	2	26092.739	2325080	750	500	1250	250	850	3006400480
7888.510	D	SK	4097.580	5	2	3790.930	38231	893	367	1260	526	690	0
7888.511	DP	031	35220.930	5	2	27332.419	1305250	715	-540	175	1255	950	1000000000
7888.513	DP	SK	33277.543	5	2	25389.030	1101001	770	-400	370	1170	850	0
7888.519	D	SL	3893.459	6	2	3995.060	22901	978	280	1258	698	730	0
7888.520	DP	SK	32950.100	6	2	25061.580	2302100	970	300	1270	670	980	4000000230
7888.520	DP	SK	32590.699	5	2	24702.179	1350980	926	-490	436	1416	750	3500750000
7888.520	DP	SI	31775.949	4	2	23887.429	1804041	666	-590	76	1256	620	3100860015
7888.523	D	SI	34322.700	4	2	26434.179	1802041	680	-580	100	1260	970	3006000680
7888.523	S	SI	.001	4	2	7888.522	38901	-174	1432	1258	-1606	603	0
7888.529	DP	SK	34483.859	6	0	26595.330	2305250	800	500	1300	300	940	0
7888.530	S	SI	441.950	5	2	7446.580	17011	1758	-510	1248	2268	875	0
7888.539	DP	SK	30844.659	5	2	22956.120	1398980	1055	-300	755	1355	760	3100780044
7888.550	DP	031	35133.620	6	2	27245.070	2303100	715	200	915	515	1030	4000000350
7888.630	DP	SK	35522.430	7	0	27633.800	1302080	850	-1	-1	-1	1030	0

Table VI-3

PRIE W= 830 J=8 8931.43 6= 102									
RECHERCHE DE 8931.310A 8931.550PAS									
NB NIVEAU TRIES 69									
NIV.-CM.	NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	ZEEMAN
8931.331	DP 5L	33397.060	7	4	24465.729	1404052	1130	600	0
8931.401	DP 5K	32950.100	6	4	24018.999	1304080	970	-1	0
8931.409	DP 5I	36790.029	7	0	27858.620	2304200	750	100	850
8931.421	DP 5K	36180.350	7	0	27248.909	2350980	700	200	900
8931.430	DP 5K	36245.500	7	0	27314.070	2320250	750	200	950
8931.436	DP 5L	5108.400	7	0	3823.036	75080	833	20	853
8931.441	DP 5K	3522.430	7	0	26590.989	2320980	850	200	1050
8931.450	DP 5L	35692.189	8	0	26760.739	2398980	1000	250	1250
8931.529	DP 3K	13373.609	8	0	4442.080	13030	720	50	770
FIN DE LA RECHERCHE.									
COMBINAISON CALCULEES 10 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES									
PRIE W= 1300 J=6 9211.950 6= 950									
RECHERCHE DE 9211.830A 9212.070PAS									
NB NIVEAU TRIES 92									
NIV.-CM.	NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	ZEEMAN
9211.920	DP 03I	35220.930	5	2	26009.030	2325100	715	600	0
9211.929	DP 5K	32590.699	5	2	23378.770	1303041	926	-340	586
9211.930	DP 03I	36742.089	6	0	27330.159	1300150	900	-1	-1
9211.939	DP 5I	33674.549	5	4	24462.610	1803041	600	720	1320
9211.939	DP 05L	33616.689	6	2	24504.750	1110150	761	-1	-1
9211.940	DP 05M	35978.220	5	8	26766.280	2310080	750	500	1250
9211.940	DP 5L	31120.529	6	2	21908.689	1110500	1170	-1	-1
9211.940	DP 5M	30860.280	6	2	21648.340	1310150	900	400	1300
9211.941	DP 03K	36404.140	6	0	27641.929	1803101	700	-620	80
9211.941	DP 03K	36404.140	6	0	27192.199	1308100	800	-1	-1
9211.941	DP 5K	35522.430	7	0	26310.489	2308750	850	300	1150
9211.944	S 5I	2998.359	7	0	6213.585	17021	1803	-510	1291
9211.946	D 5L	5108.400	7	2	4103.546	38091	833	667	1300
9211.947	D 5L	3893.459	6	2	3318.488	38151	926	321	1294
9211.949	S 5I	1649.009	6	2	7562.940	38251	1770	-474	1299
9211.950	D 5K	4097.580	5	2	5114.370	27031	893	410	1303
9211.950	S 3I	1743.720	5	2	7468.230	38451	-35	1335	1300
9211.951	DP 03I	36603.870	5	0	27393.919	2310200	770	600	1370
9211.951	D 5K	5226.520	6	2	3985.431	98651	781	519	1300
9211.952	S 3I	3403.209	6	2	3808.743	38081	-152	1456	1304
9211.953	S 5I	441.950	5	2	8770.003	37051	1758	-470	1288
9211.960	DP 5L	33397.060	7	2	24183.100	1350980	1130	-1	-1
9211.961	DP 5L	35041.680	7	0	25829.719	2350230	850	450	1300
9211.979	DP 03I	36600.339	5	7	25388.360	1310150	580	450	1030
9211.990	DP 5K	36245.500	7	0	27033.510	2350750	750	700	1450
9212.011	S 5I	-001	4	0	9212.010	4100000	-174	50	-124
FIN DE LA RECHERCHE.									
COMBINAISON CALCULEES 27 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES									
PRIE W= 776 J=3 9333.93 6= 67									
RECHERCHE DE 9333.810A 9334.050PAS									
NB NIVEAU TRIES 35									
NIV.-CM.	NOM	NIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	ZEEMAN
9333.830	DP 05M	36090.620	5	0	26756.790	2303101	720	-900	-180
9333.861	DP 5I	34124.850	5	4	24790.989	1302100	650	-1	-1
9333.921	S 5I	-001	6	9333.920	9710791	-174	950	776	-1124
9333.950	DP 5I	34322.700	6	4	24989.750	1300050	680	-1	-1
9334.009	DP 05I	33440.509	4	6	24106.500	1305080	540	130	670
9334.043	DP 5K	33277.543	5	2	23943.500	1808101	770	860	1630

Table VI-4

PRIE														
COMBINAISON CALCULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10289.360A 10289.600PAS														
N9 NIVEAU TRIES														
COMBINAISON CALCEULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10330.140A 10330.380PAS														
N8 NIVEAU TRIES														
COMBINAISON CALCULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10454.140A 10454.380PAS														
N6 NIVEAU TRIES														
10137.931	DP	51	35514.990	6	2	25381.959	1803031	720	-920	-200	1640	1030	3501000300	
10137.931	DP	51	35497.560	5	2	25359.620	1802021	970	-460	310	1630	900	4000000200	
10137.939	S	3I	3403.204	6	2	6734.750	17041	1758	-120	-502	198	1037	0	
10137.940	S	5I	441.950	5	2	9645.990	9425351	700	-960	1634	1878	975	0	
10137.941	DP	5M	36453.870	5	0	26715.929	1802021	650	-960	-316	1610	950	3000000330	
10137.941	DP	03I	34124.450	5	4	23986.909	1102021	715	-1	-1	-1	1030	0	
10137.961	DP	03I	35133.620	6	4	24995.654	1302100	1100	-1020	80	2120	0	0	
10137.990	DP	03I	37368.500	7	0	27250.510	1501031	1801	-530	1271	2331	1177	0	
10138.009	S	5I	2998.359	7	5	7139.650	17019	0	0	0	0	0	0	
COMBINAISON CALCULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10289.360A 10289.600PAS														
N9 NIVEAU TRIES														
COMBINAISON CALCEULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10330.140A 10330.380PAS														
N8 NIVEAU TRIES														
COMBINAISON CALCULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10454.140A 10454.380PAS														
N6 NIVEAU TRIES														
10454.221	DP	5I	34322.700	4	4	23992.500	1802021	680	-680	0	1360	870	0	
10454.221	DP	5K	3322.430	7	4	23192.209	2300040	850	0	450	250	1030	0	
10454.240	DP	5K	32950.100	6	2	22619.860	1105101	720	1160	2130	-190	940	0	
10454.249	DP	03I	37110.459	4	0	26780.189	1804051	700	980	1700	-260	0	3401010000	
10454.251	DP	03I	36142.620	6	0	25812.370	1803021	700	930	1630	-230	1070	0	
10454.251	DP	03I	35133.620	6	4	24103.370	1801051	715	890	1605	-175	1030	0	
10454.259	DP	03L	33616.659	6	4	23286.439	1705081	761	890	1631	-129	980	0	
10454.259	DP	03K	36404.140	6	0	26073.879	1803021	800	960	1780	-180	1020	0	
10454.261	DP	3K	34031.319	6	2	23701.050	1102033	978	-1095	111	-117	2073	0	
10454.269	DP	5L	3493.459	6	0	6436.810	22021	700	1250	1930	-550	1040	0	
10454.270	DP	03I	37128.870	6	0	26798.600	2403021	720	900	1620	-140	1020	0	
10454.270	DP	03M	36090.620	5	0	25760.350	1804051	-35	-160	-195	125	560	0	
10454.280	S	3I	1743.720	5	0	8586.540	333081	856	500	1386	396	900	0	
10454.330	DP	4	33387.640	5	2	23057.310	1802031	0	0	0	0	0	0	
COMBINAISON CALCULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10454.140A 10454.380PAS														
N6 NIVEAU TRIES														
COMBINAISON CALCEULEES														
FIN DE LA RECERCHE														
NIV.-CM.														
RECHERCHE DE 10454.140A 10454.380PAS														
N6 NIVEAU TRIES														
10454.221	DP	5I	34322.700	4	4	23868.479	1303040	680	-1	-1	-1	870	0	
10454.230	DP	3I0	37926.399	8	0	27472.169	1300015	1000	-1	-1	-1	1120	0	
10454.240	DP	03L	33616.669	6	2	23162.449	1804050	761	-950	-189	1711	980	0	
10454.249	DP	5R	6413.929	7	0	4040.320	11061	705	1010	1715	-305	1050	0	
10454.251	DP	03I	35041.680	7	4	24587.429	1302040	850	-1	-1	-1	1000	0	
10454.259	DP	03I	38358.859	6	0	27904.600	2801041	750	50	800	700	1060	0	
10454.259	DP	3K	34031.319	6	2	23577.060	1803031	850	-830	20	1680	900	0	
10454.259	DP	5I	33674.549	5	2	23220.290	1803041	600	-1110	-510	1710	970	0	
10454.260	S	5I	441.950	5	0	10012.310	7300000	1758	50	1608	1708	875	0	
10454.261	DP	5K	30245.500	7	0	25791.259	1410151	751	-940	-150	1640	1070	0	

Table VI-5

COMBINAISON CALCULEES										COMBINAI SOMS ACCEPTEES															
PRIIE					28 CHAINES					2 51 2					6J1= 2J2= 6										
RECHERCHE DE 11257-680A 11257-920PAS					-120CHAINES DE					20PTION					4J1= 4J2= 6										
NB NIVEAU TRIES					58					20PTION					4J1= 4J2= 6										
NIV-CH-	NOM	NIV-DON-	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	G	ZEEMAN													
11253-660	DP 5K	37873-149	8	0	26619-709	2103100	680	0	680	0	1150	0													
11253-660	DP 5K	30977-669	7	6	19724-229	1300100	550	-1	-1	-1	0	0													
11253-669	S 5I	1649-009	6	2	9604-440	9804821	1770	-1215	555	2985	1064	0													
11253-650	DP 05I	38358-859	6	0	27105-409	2303100	750	200	950	550	1060	0													
11253-656	D 5L	5104-400	7	2	6145-056	28101	833	-280	553	1113	890	0	3509900018												
11253-660	DP 03I	38670-169	7	0	27416-709	2315250	760	200	960	560	0	0													
11253-660	DP 5K	38199-899	7	0	26946-439	2308250	640	200	840	440	1130	0	3100000146												
11253-660	DP 5K	36180-330	7	2	24926-970	1350980	700	300	1000	400	1030	0	3501040000												
11253-660	DP 5L	35692-189	8	4	24438-729	1305080	1000	-1	-1	-1	1050	0													
11253-661	DP 5K	35522-430	7	2	24268-969	1323500	850	350	1200	500	1030	0	3801080010												
11253-661	DP 5I	35041-680	7	2	23788-219	1303040	950	-1	54	3048	1000	0													
11253-663	D 5L	2998-359	7	4	8255-102	38151	1801	-1247	554	3048	1177	0													
11253-663	D 5L	6417-830	6	2	6835-633	38251	775	-220	555	995	1060	0													
11253-669	DP 5K	36847-299	8	0	25593-830	2350500	900	350	1250	550	1120	0	9001400840												
11253-669	S 3I	3403-209	6	2	7850-260	22061	-152	707	555	-859	1037	0													
11253-670	S 5I	441-950	5	0	10811-520	7110310	1758	0	1758	1758	875	0													
11253-550	S 5I	441-950	5	0	10811-580	7110310	1758	50	1808	1708	875	0													
11253-550	DP 5K	32950-100	6	4	21696-550	1302030	970	-1	-1	-1	940	0													
11253-551	DP 03I	35220-930	5	4	23967-379	1302040	715	-1	-1	-1	950	0													
11253-560	D 5L	5108-400	7	0	6145-160	27021	833	670	1503	163	990	0													
FIN DE LA RECHERCHE.																									
COMBINAISON CALCULEES													COMBINAI SOMS ACCEPTEES												
PRIIE					16 CHAINES					2 51 2					6J1= 4J2= 6										
RECHERCHE DE 11283-020A 11283-260PAS					-120CHAINES DE					20PTION					4J1= 4J2= 6										
NB NIVEAU TRIES					92					20PTION					4J1= 4J2= 6										
NIV-CH-	NOM	NIV-DON-	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	G	ZEEMAN													
11283-020	DP 03K	36404-140	6	4	25121-120	1302020	800	-1	-1	-1	1020	0	ZEEMAN												
11283-050	DP 5L	33397-060	7	4	23114-010	1325980	1130	400	1530	730	950	0	500000000												
11283-051	DP 5L	35041-680	7	4	23758-629	1804052	850	660	1510	190	1000	0													
11283-094	DP 5K	33277-543	5	2	21994-449	1310750	770	200	970	570	850	0	3000000400												
11283-109	DP 05I	38358-859	6	0	27075-750	2303150	750	200	950	550	1060	0													
11283-129	DP 5L	31120-629	6	2	19837-500	1800031	1170	490	1660	680	850	0	1000000000												
11283-130	DP 03L	37787-299	7	0	26464-169	2350980	600	350	1150	450	1020	0	3301370000												
11283-130	DP 5I	33674-549	5	2	22391-419	1301020	600	-1	-1	-1	470	0													
11283-131	DP 03I	36142-620	6	4	24859-489	1302200	700	0	700	700	1070	0	6000000000												
11283-131	DP 05M	36090-620	5	4	24807-489	1301250	720	100	420	620	1020	0													
FIN DE LA RECHERCHE.																									
COMBINAISON CALCULEES													COMBINAI SOMS ACCEPTEES												
PRIIE					16 CHAINES					2 51 2					6J1= 4J2= 6										
RECHERCHE DE 11283-020A 11283-260PAS					-120CHAINES DE					20PTION					4J1= 4J2= 6										
NB NIVEAU TRIES					92					20PTION					4J1= 4J2= 6										
NIV-CH-	NOM	NIV-DON-	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS+	MFS-	G	ZEEMAN													
11283-020	DP 03K	36404-140	6	4	25121-120	1302020	800	-1	-1	-1	1020	0	ZEEMAN												
11283-050	DP 5L	33397-060	7	4	23114-010	1325980	1130	400	1530	730	950	0	500000000												
11283-051	DP 5L	35041-680	7	4	23758-629	1804052	850	660	1510	190	1000	0													
11283-094	DP 5K	33277-543	5	2	21994-449	1310750	770	200	970	570	850	0	3000000400												
11283-109	DP 05I	38358-859	6	0	27075-750	2303150	750	200	950	550	1060	0													
11283-129	DP 5L	31120-629	6	2	19837-500	1800031	1170	490	1660	680	850	0	1000000000												
11283-130	DP 03L	37787-299	7	0	26464-169	2350980	600	350	1150	450	1020	0	3301370000												
11283-130	DP 5I	33674-549	5	2	22391-419	1301020	600	-1	-1	-1	470	0													
11283-131	DP 03I	36142-620	6	4	24859-489	1302200	700	0	700	700	1070	0	6000000000												
11283-131	DP 05M	36090-620	5	4	24807-489	1301250	720	100	420	620	1020	0													

Table VI-6

COMBINAISON CALCULEES										COMBINAISON SONS ACCEPTEES									
PRIIE					NB NIVEAU TRIES					MFS*					ZEEMAN				
DP	SI	SK	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS*	MFS-	6	1030	1905	400000050	1030	1905	400000050			
11283-131	DP	03I	35133-620	6	2	23850-489	1820251	715	-1190	1000	250	1250	750	1120	750	1120			
11283-139	DP	310	37926-399	8	0	26643-260	2308250	1000	250	705	705	705	0	1050	705	0			
11283-139	DP	5K	6413-929	7	2	4869-210	35100	705	0	705	705	705	0	1050	705	0			
11283-139	S	5I	1649-009	6	2	9634-130	5100011	1770	-1100	670	2870	670	0	1064	2870	0			
11283-140	DP	05M	35978-220	5	4	24695-080	1304150	750	100	850	650	850	0	1030	650	0			
11283-140	DP	5I	35519-890	6	4	28236-750	1302050	720	-1	-1	-1	-1	0	1030	-1	0			
11283-140	DP	03I	35220-930	5	2	23937-790	0	715	150	865	565	865	1406300510	950	565	1406300510			
11283-140	DP	03I	36000-339	5	2	23317-199	1315200	580	100	680	480	680	3405900620	950	480	3405900620			
11283-140	DP	5K	34483-859	6	2	23200-719	1310750	800	-1	-1	-1	-1	3109000000	940	-1	3109000000			
11283-141	DP	5M	36853-870	5	0	25570-729	1325500	700	50	750	650	750	3004400103	980	650	3004400103			
11283-143	S	5I	441-950	5	2	10841-193	9908891	1758	-1092	666	2850	666	0	1177	2850	0			
11283-145	S	5I	2998-359	7	2	8264-786	38041	1801	-1135	666	2936	666	0	1177	2936	0			
11283-151	S	3I	3403-209	6	2	7879-942	38051	-152	814	662	-666	662	0	1037	-666	0			
11283-154	0	5L	5108-400	7	2	6174-754	39301	833	-170	663	1003	663	0	1037	1003	0			
11283-161	DP	03K	36404-140	6	4	25120-979	1304030	800	-1	-1	-1	-1	0	1020	-1	0			
11283-169	DP	5L	35692-189	8	4	24409-020	1300080	1000	-1	-1	-1	-1	0	1050	-1	0			
11283-180	S	3I	1743-720	5	2	9239-460	5815891	-35	703	468	-738	468	0	860	-738	0			
11283-191	DP	5K	36180-330	7	2	24897-139	1810251	700	370	1270	130	1270	7002000210	1030	130	7002000210			
11283-239	DP	3K	34031-319	6	4	22748-080	1103300	850	400	1250	450	1250	0	900	450	0			
FIN DE LA RECHERCHE.										0									
COMBINAISON CALCULEES										COMBINAISON SONS ACCEPTEES									
PRIIE					NB NIVEAU TRIES					MFS* <td colspan="5">ZEEMAN</td>					ZEEMAN				
11310-159	DP	5L	35692-189	8	4	24382-050	1350980	1000	-465	535	1465	535	100000000	1050	1465	100000000			
11310-160	DP	5I	36790-029	7	0	25479-889	2310250	750	150	900	600	900	3501250300	1100	600	3501250300			
11310-169	0	5L	7605-609	9	2	3504-540	33410	712	80	792	632	792	0	1130	632	0			
11310-169	0	5K	7659-719	8	2	3650-430	35600	635	0	655	655	655	0	1140	655	0			
11310-190	DP	5K	36245-500	7	2	24935-350	1315980	750	150	900	600	900	3301650074	1070	600	3301650074			
11310-190	DP	0505I	38248-700	8	4	23731-530	1310250	850	250	1100	600	1100	7002000014	1000	600	7002000014			
11310-160	DP	5K	37873-149	8	0	26938-540	3310350	670	150	820	520	820	0	1170	520	0			
11310-162	S	3I	5079-340	7	2	6230-822	28301	-201	838	880	480	880	3501150165	1150	480	3501150165			
11310-162	S	5I	4437-140	8	2	6873-022	38501	1843	-1204	639	3047	639	0	1143	3047	0			
11310-166	S	5I	2998-359	7	2	8311-807	38051	1801	-1162	639	2963	639	0	1177	2963	0			
11310-169	0	5K	6413-929	7	2	4896-240	33050	705	-40	665	745	665	0	1050	745	0			
11310-170	DP	03I	38199-899	7	0	26889-729	2315500	640	200	840	440	840	3501200350	1130	440	3501200350			
11310-170	DP	5K	36847-299	8	0	25537-129	1325500	900	200	1100	700	1100	3101120590	1120	700	3101120590			
11310-170	0	5L	6417-830	8	2	4892-340	34061	775	-135	640	910	640	0	1040	910	0			
11310-180	DP	03I	36742-089	6	0	25431-909	1120250	900	50	950	850	950	9999999999	1050	850	9999999999			
11310-211	DP	5L	37987-890	9	0	26677-679	1320250	900	-1	-1	-1	-1	0	1180	-1	0			
11310-269	DP	5L	31120-629	6	2	19310-360	1170-1200	1170	-1200	-30	2370	-30	0	850	2370	0			
FIN DE LA RECHERCHE.										0									
COMBINAISON CALCULEES										COMBINAISON SONS ACCEPTEES									
PRIIE					NB NIVEAU TRIES					MFS* <td colspan="5">ZEEMAN</td>					ZEEMAN				
11694-109	DP	310	37926-399	8	0	26232-290	1802011	1000	-890	110	1890	110	0	1120	1890	0			
11694-120	DP	5I	36790-029	7	2	25095-909	1805031	750	-940	-210	1710	-210	3501120000	1100	1710	3501120000			
11694-129	S	5I	1649-009	6	0	10045-120	8504340	1770	80	1850	1690	1850	0	1064	1690	0			
11694-130	DP	5K	36847-299	8	2	25153-169	1402011	900	-870	30	1770	30	3000000500	1120	1770	3000000500			
11694-130	DP	03I	35041-680	7	2	23347-550	1403031	850	-870	-20	1720	-20	0	1000	1720	0			
11694-131	DP	03I	35133-620	6	2	23436-489	1802020	715	-1010	-295	1725	-295	0	1030	1725	0			
11694-134	0	5K	7659-719	8	0	4034-415	38251	655	1067	1722	-412	1722	0	1140	-412	0			
11694-140	DP	03K	36404-140	6	2	24710-000	1102057	800	-935	-135	1735	-135	0	1020	1735	0			

Table VI-7

PRIE												
NOM	NIV.-DON.	J	CL	CHAINES	0	COMBINAI SONS	ACCEPTÉES	X 5M	X			
COMBINAISON CALCULEES 27 CHAINES 0												
PRIE W= 879 J=5 11927.000 G= 970												
RECHERCHE DE 11926.880A 11927.120PAS												
45 NIVEAU TRIES 81												
NOM	NIV.-DON.	J	CL	CHAINES	0	COMBINAI SONS	ACCEPTÉES	X 5M	X			
COMBINAISON CALCULEES 25 CHAINES 0												
PRIE W= 180 J=4 11943.32 G= 103												
RECHERCHE DE 11943.200A 11943.440PAS												
45 NIVEAU TRIES 58												
NOM	NIV.-DON.	J	CL	CHAINES	0	COMBINAI SONS	ACCEPTÉES	X 5M	X			
COMBINAISON CALCULEES 25 CHAINES 0												
PRIE W= 180 J=4 11943.32 G= 103												
RECHERCHE DE 11943.200A 11943.440PAS												
45 NIVEAU TRIES 58												
11694.149	DP 5K	6413.929	7	0	5280.220	26071	705	1013	1718	-308	1050	0
11694.150	DP 03I	36742.089	6	2	25047.939	1803051	900	-870	30	1770	1050	0
11694.150	DP 5K	3522.430	7	2	2328.280	1103041	850	-830	20	1680	1030	0
11694.150	DP 5L	6417.830	8	0	5276.370	22031	775	920	1695	-145	1040	0
11694.151	DP 03I	36142.620	6	2	2448.469	1805051	700	-1000	-300	1700	1070	0
11694.160	DP 05M	35978.220	5	4	24284.060	1302030	750	-1	-1	-1	1030	0
11694.160	S 3I	1743.720	5	0	9950.440	6503310	-35	0	-35	-35	860	0
11694.161	DP 5K	36180.330	7	4	24486.169	1303040	700	-1	-1	-1	1030	0
11694.161	DP 5I	35319.890	6	2	23825.729	1103041	720	-990	-270	1710	1030	0
11694.179	DP 5L	35692.189	8	4	23998.010	1100022	1000	-660	340	1660	1050	0
11694.201	DP 05M	36090.620	5	4	24396.439	1802031	720	-330	190	1250	1020	0
11694.210	S 5I	4437.140	8	0	7257.070	13050	1843	80	1423	1763	1250	0
11694.220	D 5L	5108.400	7	0	6585.820	17031	833	250	1083	583	890	0
11694.241	DP 0	33387.640	5	4	21693.399	1304030	866	-1	-1	-1	900	0
11694.250	DP 05I	37128.870	6	4	24534.620	1304030	700	-1	-1	-1	1040	0
11694.250	DP 5K	36245.500	7	4	24531.250	1320500	750	-1	-1	-1	1070	0
11694.251	DP 5K	37612.640	5	0	25918.389	239080	450	100	550	350	1070	0
11694.259	S 5I	1649.009	6	0	10045.250	8103310	1770	200	1970	1570	1064	0
FIN DE LA RECHERCHE.												
COMBINAISON CALCULEES 27 CHAINES 0												
PRIE W= 879 J=5 11927.000 G= 970												
RECHERCHE DE 11926.880A 11927.120PAS												
45 NIVEAU TRIES 81												
NOM	NIV.-DON.	J	CL	CHAINES	0	COMBINAI SONS	ACCEPTÉES	X 5M	X			
COMBINAISON CALCULEES 25 CHAINES 0												
PRIE W= 180 J=4 11943.32 G= 103												
RECHERCHE DE 11943.200A 11943.440PAS												
45 NIVEAU TRIES 58												
NOM	NIV.-DON.	J	CL	CHAINES	0	COMBINAI SONS	ACCEPTÉES	X 5M	X			
11926.931	D 5K	6413.929	7	2	5513.002	38401	705	-758	MFS+	MFS-	6	ZEEMAN
11926.940	DP 05M	35978.220	5	4	24031.280	2203100	750	350	1100	400	1030	0
11926.941	DP 5K	36180.330	7	4	24253.389	1303050	700	-1	-1	-1	1030	0
11926.950	DP 5K	36245.500	7	4	24318.550	1103040	750	-1	-1	-1	1070	0
11926.998	S 5I	1649.009	6	2	10277.989	7200111	1770	-895	875	2665	1064	0
11926.999	D 3I	7438.229	5	2	4488.770	12021	655	230	845	425	880	0
11926.999	S 3I	1743.720	5	2	10183.279	9904891	-33	214	879	-949	860	0
11927.000	DP 05I	37128.870	6	0	25201.870	2250300	700	500	1200	200	1040	0
11927.000	DP 05I	37110.439	4	0	25183.439	2325200	720	300	1020	420	0	0
11927.000	DP 5M	36853.870	5	2	24926.870	1350980	700	300	1000	400	980	0
11927.001	DP 03K	36404.140	6	4	24477.139	2202150	800	0	800	800	1020	0
11927.003	D 5K	4097.580	5	2	7829.423	35400	893	0	893	893	690	0
11927.008	S 5I	441.950	5	2	11485.058	0	1758	-886	872	2644	875	0
11927.009	DP 03I	36742.089	6	4	24815.080	1304750	900	50	950	850	1050	0
11927.009	DP 5I	33674.549	5	2	21747.540	1308980	600	300	900	300	970	0
11927.010	D 5K	5226.520	6	2	6700.490	33402	781	80	861	701	907	0
11927.015	S 5I	-001	4	2	11927.014	0	-174	1047	873	-1221	603	0
11927.020	DP 03I	36605.870	5	4	24678.850	1300020	770	-1	-1	-1	1000	0
11927.020	DP 05M	36090.620	5	4	24163.600	1300080	720	100	820	620	1020	0
11927.020	DP 5I	35519.890	6	4	23592.870	1308150	720	150	870	570	1030	0
11927.030	DP 5K	32950.100	6	2	21023.070	1300050	970	-1	-1	-1	980	0
11927.030	D 5L	5108.400	7	0	6818.830	17021	833	-520	313	1353	890	0
11927.079	DP 03I	34600.339	5	2	22673.260	1303040	580	-1	-1	-1	950	0
11927.079	D 5L	3493.459	6	0	8033.620	17021	978	540	1518	438	730	0
FIN DE LA RECHERCHE.												
COMBINAISON CALCULEES 25 CHAINES 0												
PRIE W= 180 J=4 11943.32 G= 103												
RECHERCHE DE 11943.200A 11943.440PAS												
45 NIVEAU TRIES 58												
NOM	NIV.-DON.	J	CL	CHAINES	0	COMBINAI SONS	ACCEPTÉES	X 5M	X			
11943.229	S 5I	1649.009	6	0	10294.220	7100010	1770	50	MFS+	MFS-	6	ZEEMAN
11943.239	DP 05I	33440.509	4	4	21497.270	1300250	540	-1	-1	-1	1064	0
11943.314	D 3I	7438.229	5	2	4505.005	38101	655	-472	193	1127	890	0

Table VI-9

PRIIE													
12237-160	5	51	4437-140	8	2	7800-020	38301	1843	-710	1133	2553	1250	0
12237-161	DP	5L	37987-890	9	0	25750-729	2313250	900	200	1100	700	1180	3508800590
12237-169	P	5K	39723-279	10	0	27486-110	2303200	7009	400	7409	6409	2000	3500000290
12237-179	S	51	2998-359	7	2	9238-820	9904831	1801	-668	1133	2469	1177	0
12237-190	S	3I	5079-340	7	2	7157-850	17021	-201	1350	1149	-1551	1143	0
12237-270	D	5L	5108-400	7	0	7128-870	22012	833	500	1333	333	890	0
FIN DE LA RECERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 20 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES													
PRIIE W= 590 J=01212301-21 G= 118 2 SL 2													
RECHERCHE DE 12301-090A 12301-330PAS .120CHAINES DE 20PTION 4J1= M2= 12													
N 9 NIVEAU TRIES 22													
NIV.-CH.	NOM	MIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS-	MFS-	MFS-	ZEEMAN	
12301-190	D	5L	6417-830	8	0	5883-360	13080	775	100	875	675	1040	0
12301-199	D	5L	9235-189	10	0	3046-010	34301	656	-75	581	731	1205	0
12301-199	D	5K	8958-439	9	0	3342-740	35230	625	0	625	625	2220	0
12301-209	P	5K	39723-279	10	0	27422-070	2350989	700K	<400	7409	609	2000	3501090018
12301-219	D	5L	7805-609	9	0	4495-610	34051	712	-120	592	832	1130	0
FIN DE LA RECERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 6 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES													
PRIIE W= 726 J=5 12450-81 G= 6 2 SI 2													
RECHERCHE DE 12450-690A 12450-930PAS .120CHAINES DE 20PTION 4J1= 3J2= 7													
N 9 NIVEAU TRIES 81													
NIV.-CH.	NOM	MIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS-	MFS-	MFS-	ZEEMAN	
12450-711	DP	5I	37612-640	5	4	25161-929	1304040	450	-1	-1	-1	1070	0
12450-729	DP	5I	7446-429	4	0	5004-300	21082	796	160	956	636	640	0
12450-760	DP	03I	38199-899	7	0	25749-139	1802029	640	-810	-170	1450	1130	4005900015
12450-761	DP	03I	37308-500	7	4	24927-719	1105254	1100	-1100	0	2200	0	0
12450-781	S	5I	-001	4	0	12450-780	1350000	-174	-1	-1	-1	603	0
12450-799	DP	03I	36742-089	6	4	24291-290	1303040	900	-1	-1	-1	1050	0
12450-800	D	5K	5226-320	6	0	7224-280	33980	781	30	871	751	907	0
12450-803	S	5I	1649-009	6	2	10301-794	8805141	3770	901	2671	869	1064	0
12450-819	D	3I	7438-229	5	0	5012-590	23080	655	60	715	595	880	0
12450-820	DP	03K	36404-140	6	4	23953-320	1303030	800	-1	-1	-1	1020	0
12450-820	DP	5I	441-950	5	0	12008-855	1803001	1758	-1032	726	2790	875	0
12450-820	DP	03K	34124-850	5	4	21674-030	1302040	650	-1	-1	-1	1020	0
12450-820	D	5K	4097-580	5	0	8353-240	34041	893	-150	743	1043	690	0
12450-830	DP	5K	3680-330	7	4	23729-500	1305100	700	250	950	450	1030	0
12450-840	DP	5M	36853-870	5	4	24403-030	1302050	700	-1	-1	-1	980	0
12450-841	DP	05I	33981-240	4	4	21330-399	1300150	750	-1	-1	-1	850	0
12450-850	DP	03I	36142-620	6	2	23691-770	1302020	700	-500	200	1200	1070	3508700000
12450-879	DP	5K	30844-659	5	2	18393-780	371	1035	-1060	-5	2115	760	0
12450-890	DP	03L	37747-299	7	4	25296-409	3310080	800	100	900	700	1020	0
12450-890	DP	5I	33674-549	5	4	21223-659	2203100	600	100	700	500	970	0
12450-901	DP	5L	33597-060	7	4	20946-159	1301020	1150	-1	-1	-1	950	0
12450-920	DP	5K	35522-430	7	4	23071-510	1804080	850	970	1920	-120	1030	0
12450-921	D	5I	6489-869	5	0	3961-052	78121	728	-235	493	963	930	0
FIN DE LA RECERCHE.													
COMBINAISON CALCULEES 24 CHAINES 0 COMBINAI SONS ACCEPTEES													
PRIIE W= 1341 J=6 12545-200 G= 1150 M SK M													
RECHERCHE DE 12545-080A 12545-320PAS .120CHAINES DE 20PTION 4J1= 6J2= 10													
N 9 NIVEAU TRIES 69													
NIV.-CH.	NOM	MIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS-	MFS-	MFS-	ZEEMAN	
12545-090	DP	03K	36404-140	6	4	23859-050	1301020	800	-1	-1	-1	1020	0
12545-159	DP	5L	35692-189	8	2	23147-030	1398980	1000	400	1400	600	1050	100000000
12545-170	DP	5K	35041-680	7	2	22496-510	1303250	850	200	1050	650	1000	4000000200
12545-171	DP	5K	36180-330	7	4	23635-159	1300040	700	-1	-1	-1	1030	0
12545-179	DP	05I	40348-299	7	0	27803-120	2303250	900	400	1300	500	1150	3301240000

Table VI-10

RECHERCHE DE 15165.22UA 15166.1CUPAS										-120CHAINES DE			ZOPTION			4J1= 3J2= 7		
NB NIVEAU TRIES										-120CHAINES DE			ZOPTION			4J1= 3J2= 7		
NIV.-CM.	NOM	MIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSH	ZEEMAN	G	MFS+	MFS-	MFS-	G	ZEEMAN			
15165.971	DP 05I	37128.670	6	2	21262.499	1301090	700	-1		1040	-1	-1						
15165.980	S 3I	.001	4	4	15165.979	1300030	-174	-1		603	300	946						
15166.041	D 3I	1465.040	6	2	6701.001	38151	623	-323		1035								
15166.049	DP 03I	38199.899	7	4	23031.450	1303040	668	-1		1130								
15166.049	D 5I	9646.619	6	2	5519.430	17051	668	-372		1040								
15166.049	D 3I	7438.229	5	2	7727.820	17031	655	-350		849								
15166.049	S 5I	1649.009	6	0	13517.040	1103001	1770	-1462		1064								
15166.054	D 5M	9378.545	5	2	5787.509	38151	562	-270		1050								
15166.079	DP 03I	36742.089	7	4	23508.090	1301010	760	-1										
15166.079	DP 03I	36742.089	6	4	21576.010	1300750	900	-1		1050								
15166.071	DP 5K	36245.500	7	4	21079.409	1300020	750	-1		1070								
15166.069	D 5M	10729.719	6	0	4436.380	27061	560	-260		1110								
15166.111	DP 05I	33981.240	4	4	1815.125	1305300	750	100		850	300	320						
15166.160	DP 03K	39786.910	7	4	24622.750	1300100	700	-1		1170								
FIN DE LA RECHERCHE.																		
COMBINAISON CALCULEES										0			0			0		
PRIIE W= 20U J=5 15500.0C G=										2 SG 2			2			2		
RECHERCHE DE 15499.84UA 15500.120PAS										-120CHAINES DE			ZOPTION			4J1= 3J2= 7		
NB NIVEAU TRIES										-120CHAINES DE			ZOPTION			4J1= 3J2= 7		
NIV.-CM.	NOM	MIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSH	ZEEMAN	G	MFS+	MFS-	MFS-	G	ZEEMAN			
15499.869	D 5M	10729.719	6	2	4770.170	23080	560	40		1190	600	520						
15499.890	D 3M	10535.800	5	0	4964.090	15030	616	0		1110	616	616						
15499.911	DP 03I	35220.930	5	4	19720.648	1300050	715	-1		950								
15500.009	S 5I	1649.009	6	0	13351.000	1302001	1770	350		1064	2100	1440						
15500.029	DP 05I	40348.299	7	4	24848.270	1301040	900	-1		1150								
15500.032	D 5M	7744.159	3	2	7755.873	34401	706	-416		520	290	1122						
15500.040	DP 03K	39788.910	7	4	24268.870	1302030	700	-1		1190								
15500.049	DP 03I	36742.089	6	4	21242.040	1300050	900	-1		1050								
15500.091	D 3I	8465.040	6	0	7035.051	38051	623	-415		1035	208	1034						
15500.093	D 5M	10729.719	6	5	4770.374	28101	560	-369		1110	191	929						
15500.100	D 3M	10535.800	5	0	4964.300	27032	616	-220		1110	396	836						
15500.109	D 5G	11447.729	5	0	4952.380	27021	550	-315		1200	235	865						
15500.119	D 5M	8099.619	4	0	7400.500	13010	575	120		830	695	455						
FIN DE LA RECHERCHE.																		
COMBINAISON CALCULEES										0			0			0		
PRIIE W= 1100 J=6 15937.73 G= 11M										M SM M			M SM M			M SM M		
RECHERCHE DE 15937.610A 15937.650PAS										-120CHAINES DE			ZOPTION			4J1= 4J2= 8		
NB NIVEAU TRIES										-120CHAINES DE			ZOPTION			4J1= 4J2= 8		
NIV.-CM.	NOM	MIV.-DOM.	J	CL	RAIE	QUAL	MFSM	MFSH	ZEEMAN	G	MFS+	MFS-	MFS-	G	ZEEMAN			
15937.679	D 5K	7659.719	4	U	8277.960	13030	655	150		1140	805	505						
15937.699	S 5I	1649.009	6	0	16289.689	4320340	1770	150		1064	1920	1620						
15937.701	D 5G	11447.729	5	0	4489.972	28301	550	736		1200	1246	-186						
15937.712	D 3L	11418.609	7	0	4519.103	35200	845	0		897	565	345						
15937.720	DP 5I	31775.949	4	0	15838.229	430	666	-1		620								
15937.720	D 3M	10535.800	5	0	5401.920	27101	616	440		1110	1076	156						
15937.720	S 3I	5079.340	7	0	10258.390	7100001	-201	1300		1143	1099	-1501						
15937.723	D 5M	10729.719	6	0	5208.004	27081	560	506		1110	1066	54						
15937.731	S 5I	2998.359	7	0	12319.372	1403001	1901	-920		1177	1121	2601						
15937.739	DP 03L	37747.299	7	4	21609.560	1302020	800	-1		1020								
15937.745	D 3I	10030.319	7	0	5927.426	38121	590	504		1140	1094	26						
15937.780	DP 5L	31120.629	6	2	1182.849	4075300	1170	-1		850								
15937.820	DP 05I	40348.299	7	4	24410.479	1302040	900	-1		1150								
15937.846	DP 03I	36605.870	5	2	20668.024	47030361	770	-1040		1000	-270	1610						
FIN DE LA RECHERCHE.																		

Table VI-11

PRIE N° 660 J=6 16022.45 G=										2KSMI									
RECHERCHE DE 16022.33UA 16022.57OPAS										COMBINAISON CALCULEES									
NB NIVEAU TRIES 92										NB NIVEAU TRIES 92									
NIV.-CM.	MOM	AIV.-DN.	J	CL	RATE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS-	G	ZEEFAN	MFSM	MFSR	MFS-	G	ZEEFAN			
16022.349	D	SI	9646.619	6	2	6375.730	22061	664	200	664	104J	664	200	664	104J	104J			
16022.389	D	SI	8489.869	5	0	7532.520	37041	728	-110	818	83J	728	-110	818	83J	83J			
16022.411	DP	OSI	41512.620	7	0	25490.209	1804J31	800	870	1570	-70	1570	-70	1570	1100	3409600000			
16022.422	D	SI	7438.220	5	2	4584.193	38091	655	-460	-305	1615	655	-460	-305	1615	1615			
16022.439	DP	SI	36790.029	7	4	20767.590	1304100	750	-500	450	1050	750	-500	450	110J	110J			
16022.439	D	SI	10163.479	6	0	5458.960	33080	741	50	791	691	741	50	791	910	910			
16022.448	D	SI	9646.619	6	2	6375.829	25100	668	20	668	648	668	20	668	108J	108J			
16022.449	D	SI	11447.729	5	0	4574.720	13042	550	200	750	350	550	200	750	1200	1200			
16022.455	S	SI	2998.359	7	0	13024.096	1603001	1501	-1141	660	2942	1501	-1141	660	1177	1177			
16022.459	D	SI	10729.719	6	0	5292.740	23172	560	-60	500	620	560	-60	500	111J	111J			
16022.460	D	SI	31773.949	4	4	15753.489	1300020	666	-1	-1	-1	666	-1	-1	820	820			
16022.460	D	SI	10533.800	5	0	5486.660	13080	616	30	644	546	616	30	644	1110	1110			
16022.469	DP	OSI	40348.299	7	4	24325.830	1305090	900	-1	-1	-1	900	-1	-1	1150	1150			
16022.473	DP	SI	36180.330	7	4	20157.860	1300500	700	-1	-1	-1	700	-1	-1	1030	1030			
16022.479	DP	OSI	34600.339	5	2	18577.860	35229832	580	-500	280	880	580	-500	280	950	950			
16022.480	DP	OSI	38199.899	7	4	22177.419	1304080	640	-1	-1	-1	640	-1	-1	1110	1110			
16022.500	D	SI	8465.040	6	0	7557.460	23060	623	80	703	543	623	80	703	1035	1035			
16022.501	DP	OSI	34748.910	7	4	23766.409	1315500	700	200	500	500	700	200	500	1130	1130			
16022.509	DP	OSI	36742.089	6	4	20719.580	1302050	900	-1	-1	-1	900	-1	-1	1050	1050			
16022.520	DP	OSI	37128.870	6	4	21106.350	1300020	700	-1	-1	-1	700	-1	-1	1040	1040			
16022.531	DP	OSI	38248.700	8	4	22226.169	1301030	670	-1	-1	-1	670	-1	-1	1179	1179			
FIN DE LA RECHERCHE.																			
COMBINAISON CALCULEES										COMBINAISON SONS ACCEPTEES									
PRIE N° 429 J=6 16242.970 G=1190										2KSMI									
RECHERCHE DE 16242.850A 16243.090PAS										RECHERCHE DE 16242.850A 16243.090PAS									
NIV.-CM.	MOM	AIV.-DN.	J	CL	RATE	QUAL	MFSM	MFSR	MFS-	G	ZEEFAN	MFSM	MFSR	MFS-	G	ZEEFAN			
16242.959	D	SI	6413.929	7	5	9828.930	5100010	705	0	705	705	705	0	705	1050	1050			
16242.870	DP	SI	34031.319	6	4	17786.449	1300980	550	-1	-1	-1	550	-1	-1	900	900			
16242.880	D	SI	10116.630	4	0	6126.250	12030	500	60	560	440	500	60	560	107J	107J			
16242.900	S	SI	1743.720	5	2	16499.180	4101710	-35	-400	-435	365	-35	-400	-435	365	86J			
16242.901	DP	SI	37612.640	5	6	21369.739	1305980	450	100	550	350	450	100	550	1070	7709000000			
16242.910	D	SI	9128.660	4	0	7116.250	17002	626	590	1216	36	626	590	1216	910	910			
16242.927	D	SI	11447.729	5	0	4795.200	12011	550	600	1150	-50	550	600	1150	1200	1200			
16242.957	S	SI	4437.140	8	0	11805.817	0	1843	20	1843	1823	1843	20	1843	1250	1250			
16242.959	DP	OSI	41015.569	7	4	24772.610	1300030	700	300	1000	400	700	300	1000	105J	105J			
16242.964	D	SI	9465.040	6	2	7777.924	37251	623	-200	421	923	623	-200	421	1035	1035			
16242.965	D	SI	9378.545	5	2	6864.420	14021	562	-130	432	652	562	-130	432	1050	1050			
16242.968	S	SI	2998.359	7	2	13244.609	0	1401	-1372	429	3173	1401	-1372	429	1177	1177			
16242.969	D	SI	10163.479	6	2	6079.490	17022	741	-320	421	1061	741	-320	421	93J	93J			
16242.969	D	SI	4459.369	5	2	7753.100	17011	728	-300	421	1029	728	-300	421	1060	1060			
16242.970	DP	OSI	34358.459	6	4	22115.849	1500750	750	-1	-1	-1	750	-1	-1	1060	1060			
16242.971	DP	OSI	41512.620	7	4	25269.649	2305050	800	300	1200	400	800	300	1200	110J	110J			
16242.971	DP	OSI	37128.870	6	4	20845.899	1302500	700	300	1000	400	700	300	1000	1640	1640			
16242.975	D	SI	10335.600	5	2	5707.173	17051	616	-190	426	806	616	-190	426	1110	1110			
16242.974	S	SI	34033.209	6	2	12839.295	1815001	-152	572	420	-724	-152	572	420	1037	1037			
16242.979	DP	OSI	33440.509	4	0	17197.530	1530	540	-1	-1	-1	540	-1	-1	450	450			
16242.984	S	SI	1649.009	6	2	14593.975	6203851	1770	-1350	420	3120	1770	-1350	420	1054	1054			
16242.989	D	SI	413.929	7	0	9329.040	4100001	705	560	1205	145	705	560	1205	105J	105J			
16242.989	D	SI	11794.349	7	2	4445.640	38051	660	-231	429	491	660	-231	429	112J	112J			
16242.000	D	SI	10030.319	7	2	6212.681	39151	590	-160	430	750	590	-160	430	114J	114J			
16242.070	DP	SI	34124.650	5	4	17481.780	1101010	650	-1	-1	-1	650	-1	-1	1179	1179			

CHAPITRE IX

Projets

A Description du spectre

Une grande quantité de données est actuellement disponible, concernant la description des raies et leur classification et je prévois de continuer leur publication, en commençant par une description des fortes raies de PrI et des niveaux, analogue à celle qui est donnée dans l'annexe C pour PrII.

La majeure partie des données est actuellement stockée sur support magnétique, dans une forme préliminaire déjà utilisable, dont un exemple a été donné dans le précédent chapitre. Il est probable qu'une description de l'ensemble des raies observées, fortes et moins fortes, classées ou non, mérite aussi d'être mise à disposition sous forme d'un atlas comportant les valeurs expérimentales et les caractéristiques des classifications retenues. Ceci nécessitera des mesures supplémentaires pour des mises au point, et peut-être pour combler partiellement les lacunes qui existent entre 11000 et 14000 cm^{-1} et encore un important travail de vérification.

B Etudes paramétriques et interprétation des caractéristiques des niveaux

1. PrII

J'ai réalisé une étude préliminaire de la structure fine de la configuration impaire $4f^2 5d 6p$; les niveaux expérimentaux (dont les énergies se situent environ entre 30000 et 42000 cm^{-1}) correspondent assez bien aux énergies calculées, mais il y a quelque ambiguïté sur les identifications (d'autant plus que la structure hyperfine donne peu de renseignements supplémentaires, les valeurs de A étant peu dispersées).

Il semble qu'il puisse y avoir un petit nombre ^{de} niveaux en excès. Il est donc utile d'introduire les interactions entre la configuration $4f^2 5d 6p$, et les configurations $4f^3 (5d+6s)$ dont les niveaux les plus bas, correspondant au coeur $4f^3 {}^4I$, sont seuls actuellement connus, et ont été interprétés par J.F. Wyart et coll. [23]. Il faudrait aussi introduire la configuration $4f^2 6s 6p$, parce que l'interaction avec la configuration $4f^2 5d 6p$ est certainement importante (d'après les études des spectres voisins)

Ceci permettra donc d'interpréter la sf de la totalité des niveaux impairs sur la base de ces quatre configurations en interaction, et aussi d'étendre à cet ensemble l'étude de la shf que j'ai déjà réalisée de façon préliminaire pour les niveaux bas.

2. PrI

J'ai réalisé une étude préliminaire de la configurations $4f^3 5d 6s$ en utilisant les matrices de coefficients qui avaient été calculées pour l'étude du néodyme NdII (J. Blaise et coll. [35]). J'ai ajouté une étude préliminaire des structures hyperfines, pour laquelle j'ai trouvé des résultats en accord avec ceux cités par W.J. Childs et L.S. Goodman [8]. Compte tenu des résultats obtenus pour le système complexe des configurations paires de PrII, je pense qu'il est possible d'étendre le domaine d'énergie représenté en faisant intervenir les configurations voisines.

En ce qui concerne les niveaux pairs, une extension du domaine interprété est sans doute aussi réalisable, mais les matrices ne sont pas encore construites.

3. PaI

J'ai calculé les éléments de matrice nécessaires à l'interprétation de la shf correspondant au fait que la shf du protactinium comporte une contribution quadripolaire électrique, et que seules les largeurs totales des niveaux sont connues. Il reste à essayer d'interpréter les données expérimentales .

4. UIII

UIII possède le même nombre d'électrons périphériques que PrII, mais les positions relatives des configurations sont différentes. Les premiers niveaux appartiennent à la configuration $5f^4$ qui se superpose aux configurations $5f^2(6d+7s)^2$ et $5f^37p$. La base de configurations $f^2d^2 + f^2ds + f^2s^2 + f^3p$ devra être étendue pour tenir compte du mélange avec f^4 , mais la plus grande partie des calculs est déjà effectuée. On connaît actuellement 86 niveaux pairs de UIII (Blaise, Palmer, Engleman, non publié) caractérisés par leur déplacement isotopique (235 - 238). Certains niveaux ont un J indéterminé. L'étude de la structure fine devrait conduire aux fonctions d'ondes correspondant aux niveaux connus et donner des prédictions pour les énergies et déplacements isotopiques des niveaux encore inconnus. L'analyse de UIII devrait en être facilitée.

CHAPITRE X

Conclusion

L'étude que j'ai faite du matériel expérimental m'a permis de donner une description détaillée des spectres très riches de PrI et PrII. Dans l'infrarouge, j'ai mesuré les nombres d'ondes des raies et leurs structures hyperfines, alors que dans le visible et l'ultraviolet j'ai essentiellement étudié les structures hyperfines et un certain nombre de structures Zeeman. J'ai de plus effectué un travail de compilation pour affecter à chaque raie les meilleures déterminations de ses caractéristiques.

Grâce aux données que j'ai collectées et mesurées, j'ai fait progresser la classification, dans les deux spectres. J'ai en effet trouvé des niveaux nouveaux, des niveaux pairs surtout, mais aussi des niveaux impairs élevés de PrII. J'ai aussi effectué des vérifications pour confirmer la classification des raies en éliminant les coïncidences fortuites. Ce travail a été réalisé en même temps que la détermination des caractéristiques de nombreux niveaux, ou leur amélioration qui était nécessaire pour profiter de la précision des déterminations expérimentales. Les résultats de l'analyse des spectres publiés actuellement ont été limités aux niveaux et aux fortes raies, mais l'ensemble des résultats est accessible sous forme de documents où sont confrontés les caractéristiques des raies et celles des niveaux qui les classent. Le fait que l'étude des structures hyperfine soit un auxiliaire précieux pour la classification m'a amenée à déterminer la largeur totale, donc la constante magnétique A , pour chaque niveau.

L'interprétation paramétrique de la structure fine a largement profité de cette description. Les difficultés d'identification entre niveaux calculés et niveaux expérimentaux, dues en particulier à la densité des niveaux prédits, n'aurait sans doute pas permis une

optimisation satisfaisante des paramètres de structure fine. Cette optimisation, qui donne une représentation des valeurs expérimentales d'une bonne précision, et des prévisions pour les niveaux encore inconnus, a été rendue possible par la comparaison systématique des valeurs expérimentales et calculées des constantes de shf magnétique A, qui fait en partie l'originalité du présent travail. L'optimisation des paramètres n'a pas abouti à une réelle convergence du processus. Cela se remarque peut être surtout parce qu'on dispose du critère sévère fourni par la shf. L'exemple des configurations paires de PrII montre quelle complexité un système peut atteindre en restant dans le domaine d'utilisation de la méthode d'interprétation paramétrique de Slater-Condon-Racah.

L'interprétation de la structure hyperfine, réalisée à partir des fonctions d'onde correspondant aux paramètres de sf optimisés, n'a pas permis de faire intervenir un nombre de paramètres aussi grand que l'aurait laissé espérer le nombre de données disponibles. En effet, certains paramètres sont nettement prépondérants, et la contribution des autres n'est pas assez importante, compte tenu des perturbations dans les coefficients amenées par les imperfections des fonctions d'ondes.

La précision atteinte pour la détermination des constantes de shf magnétique A est suffisante pour l'interprétation qui est actuellement réalisée. Cependant, des valeurs expérimentales beaucoup plus précises, à condition que ce soit pour un grand nombre de niveaux, pourraient certainement permettre de progresser. En effet, pour les niveaux les mieux représentés, l'erreur expérimentale n'est pas négligeable. L'éliminer permettrait peut-être de comprendre si certains paramètres de structure fine ont un rôle dans la difficulté à atteindre un plus grand

nombre de paramètres de shf. Il est possible cependant que l'on puisse déjà, à ce sujet, faire une étude qui permettrait de savoir si les paramètres effectifs de sf, qui ont été introduits pour améliorer la représentation des énergies, améliorent aussi celle de la shf.

Le présent travail est une contribution à l'étude des spectres complexes. Les systèmes des niveaux du praséodyme sont parmi les plus complexes dans les terres rares. Le succès de la présente étude peut être considéré comme une étape en direction de l'interprétation des spectres des actinides, où le mélange des configurations est encore plus complexe.

Références bibliographiques

1. Judd, B.R. Operator Techniques in Atomic Spectroscopy, Mc Graw Hill Book(1963)
2. Trees, R.E., Phys.Rev., 85, 382 (1952)
3. Feneuille, S., et Pelletier-Allard, M., Physica 40, 347 (1968)
4. Bauche-Arnoult, C., Thèse d'Etat (1972)
5. Bauche-Arnoult, C., Proc.Roy. Soc. A322, 361 (1971)
6. Bauche-Arnoult, C., J.Phys., 34, 301 (1973)
7. Böklen, K.D., Bossert, T., Foerster, W., Fuchs, H.H., and Nachtsheim, G., Z. Physik A 274, 195 (1975).
8. Childs, V.J., Goodman, L.S., Lee, S.A., and Crosswhite, H., S.A.S. Meeting, Tucson, Arizona, U.S.A. (1979) and Childs, V.J. and Goodman, L.S., Phys.Rev. A 24, 1342 (1981).
9. Condon, E.U., et Shortley, G.H., Theory of Atomic Spectra, Cambridge University Press (1935)
10. Murakawa, K., and Suwa, S., Reports of the Institute of Science and Technology, University of Tokyo, Z, N°4, 139 (1953)
11. White, H.E., Phys. Rev. 34, 1397 (1929)
12. Smith G., J. Opt. Soc. Am. 55, 937 (1965)
13. El'Yashevich M.A., Rare Earth Spectra (in russian) State Edition
14. King, A.S., Astrophys.J., 68, 194 (1928)
15. Rosen, M., Harrison, G.R., and Mc Nally, J.R., Jr., Phys. Rev. 60, 722 (1941)
16. Schuurmanns, P., Thesis Amsterdam (1946)
17. Lew H., Phys.Rev. 91, 619 (1953)
18. Murakawa, K., and Suwa, S., J. Phys. Soc. Japan 2, 93 (1954)

19. Murakawa, K., J. Phys. Soc. Japan, 15, N°12, 2306 (1960)
20. Zalubas, R., and Borchardt, B., R., J. Opt. Soc. Am. 63, 102 (1973)
21. Connes, J., Delouis, H., Connes, P., Guelachvili, G., Maillard, J.P. et Michel, G., Nouv. Rev. d'Opt. Appl., 1, 3 (1970)
22. Blaise, J., Vergès, J., Wyart, J.F., Camus, P., and Zalubas, R. 5th Conf. EGAS, Lund, Sweden (1973) et J. Opt. Soc. Am. 63, 1315 (1973)
23. Blaise, J., Wyart, J.F., and Camus, P., Phys. Script. 9, 325 (1974)
24. Meggers, W.F., Corliss, C.H., and Scribner, B.F., Table of Spectral Line Intensities, Part I, Natl. Bur. Stand. Monograph 145, p.203, U.S. G.P.O. Washington D.C. (1975)
25. Martin, V.C., Zalubas, R., and Hagan, L., Atomic Energy Levels. The Rare Earth Elements (Natl. Bur. Stand.) NSRDS-NBS 60, U.S. G.P.O. Washington D.C. (1978) p.102
26. Blaise, J., Wyart, J.F., Camus, P., Gmelin Handbuch der Anorganischen Chemie 8. Auflage p.168, Springer, Heidelberg (1976)
27. Gerstenkorn, S., et Luc, P., Nouv. Rev. Optique 7, 149 (1972)
28. Rao, G.M., Govindarajan, J., Reddy, M.M., Hyperfine Interact., 38, N° 1-4, 539-52 (1987)
29. Martin, V.C., J. Opt. Soc. Am. 61, 1382 (1971)
30. Brewer, L., J. Opt. Soc. Am. 61, 1101 (1971) et J. Opt. Soc. Am. 61, 1666 (1971)
31. Racah, G., Phys.Rev. 62, 438 (1942), Phys.Rev. 63, 367 (1943), Phys.Rev. 76, 1352 (1949), Phys.Rev. 85, 381 (1952)
32. Bordarier, Y., and Carlier, A., Brochure sur les Programmes du Laboratoire Aimé Cotton (unpublished 1967)
33. Wyart J.F. Thèse de 3^e Cycle, Orsay (1967)
34. Gerstenkorn, S. et Ginibre, A., 2^e conf. EGAS, Hanovre, RFA (1970)

35. Blaise, J., Wyart, J.F., Tahar Djerad, M., and Ben Ahmed, Z.,
Physica Scripta 29, 119 (1984)
36. Wyart, J.F., and Camus, P., Physica 93C, 227 (1978)
37. Wyart J.F. J. Opt. Soc. Am. 68 n°2, 197 (1978)
38. Wyart, J.F. et Bauche-Arnoult, C., Physica Scripta 22, 583 (1981)
39. Bauche-Arnoult, C. et Bauche, J., Ann. Phys. 3, 341 (1968)
40. Pfeufer, V., Z. Phys. D4, 351 (1987)
41. Zalubas, R., et Wilson, M., J. Research Nat. Bur. Std. (U.S.) 69A, 59
(1965)
42. Lew, H., Bull. Am. Phys. Soc. 15, 795 (1970)
43. Jucys (Yutsis) A.P. , Levinson I.B., Vanagas, V.V., Mathematical
Apparatus of the Theory of Angular Momentum (traduit du russe)
Israel program for scientific translations, Jerusalem (1962)
44. Bauche-Arnoult, C., and Bauche, J., J. Opt. Soc. Am. 58, 704 (1968)
45. Roth, C., J. Res. Natl. Bur. Stand. B Math. Sci. 76, 61 (1972)
46. Bauche-Arnoult, C., Sinzelle J. et Bachelier-Carlier, A., J. Opt. Soc.
Am. 68 n°3, 368 (1978)

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I

Introduction	p 4
--------------	-----

CHAPITRE II

Rappels théoriques sur les propriétés électroniques et les structures des atomes	9
A Structure fine	9
1. Potentiel central	9
2. Interaction de configurations	11
3. Méthode paramétrique de Slater-Condon	12
B Structure hyperfine	13
1. Structure hyperfine des niveaux	13
Cas général	
2. Interprétation des constantes de structure hyperfine	14
Cas particulier de structures d'origine purement magnétique	
3. Structure hyperfine des raies	16
Cas général	
Cas particulier de structures d'origine purement magnétique	19
4. Convention sur les nombres d'ondes et énergies	29
Convention	29
C Effet Zeeman	30
1. Effet Zeeman des niveaux affectés d'une structure hyperfine	30
2. Structure Zeeman des raies	31

CHAPITRE III

Historique des études spectroscopiques concernant le praséodyme ou des atomes voisins	36
1. Etude du spectre et classification	36
2. Prediction des positions des niveaux d'énergie par des méthodes non spectroscopiques	40
3. Etudes paramétriques	40

CHAPITRE IV

Description du matériel expérimental disponible	42
A Mesures en absorption	42
B Spectres en émission	42
1. Mesures sur spectrogrammes obtenus avec un spectrographe à réseau	42
2. Enregistrements par transformée de Fourier	43
C Spectrogrammes Zeeman	52

CHAPITRE V

Méthodes de dépouillement du matériel expérimental	54
A Acquisition systématique de données décrivant les raies	54
1. Nombres d'ondes	54
2. Largeur totale de structure hyperfine	55
3. Intensités	56
4. Effet Zeeman	56
5. Renseignements codés	56
6. Remarque sur l'acquisition des données	57
B Etudes détaillées de certaines raies	59

CHAPITRE VI

Méthodes d'analyse des spectres	61
A Programmes informatiques	61
B Acquisition des données	65
C Exploitation	65
Méthodes	66

CHAPITRE VII

Etude théorique des structures fines et des structures hyperfines	69
A Calcul des coefficients des paramètres	69
1. Principe	69
2. Utilisation des programmes informatiques	70
3. Vérifications	72
Méthodes	
B Interprétation paramétrique de la structure fine	73
1. Processus d'optimisation des paramètres de structure fine	73
C Interprétation paramétrique de la structure hyperfine	78
1. Résultats	79
2. Facteurs limitatifs	80

CHAPITRE VIII

Résultats	82
A Historique	82
B Présentation des travaux publiés	83
1. Annexe A	85
2. Annexe B	85
3. Annexe C	85

4. Annexe D	85
4. Annexe E	85
C Autres résultats	85
1. Annexe F	85
Exemple de description du spectre.	
2. Table V	86
Liste des niveaux de PrI	
3. Table VI	86
Exemples de tableaux de transitions caractérisant les niveaux.	
CHAPITRE IX	
Projets	103
A Description du spectre	103
B Etudes paramétriques et interprétation des caractéristiques des niveaux	103
1. PrII	103
2. PrI	104
3. PaI	105
4. UIII	105
CHAPITRE X	106
Conclusion	
REFERENCES	109
TABLE DES MATIERES	112
FIGURES	116
TABLES	118
ANNEXES	119

FIGURES

Figure 1 et 1bis	p. 22 et 23
Relations entre les énergies des sous niveaux de shf et les positions des composantes de shf.	
Figure 2	24
Transitions $\Delta J = 1$. Position des composantes de shf en fonction du rapport A'/A .	
Figure 3	25
Transitions $\Delta J = 0$. Position des composantes de shf en fonction du rapport A'/A .	
Figure 4	26
Variations de $k = \Delta W_{\alpha J} / \Delta \sigma_{1\epsilon}$ en fonction de $R = \Delta \sigma_{1\epsilon} / \Delta \sigma_{12}$	
Figure 5	33
Les quatre types de structure Zeeman	
Définition des grandeurs caractérisant une structure Zeeman	
Figure 6	34
Exemple de spectrogramme Zeeman	
Figure 7 et 8	44 et 45
Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge	
Figure 9	46
Exemple de pointé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge	
Figure 10	47
Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans l'infrarouge lointain et pointé correspondant	

Figure 11	48
Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans le visible, la source étant un tube sans électrodes	
Figure 11bis	49
Exemple de pointé correspondant à un enregistrement TF dans le visible	
Figure 12	50
Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans le visible, la source étant un tube sans électrodes	
Figure 13	51
Exemple de tracé correspondant à un enregistrement TF dans le visible, la source étant une cathode creuse refroidie à l'air liquide	

TABLES

Table I	p. 17 et 18
Intensités des composantes de shf	
Table II	27 et 28
Table de correspondance entre les valeurs de $k = \Delta W_{\alpha J} / \Delta \sigma_{16}$ et celles de $R = \Delta \sigma_{16} / \Delta \sigma_{12}$, pour les différentes transitions (J-J')	
Table III	63
Exemple de tableaux de transitions caractérisant les niveaux	
Table IV	76
Exemple de comparaison entre valeurs expérimentales et calculées dans l'interprétation paramétrique des niveaux pairs de PrII	
Table V	87 à 91
Niveaux d'énergie de PrI	
Table VI	92 à 102
Exemples de tableaux de transitions caractérisant les niveaux	

1. Annexe A

Structures fine et hyperfine dans les configurations $4f^2 5d 6s^2$ et $4f^2 5d^2 6s$ du praséodyme neutre

Physica Scripta Vol.23, 260,267, 1981 (en anglais)

2. Annexe B

Structures fine et hyperfine du praséodyme ionisé Pr^+

I Niveaux d'énergie, structure hyperfine et effet Zeeman, raies classées, du praséodyme ionisé Pr^+

A paraître dans Physica Scripta (en anglais)

3. Annexe C

Structures fine et hyperfine du praséodyme ionisé Pr^+

II Interprétation paramétrique des structures fine et hyperfine pour les niveaux pairs du praséodyme ionisé Pr^+

A paraître dans Physica Scripta (en anglais)

4. Annexe D

Raies fortes classées dans le spectre II du praséodyme (Pr^+)

Soumis pour publication à Atomic Data and Nuclear Data Tables (en anglais)

5. Annexe E

Interprétation des configurations paires basses du protactinium neutre ($Pa I$)

avec J.Blaise et J.F.Wyart

Zeitschrift fur Physik A - Atoms and Nuclei 321,61-63 (1985) (en anglais)

6. Annexe F

Exemple de description du spectre

Une table, concernant 2689 raies entre 15620 et 17851 cm^{-1} , donne des

caractéristiques des raies observées et des transitions dont les nombres d'ondes coïncident à moins de $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Bien que dans un état provisoire cette table est publiée ici car elle présente l'intérêt de décrire le spectre dans la région où fonctionnent les lasers à colorants.

ANNEXE A

Fine and Hyperfine Structures in the Configurations $4f^25d6s^2$ and $4f^25d^26s$ of Neutral Praseodymium

A. Ginfibre

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Campus d'Orsay, Bâtiment 505, 91405 Orsay Cedex, France

Received October 2, 1980; accepted ...

Abstract

An extension of the classification of the spectra of neutral praseodymium, based on the analysis of high resolution recordings in the IR and visible ranges, provides new levels of the even configurations $4f^25d6s^2$ and $4f^25d^26s$. A parametric interpretation of the fine and hyperfine structures is given for the lower levels of these two mixed configurations: the experimental energies of 54 levels are interpreted with 18 free parameters and a mean deviation (ΔE) = 47 cm^{-1} ; the A coefficients for the hyperfine structures are interpreted with 3 independent parameters with a mean deviation (ΔA) = 1.2 mK (1 mK = 10^{-3}cm^{-1}).

1. Introduction

Praseodymium has only one stable isotope $^{141}\text{Pr}_{59}$, with nuclear spin $I = 5/2$. Each level with $J \geq 5/2$ consists of 6 sublevels and usually the lines show flag patterns with 6 main components. The Zeeman patterns are affected by hyperfine structure (h.f.s.), with a resultant lowering of the accuracy of the derived g values, but, as shown in [1] for Holmium, the high resolution recordings now available make h.f.s. investigations very useful: the splittings are generally smaller for Pr than for Ho (usually less than 1.7cm^{-1}), and the Fourier Transform (F.T.) recordings provide most often partially resolved patterns showing no off-diagonal components; however, as for Ho, it is possible to determine the total splittings of nearly all levels and this yields the hyperfine constants A because the B constants are negligible (due to the value of the nuclear moments $\mu = 3.7 \mu\text{N}$ and $Q = -0.24 b$ [2]); the line structures, which depend on 2 constants only, can be interpreted with a simple method (given in the Appendix). For these reasons, the classification of the Pr I spectrum is actually based concurrently on h.f.s. and Zeeman investigations. The parametric interpretation of the hyperfine constants plays a fundamental part in the case of Pr I because it is a necessary tool for the identification of the levels at every step of the process of optimisation of the fine structure (f.s.) parameters by least square fit of the energies. Also, like for Ho, the final results are a good test for the wave functions and for the identifications, and provide useful predictions.

Earlier analysis of Pr I can be found in [3-7]. A configuration scheme is given in Fig. 1. Preliminary parametric calculations of fine and hyperfine structures for $4f^25d6s^2$ and $4f^26s^2$ had been made in 1970 [8]; later on, the fine structure of $4f^35d6s$ and $4f^25d6s^2$ was interpreted by Wyart [9]; it was of interest to undertake a parametric calculation for the $4f^25d^26s$ configuration in order to localize the missing levels, and then to interpret the fine and hyperfine structure of the low even levels on the basis of the two mixed configurations ($f^2ds^2 + f^2d^2s$). However the interpretation of higher levels, lying in the range where the f^3sp configuration starts, would

require calculations on a more extended basis, because configuration mixing effects appear to be important.

2. Experimental

Lists of absorption lines with temperature classification [10, 11] have been used together with the following high resolution data.

Zalubas and Borchardt have kindly supplied a list in the range $8350-28000 \text{cm}^{-1}$ where 25000 lines are attributed to Pr I [12]; when the structures are resolved, the intensities and positions of the hyperfine components are given, and the accuracy of the wavenumbers is of the order of 0.01cm^{-1} .

Zeeman spectrograms have been taken in the same range by Camus and Fred [13] at Argonne National Laboratory with the Paschen-Runge spectrograph.

Fourier Transform (FT) recordings have been obtained by Vergès [3] in the range $2500-13000 \text{cm}^{-1}$, and by Luc [14] in the range $12000-24000 \text{cm}^{-1}$. They allow an extensive and detailed study of the h.f.s. In the best cases the accuracies for the absolute wavenumbers and h.f.s. widths are evaluated to 0.02cm^{-1} and 0.002cm^{-1} respectively.

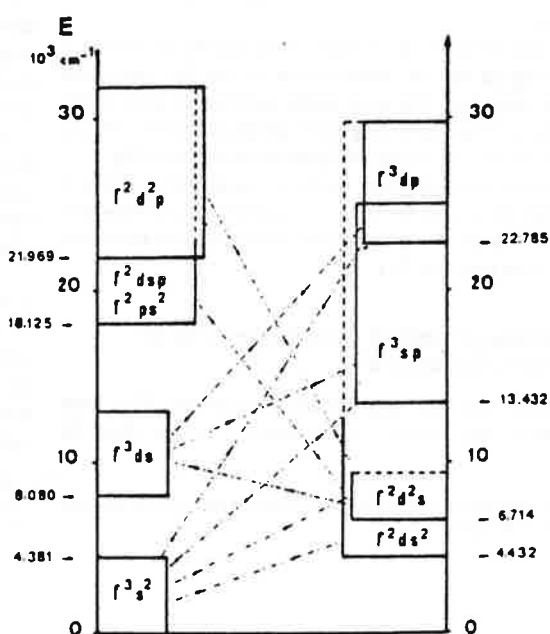


Fig. 1. Configurations and transitions observed in Pr I.

3. Results

3.1. Revision of the wavenumbers and determination of the h.f.s. splittings for the levels of Pr I

In a first step, the earlier classification of Pr I lines has been checked. For this purpose, a list of lines in the range 4000–25 300 cm^{-1} has been established from FT measurements and from the data supplied by Zalubas and Borchardt, in order to be used for automatic level search.* This list contains about 8500 lines (classified as well as unclassified) with intensity, Zeeman and h.f.s. data (over 7600 splittings).

The usual convention has been used: the wavenumbers associated with a line is that of the 3rd main component in the order of decreasing intensities; the line splitting is defined as the difference $\Delta\sigma_{16} = \sigma_1 - \sigma_6$ of the wavenumbers σ_1 and σ_6 of the 1st and 6th components; likewise the level energy is defined as that of the 3fd sublevel (in the order of decreasing F values), and the level splitting is the energy difference $\Delta W_{16} = W_1 - W_6$ of the energies W_1 and W_6 of the 1st and 6th sublevels.

With this convention the combination principle is still exactly obeyed, although the distances to the centers of gravity (for a level, $W_3 - W_{c.g.} = \frac{1}{2}A(J-8)$) may be of the order of 0.05 cm^{-1} in the worst cases; the line splitting is the difference between the splittings of the upper and lower levels.

The values for the levels energies have been revised and values for the splittings have been assigned to nearly all levels, using as a starting point the accurate measurement by Lew [15] of the h.f.s. splitting of the $f^3 s^2 {}^4I_{9/2}$.

3.2. Search for new levels

The data concerning the unclassified lines have been used for the automatic search. The predictions given by the parametric study of the fine and hyperfine structures have guided the investigations. The possible level energies have been selected by considering that the combination principle applies as well to the total splittings as to the wavenumbers. Further investigations of the h.f.s. (see the Appendix) and of Zeeman patterns were often useful to eliminate remaining fortuitous coincidences and to ascertain the new levels and their J values. Actually, h.f.s. investigations have given more than verifications and in some cases have led directly to the classification of a studied line (by determination of the J values and splittings of the upper and lower levels).

142 odd and 84 even levels have been found, producing a noticeable progress in the classification of the Pr I spectrum. By now, 231 odd and 308 even levels are known and, in the studied range, among the strong lines attributed to Pr I in [5], less than one out of five (about 50 lines) remain to classify.

Classifications involving new levels are proposed in Table I for strong lines from [5]. In Table II are given the experimental and calculated values for the energies and other characteristics of the lower even levels of Pr I.

4. Parametric interpretation of the level energies for the configurations $f^2 ds^2$ and $f^2 d^2 s$

The calculations for fine and hyperfine structures have been performed with the Univac 1110 computer of the Paris XI

University in Orsay,* using the programs written by Bordarier and Carlier [16].

4.1. Parameters

There are 9 radial parameters for the electrostatic interactions in $f^2 ds^2$ and 13 in $f^2 d^2 s$. Including the spin-orbit parameters for the f and d electrons and the average energies, 28 parameters are useful for the classical fine structure Hamiltonian. The interaction electrostatic parameters $R^2(d^2, ds)$, $R^2(fd, fs)$ and $R^3(fd, sf)$ have been introduced in order to take into account the mixing of the two configurations. The mixing with the close lying $f^3 sp$ configuration has not been calculated, but some effective operators which represent corrections due to higher configurations have been introduced: $\alpha L_1(L_1 + 1)$ for the core f^2 and $\alpha L(L + 1)$, for both configurations.

The parameters Y_2 , Y_4 and X_3 [17] have not been used because the introduction of fixed values for Y_2 and Y_4 had led to a deterioration of the wavefunctions (as tested by the interpretation of h.f.s. splittings), and because X_3 is usually poorly determined.

4.2. Calculation and verification of the coefficients

The matrices of the angular coefficients of the parameters are calculated on a complete basis of LS wavefunctions in the coupling ($f^2 S_1 L_1, ds^2$) SL for $f^2 ds^2$ and [$(f^2 S_1 L_1, d^2 S_2 L_2) S_3 L_3, s$] SL for $f^2 d^2 s$ (in Table II the core is given in parentheses and is omitted when it corresponds to the most frequent case, i.e., (3H) for f^2 and (${}^3H, {}^3F$) for $f^2 d^2$).

The maximum order of the matrices is 168 (for the matrix $J = 7/2$).

For the electrostatic (f, d) parameters of the configuration $f^2 d^2 s$, a check in the computer has been made, following a principle given by Roth [18] in the case of $(d + s)^n p$ configurations and used by Bauche-Arnoult et al. [19] for $f^6 d$ (one builds linear combinations of matrices such that a lower bound of the number of zero eigenvalues obtained during the diagonalization of the resulting matrix can be calculated).

The spin-orbit parameters coefficients have been checked together with the magnetic h.f.s. parameters (see Section 5.1) following a method described by Bauche-Arnoult and Bauche [20].

4.3. Optimisation of the parameters

Initial fine structure (f.s.) parameters have been chosen from neighbouring spectra [21, 22] and a converging iterative process of diagonalization and least squares fit of the f.s. energies has been applied.

When energy considerations were not sufficient, the identifications have been based on the comparison of experimental and calculated values for the g factors and the h.f.s. constants A (excepting some cases where it is unreliable because only sum rules are obeyed).

The use of g factors alone has proved insufficient because a number of experimental values are missing or inaccurate, or not characteristic; for the A constants, the experimental values are available for all levels with a reasonable accuracy (as shown, for levels lower than 10 000 cm^{-1} , by the comparison with the precise values recently obtained by Childs [23]), and are often more characteristic.

* The program used for searching levels has been derived from a program written by J. J. A. Koot.

* The matrices of angular coefficients, for the configuration $f^2 d^2 s$ and for the interactions with $f^2 ds^2$, have been calculated by J. Sinzelle, at Laboratoire Aimé Cotton.

Table I. Strong lines of Pr I with recent classification

σ cm ⁻¹	λ Å	$\Delta\sigma_{16}$ mK	W_{16}^o mK	W_{16}^e mK	odd	-	even		
11 930.12	8379.84	50	1130	1236	21 394.57	15/2	-	9 464.46	13/2
12 174.05	8211.93	340	1380	1030	20 939.62	13/2	-	8 765.57	15/2
12 279.97	8141.10	0	910	926	19 910.135	11/2	-	7 630.17	13/2
13 197.94	7574.86	- 362	1000	1370	22 968.19	15/2	-	9 770.32	17/2
13 718.14	7287.61	439	326	760	13 280.44	17/2	-	26 998.57	17/2
13 904.46	7189.95	70	920	1010	24 328.15	13/2	-	10 423.68	13/2
14 089.12	7095.71	50	721	640	2 846.76	13/2	-	16 935.88	15/2
14 504.09	6892.71	404	326	720	13 280.44	17/2	-	27 784.52	17/2
14 521.05	6884.66	280	425	716	13 002.05	15/2	-	27 523.12	17/2
14 588.62	6852.77	- 799	680	1480	25 740.10	17/2	-	11 151.49	19/2
15 039.96	6647.12	0	895	926	22 670.12	13/2	-	7 630.17	13/2
15 074.11	6632.06	701	810	110	23 087.27	9/2	-	8 013.14	7/2
15 387.22	6497.11	304	481	800	11 814.66	15/2	-	27 201.91	17/2
15 873.65	6298.01	200	476	700	11 746.34	13/2	-	27 620.01	15/2
15 896.32	6289.02	- 638	1276	630	10 668.96	15/2	-	26 565.32	17/2
16 329.60	6122.15	- 518	1276	760	10 668.96	15/2	-	26 998.57	17/2
16 364.53	6109.08	466	1340	881	21 231.04	13/2	-	4 866.53	11/2
16 364.53	6109.08	100	1000	891	22 968.19	15/2	-	6 603.63	13/2
16 676.26	5994.89	755	870	110	24 689.42	9/2	-	8 013.14	7/2
16 686.33	5991.27	- 475	1216	730	9 646.85	15/2	-	26 333.17	15/2
16 783.16	5956.70	- 370	1000	1370	26 553.43	15/2	-	9 770.32	17/2
16 825.67	5941.65	50	980	1020	25 189.60	17/2	-	8 363.91	15/2
16 900.61	5915.31	200	729	556	23 793.58	13/2	-	6 892.955	11/2
17 017.36	5874.72	?	241	576	8 080.44	11/2	-	25 097.77	11/2
17 017.36	5874.72	493	726	1222	4 381.12	15/2	-	21 398.47	15/2
17 298.39	5779.28	- 396	984	1370	27 068.72	19/2	-	9 770.32	17/2
17 525.53	5704.38	0	920	926	25 155.70	11/2	-	7 630.17	13/2
17 715.65	5643.16	- 450	940	1390	28 182.37	15/2	-	10 466.73	15/2
17 787.85	5620.26	30	1000	1030	26 553.43	15/2	-	8 765.57	15/2
17 868.41	5594.92	120	1040	926	25 498.58	15/2	-	7 630.17	13/2
17 962.78	5565.52	- 553	820	1390	28 429.49	17/2	-	10 466.73	15/2
18 097.32	5524.15	- 745	1371	631	11 913.16	19/2	-	30 010.53	17/2
18 185.97	5497.25	- 654	1326	676	10 720.40	17/2	-	28 906.27	15/2
18 224.70	5485.54	0	1050	1030	26 990.24	17/2	-	8 765.57	15/2
18 319.78	5457.07	20	726	690	4 381.12	15/2	-	22 700.89	17/2
18 386.16	5437.36	- 630	1216	590	9 646.85	15/2	-	28 032.99	13/2
18 401.26	5432.90	- 421	772	351	.00	9/2	-	18 401.26	7/2
18 437.04	5422.36	711	920	211	26 757.35	11/2	-	8 320.29	9/2
18 504.48	5402.59	717	940	211	26 824.75	11/2	-	8 320.29	9/2
18 510.13	5400.95	- 175	850	1030	27 275.70	17/2	-	8 765.57	15/2
18 602.09	5374.24	235	1000	750	26 553.43	15/2	-	7 951.35	13/2
21 084.55	4741.48	- 289	721	440	2 846.76	13/2	-	23 931.35	11/2
21 738.02	4598.95	50	721	800	2 846.76	13/2	-	24 584.76	11/2

Table II. Experimental values and parametric interpretation for the lower even levels of the atom of praseodymium

E_{obs} cm ⁻¹	E_{calc} cm ⁻¹	%	1st LS term	%	2nd LS term	% (f^2ds^2)	ϵ_{obs}	ϵ_{calc}	A_{obs} mK	A_{calc} mK		
$J = 1/2$												
	10 765	49	(³ F)	³ P	21	(³ F)	³ P	94	1.010	52.7		
	11 611	42	(³ F)	³ P	27	(³ F)	³ D ³ D	51	2.255	15.4		
	11 943	50		³ D ³ D	29	(³ F)	³ P	40	2.850	55.		
	13 125	72		³ F ³ F	10		³ D ³ D	6	- 0.387	- 10.9		
	13 719	40	(³ F)	³ D	28	(³ F)	³ P	75	0.246	39.2		
$J = 3/2$												
	9 703	71		³ F	12	(³ H, ³ D)	³ F ³ F	85	0.417	51.3		
	11 212	36		³ G ³ G	15		³ F ³ F	7	0.206	- 0.8		
	11 596	55	(³ F)	³ P	13	(³ F)	³ D	83	1.484	25.4		
	11 828	45		³ D ³ D	10	(³ F, ³ P)	³ D ³ D	14	1.488	53.3		
	12 252	18		³ G ³ G	16	(³ F)	³ F	28	0.47	15.1		
$J = 5/2$												
⁶ 6 451.72	6 479	56		³ G	18	(³ F)	³ G	95	0.65	0.637	38.3	
	8 755	36		³ F	18		³ F	90	0.863	40.4		
⁹ 9 710.64	9 692	64		³ H ³ H	13		³ G ³ G	6	0.37	0.378	6.7	5.3

Table II. (Continued)

E_{obs} cm ⁻¹	E_{calc} cm ⁻¹	%	1st LS term	%	2nd LS term	% ($f^2 ds^2$)	δ_{obs}	δ_{calc}	λ_{obs} mK	λ_{calc} mK	
	10824	30	⁴ F	13	(³ F) ² F	76		0.851		32.4	
	11071	14	⁴ F	13	(³ F) ⁴ G	36		0.790		24.5	
	11548	32	(³ F) ⁴ G	16	³ G ⁴ G	44		0.783		38.1	
	11883	28	³ D ⁴ D	9	³ D ⁴ D	26		1.396		57.9	
<i>J = 7/2</i>											
6 535.52	6555	81	⁴ H	6	(³ H, ³ D) ³ H ⁴ H	89	0.68	0.681	32.7	32.6	
* 7 617.44	7600	65	⁴ G	18	(³ F) ⁴ G	93	0.95	0.977	27.7	29.2	
* 8 013.14	8015	71	³ I ³ I	12	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	6	0.46	0.483	5.5	5.8	
* 9 704.75	9734	83	(³ F) ⁴ H	4	(³ F, ³ D) ³ H ⁴ H	90		0.680	26.1	25.6	
* 9 918.17	9910	24	³ H ⁴ H	10	³ F	40		0.967	35.2	37.5	
* 10 194.74	10163	29	³ H ⁴ H	14	⁴ F	50	0.95	0.976	28.7	29.0	
* 11 274.18	11180	18	³ H ⁴ H	12	³ G ⁴ G	10		1.052	46.0	43.2	
	11482	36	³ G	12	⁴ F	67		1.008		31.2	
	11604	22	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	12	³ H ⁴ H	15		0.694		8.2	
	11907	26	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	22	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	10		0.756		13.8	
	12023	12	(³ F) ⁴ G	12	(³ F) ³ F	45		1.004		25.9	
	12300	26	⁴ F	15	(³ F) ³ F	71		1.155		28.2	
(13 454 $f^3 sp$)											
<i>J = 9/2</i>											
4 432.24	4527	51	³ I	38	³ H	96	0.805	0.815	30.4	31.3	
5 822.89	5799	39	³ I	36	³ H	95	0.855	0.844	29.2	28.6	
8 029.28	8039	71	⁴ H	7	³ I ³ I	81	0.965	0.957	27.8	25.9	
8 320.29	8319	89	³ K ⁴ K	4	³ I ³ I	4	0.54	0.566	8.4	8.6	
* 8 643.83	8631	65	³ I ³ I	11	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	12	0.83	0.853	26.6	26.4	
	9024	66	⁴ G	20	(³ F) ⁴ G	94		1.154		23.5	
* 10 356.71	10380	29	³ H ⁴ H	14	³ G ³ G	3		1.067	46.8	46.4	
10 920.38	10915	87	(³ F) ⁴ H	5	(³ F, ³ D) ³ H ⁴ H	90	0.97	0.973	22.0	22.1	
* 11 184.41	11194	18	³ H ⁴ H	9	³ G ³ G	2		0.934	23.8	25.9	
	11538	15	³ H ⁴ H	10	³ I ³ I	9		0.996		33.2	
* 11 713.22	11647	14	³ H ⁴ H	9	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	13		0.962	28.2	27.5	
	11989	21	³ I ³ I	15	⁴ F	50		1.034		30.3	
	12472	20	³ I ³ I	12	⁴ F	24		1.043		30.1	
	12686	32	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	27	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	12		0.877		25.4	
	12721	13	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	12	⁴ F			1.09		22.2	
(12 746.08)	13177	11	³ H ⁴ H				1.14	1.123	33.2	32.3	
(13 272.62)	13435	9	³ I ³ I				1.075	1.128	30.0	29.7	
(13 432 $f^3 sp$)	13626	27	(³ H, ³ P) ³ I ³ I					0.997		30.5	
	13672	14	³ G					1.114		32.9	
13 822.50	13942	16	(³ H, ³ P) ³ G ⁴ G				1.17	1.198	35.2	35.9	
<i>J = 11/2</i>											
4 866.53	4831	78	³ K	7	³ I	92	0.785	0.793	29.4	29.2	
6 313.25	6346	88	³ I	5	(³ H, ³ D) ³ I ³ I	94	0.96	0.967	25.6	25.7	
6 714.22	6736	41	³ L ⁴ L	28	³ H	52	0.81	0.886	16.2	18.5	
6 892.96	6888	50	³ L ⁴ L	22	³ H	46	0.85	0.798	18.5	16.3	
8 829.09	8835	75	³ K ⁴ K	6	³ K ⁴ K	9	0.85	0.845	26.0	25.5	
* 9 268.75	9277	39	³ I ³ I	18	³ I	39	1.04	1.010	32.3	30.0	
9 483.54	9400	33	³ I	23	³ I ³ I	66		1.009	24.7	26.0	
9 675.01	9634	69	⁴ H	10	³ I ³ I	79		1.115	23.5	23.4	
	10691	55	⁴ G	24	(³ F) ⁴ G	94		1.237		19.7	
* 10 904.07	10906	33	³ K ⁴ K	18	³ K ⁴ K	3		0.826	10.2	10.4	
11 282.87	11297	31	³ H ⁴ H	11	³ H ⁴ H	3	1.08	1.067	35.2	34.6	
11 944.20	11973	17	(³ F) ⁴ H	7	³ G ⁴ G	21	1.085	1.094	33.5	32.0	
12 180.13	12130	60	(³ F) ⁴ H	8	³ G ⁴ G	63	1.09	1.136	23.2	26.0	
12 234.62	12229	32	³ H ⁴ H	10	³ G ⁴ G	10	1.10	1.123	39.0	36.4	
	12655	69	³ K ⁴ K	5	³ I ³ I	2		0.81		33.0	
	13035	40	³ I ³ I	9	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	5		1.038	26.2	23.9	
	13416	41	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	26	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	1		0.993		20.9	
	13510	8	³ H ⁴ H	7	(³ H, ³ G) ³ I ³ I	8		1.051		25.1	
(13 727.48)	13672	17	(³ F) ⁴ G	14	(³ G) ³ H	50	1.16	1.172	31.9	28.6	
* (13 872.29)	13871	8	(³ F) ⁴ G	8	³ I ³ I	28	1.075	1.054	29.2	27.7	
(14 178 $f^3 sp$)											
<i>J = 13/2</i>											
6 603.63	6535	82	³ K	7	(³ H, ³ D) ³ K ⁴ K	86	0.96	0.964	25.4	25.3	
7 630.17	7644	85	³ L ⁴ L	6	³ K ⁴ K	7	0.87	0.863	26.5	25.4	
7 951.35	7937	88	³ I	5	(³ H, ³ D) ³ I ³ I	93	1.09	1.103	21.4	22.0	
9 464.46	9495	57	³ K ⁴ K	12	³ K ⁴ K	2		1.011	35.3	34.9	
	10277	30	³ I ³ I	26	⁴ H	52		1.150		23.0	
* 10 266.51	10319	35	³ I ³ I	18	⁴ H	42	1.13	1.139	32.6	32.2	
* 10 423.68	10513	43	³ L ⁴ L	16	³ K ⁴ K	6	0.95	0.900	28.9	28.9	

Table II. (Continued)

E_{obs} cm ⁻¹	E_{calc} cm ⁻¹	$\%$	1st LS term	$\%$	2nd LS term	$\%$ (f^2ds^2)	g_{obs}	g_{calc}	A_{obs} mK	A_{calc} mK
	11 416	27	⁴ H	22	³ I	59		1.116		24.8
*11 562.79	11 513	24	⁵ L ⁴ L	15	⁴ H	32		1.002	26.9	28.4
*12 041.67	12 069	17	⁵ H ⁴ H	10	³ K ⁴ K	6		1.116	35.2	35.9
	12 473	32	³ K	17	³ K ⁴ K	40		0.955		16.7
*13 146.60	13 153	46	⁵ H ⁴ H	7	(³ H, ³ P) ³ I ⁴ I	6		1.196	35.9	35.7
	13 423	66	(³ F) ⁴ H	7	³ I	75		1.188		19.5
	13 770	17	³ K	14	³ K ⁴ K	23		1.011		19.0
(14 087.57)	14 005	21	(³ H, ³ P) ³ I ⁴ I	13	(³ F, ³ F) ³ I ⁴ I	3	1.065	1.137	22.0	25.5
		2 levels								
(14 470.06)	14 603	38	³ K ⁴ K	13	³ K ⁴ K	10		1.013	27.9	26.2
(15 156 f^2sp)										
$J = 15/2$										
8 363.91	8 294	65	⁴ K	21	⁵ L ⁴ L	66	1.06	1.072	25.5	24.1
* 8 765.57	8 713	70	⁵ L ⁴ L	24	⁴ K	24	1.03	1.025	25.7	26.9
9 745.42	9 695	90	⁴ I	5	(³ H, ¹ D) ³ I ⁴ I	94		1.195	18.0	19.1
*10 466.73	10 501	54	³ K ⁴ K	14	³ I ⁴ I	2		1.135	34.7	34.7
*11 483.45	11 476	57	³ I ⁴ I	20	³ K ⁴ K	1		1.214	33.	33.4
*12 250.56	12 259	57	⁵ L ⁴ L	7	⁵ L ⁴ L	2	1.05	1.012	20.8	19.9
*12 804.49	12 777	27	⁵ L ⁴ L	21	³ K ⁴ K	2		1.068	25.0	26.9
	13 462	34	⁵ H ⁴ H	13	³ I ⁴ I	1		1.250		32.1
(14 800.70)	14 539	19	³ K ⁴ K	16	³ K	18		1.087	15.4	10.
	14 612	48	⁵ H ⁴ H	11	(³ H, ³ P) ³ I ⁴ I	1		1.258		34.5
	15 015	45	(³ F, ³ F) ³ I ⁴ I					1.192		29.7
	15 240	31	³ K					1.124		17.2
	15 825	47	³ K ⁴ K					1.128		18.5
(*15 994.81)	16 167	16	³ K ⁴ K					1.117	27.2	27.6
(*16 294.40)	16 531	13	³ K ⁴ K					1.083	27.7	26.0
(16 451 f^2sp)										
$J = 17/2$										
* 9 770.32	9 773	90	⁵ L ⁴ L	4	⁵ L ⁴ L	3	1.10	1.110	30.4	30.3
*10 157.06	10 328	87	⁴ K	7	(³ H, ¹ D) ³ K ⁴ K	87	1.13	1.174	16.3	18.7
*11 714.38	11 744	48	³ K ⁴ K	22	³ I ⁴ I	2	1.24	1.220	32.7	32.9
*12 736.67	12 733	47	³ I ⁴ I	38	³ K ⁴ K	0	1.25	1.257	30.4	31.0
*14 028.75	13 989	80	⁵ L ⁴ L	7	⁵ L ⁴ L	1		1.082	12.0	12.1
	14 324	44	³ K ⁴ K	10	³ K ⁴ K	2		1.192		26.4
	15 866	44	(³ F, ³ F) ³ I ⁴ I	15	(¹ G, ³ F) ³ K ⁴ K	0		1.247		31.8
	16 839	43	(³ H, ³ P) ³ I ⁴ I	10	(¹ G, ³ F) ³ K ⁴ K	1		1.210		32.8
(17 494.42)	17 459	53	³ K ⁴ K	11	(³ H, ³ P) ³ I ⁴ I	0		1.175	15.6	18.6
(17 695.14)	17 988	24	³ K ⁴ K	24	(³ H, ³ P) ³ I ⁴ I	0		1.204	35.0	24.7
(17 855 f^2sp)										
$J = 19/2$										
*11 151.49	11 132	96	⁵ L ⁴ L	2	⁵ L ⁴ L	0		1.182	29.6	29.7
	13 596	97	³ K ⁴ K	1	⁵ L ⁴ L	0		1.260		29.7
	15 773	85	⁵ L ⁴ L	10	⁵ L ⁴ L	0		1.159		7.7
	19 812	47	⁵ L ⁴ L	36	(³ H, ¹ G) ⁵ L ⁴ L	0		1.154		29.1
								1.076		32.7
$J = 21/2$										
	12 621	99	⁵ L ⁴ L	0	(³ H, ¹ G) ³ M ⁴ M	0		1.238		28.4
	23 794	95	(³ H, ¹ G) ³ M ⁴ M	4	(³ I, ³ F) ³ M ⁴ M	0		1.143		29.6

* New levels.

The g factors and A constants of all levels can be calculated for any set of f.s. parameters: the g factors are obtained directly during the diagonalization; the A constants are calculated (see Section 5) with approximate h.f.s. parameters which fit the experimental values for a reduced number of easily identified levels.

The case of 2 levels with $J = 7/2$ illustrates the interest of an h.f.s. study: an earlier identification of (³F) ⁴H_{7/2} with the level at 9918 cm⁻¹ (based on preliminary calculations for f^2ds^2 and on inaccurate Zeeman data) was not satisfactory because the total splitting of the level is 705 mK instead of a calculated value around 500 mK. The strong line at 9704.75 cm⁻¹, which has exactly the features (intensities and positions of the h.f.s. components) expected for the transition ⁴I_{9/2} (f^3s^2)-

(³F) ⁴H_{7/2} (f^2ds^2), leading to a splitting of 523 mK for (³F) ⁴H_{7/2}, and the level predicted just above with a splitting around 750 mK, justify the new interpretation given in Table II.

There remain a number of levels lying in the range where the lowest levels of f^3sp appear, for which no reliable identification is possible.

Fiftyfour experimental levels are interpreted with 18 free f.s. parameters and a mean deviation (ΔE) = 47 cm⁻¹. The final set is given in Table III (the parameters which have been optimized have values followed by standard deviations). The corresponding values calculated for the energy, g and A are compared in Table II with the experimental ones. Table II shows also the first 2 components of the calculated wavefunctions and the total composition percentage for f^2ds^2 . For the levels which

Table III. Values of the parameters obtained for the configurations ($f^2 ds^2 + f^2 d^2 s$) of praseodymium (in cm^{-1} for the fine structure, in mK for the h.f.s.)

Fine structure parameters (cm^{-1})	$4f^2 5d 6s^2$ configuration		$4f^2 5d^2 6s$ configuration	
	This work	Hartree-Fock method [24]	This work	Hartree-Fock method [24]
E_{av}	15 358 ± 117		25 112 ± 178	
$E_1 (f^2)$	4 934		4 934	
$E_2 (f^2)$	22.8		22.8	
$E_3 (f^2)$	511 ± 8		511	
$B (d^2)$			280	
$C (d^2)$			1 000	
$F_2 (f, d)$	148.3 ± 4	222	142.5 ± 4	202
$F_4 (f, d)$	16.2 ± 1	16	15.5 ± 1.2	14.5
$G_1 (f, d)$	215 ± 8	292	218 ± 10	264
$G_3 (f, d)$	25 ± 2	26.5	25	23.7
$G_5 (f, d)$	2.5 ± 0.5	4.3	2.5	3.7
$G_3 (f, s)$			170	152
$G_2 (d, s)$			1 370 ± 35	2190
ζ_f	732 ± 12	920	754 ± 12	916
ζ_d	542 ± 31	678	465 ± 18	585
$\bar{\alpha} (f^2)$	18.1		18.1	
α	18 ± 4		26 ± 4	

Interconfigurational parameters (cm^{-1}).

$$R_1(d^2, ds) = -10\,000 \quad R_1(fd, fs) = 300 \quad R_1(fd, sf) = 1200$$

Hyperfine structure parameters (mK)

$$a_f = 26.3 \pm 0.4 \quad a_d = 11 \pm 1 \quad a_s = 285 \pm 4$$

54 experimental levels are fitted with a mean deviations (ΔE) = 47 cm^{-1} for the energies and (ΔA) = 1.2 mK for the A values.

The parameters given without a standard deviation have either been fixed to a constant value and/or kept equal to the same parameter in the other configuration.

have not been used for the optimisation the experimental energies are given in parentheses.

Almost all experimental levels are based on the same couple of parent terms ($f^2(^3H)$, $d^2(^3F)$) in $f^2 d^2 s$ and on only 2 different parent terms $f^2(^3H)$ and $f^2(^3F)$ in $f^2 ds^2$. For that reason the core parameters B and C for d^2 in $f^2 d^2 s$, and E_1 and E_2 for f^2 in both configurations have been fixed, E_3 has been forced to keep the same value in both configurations. For $F_2(f, d)$, $F_4(f, d)$, $G_1(f, d)$, independent parameters have been used for each configuration. The differences obtained are of the order of the standard deviations. The parameters $G_3(f, d)$ and $G_5(f, d)$, which are less accurately determined, have been kept equal in both configurations. It has been possible to optimize neither $G_3(f, s)$ nor the interconfigurational parameters. For comparison F and G integrals and spin-orbit parameters have been calculated by the Hartree-Fock method for both configurations [24]. The values are given in Table III. They are generally larger than the fitted values, but the ratios are in reasonable agreement.

The calculated wavefunctions are far from LS coupling; the mixing of the configurations, which is calculated with values of the interconfigurational parameters taken from the La I spectrum [21] (for $R^2(d^2, ds)$) and from the Nd II spectrum [20] for $R^3(fd, sf)$ and $R^2(fd, fs)$, is important for many levels. Its introduction has improved the energy and h.f.s. interpretation.

5. Interpretation of the hyperfine structure

5.1. Parameters

Three parameters: a_s , a_d , a_f are sufficient for a first approxi-

mation interpretation of the magnetic hyperfine constants in the configurations ($f^2 ds^2 + f^2 d^2 s$), but the complete expression for the magnetic hyperfine interaction Hamiltonian

$$H = \sum_l [a_l^{(1)} \hat{I}_l^{(1)} - \sqrt{10} a_l^{(2)} \{S^{(1)} C^{(2)}\}_l + a_l^{(0)} S_l^{(1)}] I_l^{(1)}$$

introduces 6 parameters for the $f^2 ds^2$ configuration and 7 for $f^2 d^2 s$. The matrices of angular coefficients have been calculated for all these parameters (in the LS basis described in Section 4.2) because it makes it possible to check the h.f.s. coefficients, together with the spin-orbit coefficients, by the method given in [20], and also to study the validity of the 3-parameter representation.

The parameters a_s , a_d , a_f are obtained by setting $a_s = (a_s^{(1)})_{f^2 d^2 s}$ and, for f and d electrons, $a_f^{(0)} = 0$ and $a_f = (a_f^{(1)})_{f^2 ds^2} = (a_f^{(1)})_{f^2 d^2 s} = (a_f^{(2)})_{f^2 ds^2} = (a_f^{(2)})_{f^2 d^2 s}$.

5.2. Optimisation - results

For every set of f.s. parameters in the iterative process of optimisation of the f.s. parameters (Section 4.3) the coefficients of the h.f.s. parameters were calculated in intermediate coupling; provisional values for the parameters a_s , a_d , a_f were obtained by a least square fit procedure using the experimental A values of the levels for which the identification was reliable.

The corresponding values for A were calculated for all levels in order to identify a larger number of levels necessary for the fitting of the f.s. energies.

At the last step the coefficients of the h.f.s. parameters correspond to the set of f.s. parameters which optimizes the

f.s. energy representation; the final set of h.f.s. parameters (Table III) is then obtained by fitting the experimental A values of all the identified levels.

The experimental A values of 54 levels, ranging from 5 mK to 46 mK, are fitted with a mean deviation (ΔA) = 1.2 mK. The experimental and calculated values for A are compared in Table II. The larger deviations appear to be due to imperfect wavefunctions, since they occur for groups of close levels (9918_{7/2}, 10194_{7/2}, 11274_{7/2}), (6714_{11/2}, 6892_{11/2}), (8029_{9/2}, 8320_{9/2}), (9261_{11/2}, 9483_{11/2}), (10356_{9/2}, 11184_{9/2}) and (8363_{15/2}, 8765_{15/2}) with opposite signs, and for the level 10157_{17/2} for which there is a discrepancy of 171 cm⁻¹ on the energy. For the remaining levels, the deviations are of the order of the experimental uncertainty.

It is not realistic to use more than 3 parameters: it gives no decrease of the mean deviation and large standard deviations for the parameters if 5 parameters are used (either by taking different parameters for the 2 configurations or by introducing $a_i^{j^2} \neq a_i^{j^1}$ for the f and d electrons).

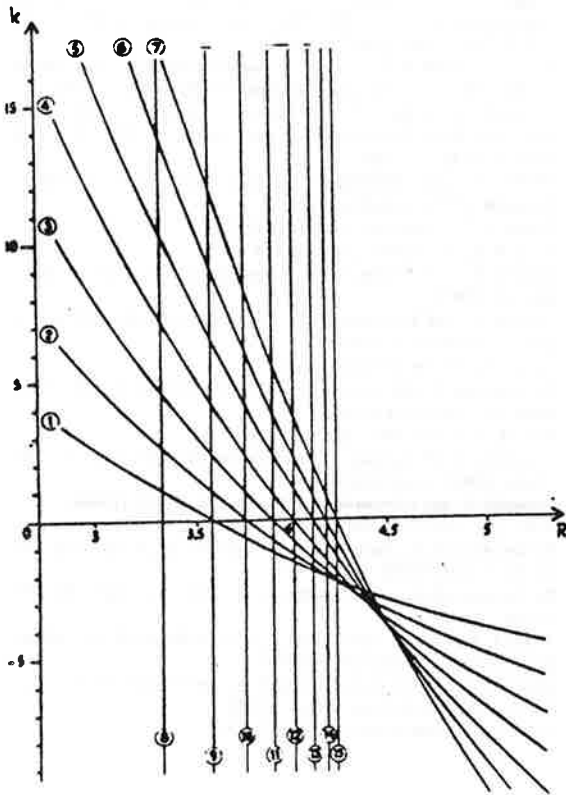


Fig. 2. Variation curves of the functions $R_{JJ'}(k)$.

- | | |
|----------------------|-------------|
| 1 - $J = 7/2$ | $J' = 9/2$ |
| 2 - $J = 9/2$ | $J' = 11/2$ |
| 3 - $J = 11/2$ | $J' = 13/2$ |
| 4 - $J = 13/2$ | $J' = 15/2$ |
| 5 - $J = 15/2$ | $J' = 17/2$ |
| 6 - $J = 17/2$ | $J' = 19/2$ |
| 7 - $J = 19/2$ | $J' = 21/2$ |
| 8 - $J = J' = 7/2$ | |
| 9 - $J = J' = 9/2$ | |
| 10 - $J = J' = 11/2$ | |
| 11 - $J = J' = 13/2$ | |
| 12 - $J = J' = 15/2$ | |
| 13 - $J = J' = 17/2$ | |
| 14 - $J = J' = 19/2$ | |
| 15 - $J = J' = 21/2$ | |

Although it does not change much the values of the parameters, the quality of the f.s. representation has an important influence on the calculated A values. As expected, the introduction of the interconfigurational f.s. parameters has led to a noticeable improvement of the h.f.s. representation.

6. Conclusion

A parametric representation of the fine and hyperfine structures of the ($f^2d^2 + f^2d^2s$) configurations has been obtained for the lower energy range where mixing effects with the f^3sp configuration are small.

A few low-lying levels remain to be found (only 3 unknown levels out of 31 below 10 000 cm⁻¹); predictions are given for their energy, g and A values.

For levels with $J \leq 5/2$ progress should be expected by use of the Zeeman patterns, because the Landé factors are characteristic and h.f.s. is not easy to use. For higher energies, a better parametric interpretation may be expected by the study of the 3 mixed configurations f^2ds^2 , f^2d^2s and f^3sp .

Further analysis of the experimental material (h.f.s. and g factors) is needed.

Appendix. Study of hyperfine structure patterns

Usually the observation of the intensities along a partially resolved pattern allows the evaluation of the J values with an uncertainty of 1 or 2 units. The evaluation of the way the components are getting closer and closer, through the ratio $R = \Delta\sigma_{16}/\Delta\sigma_{12}$, has proved very useful ($\Delta\sigma_{12}$ being the distance between the 1st and 2nd components in the order of decreasing intensities). R can be evaluated even for partially resolved lines.

Let J and J' ($J' > J$) be the J values of the levels, W_{16} and W'_{16} the corresponding splittings. The relation

$$R = \frac{W_{16} - W'_{16}}{\frac{W_{16}(J + 5/2)}{5(J + 1/2)} - \frac{W'_{16}(J' + 5/2)}{5(J' + 1/2)}}$$

is obtained from the interval rule.

For $\Delta J = 0$ transitions, R has known values (say $R_{JJ'}$) for the different values of J ($J = J'$); this allows the determination of J if the experimental accuracy is sufficient.

For $\Delta J = 1$ transitions, R depends on the values of J and J' ($J' = J + 1$) and on the level splittings W_{16} and W'_{16} . Let $k = W_{16}/(W_{16} - W'_{16})$; for each couple J, J' , R can be calculated as a function of k : $R = R_{JJ'}(k)$ (see in Fig. 2 the variation curves). When experimental values of $\Delta\sigma_{16}$ and R have been determined for a line, a choice of several values of k , one for each couple J, J' , is obtained, to which correspond values for W_{16} and W'_{16} (as very few negative splittings have been observed for Pr I levels, W_{16} and W'_{16} are usually taken as positive). Too large values for the splittings, or considerations of intensities, or Zeeman patterns may help to eliminate some possibilities.

The study of the line at 14 197 cm⁻¹ (see Fig. 3) which has provided the first odd level with $J = 17/2$ in the higher configurations, is given as an example: the possible characteristics of the levels, shown in Table IV are deduced from the experimental data (relative intensities, $R = 4.26$, $\Delta\sigma_{16} = 589$ mK), but the $J = 13/2 - J' = 15/2$ transition should be eliminated because $W'_{16} = 1850$ mK seems too large for a Pr I level. If $J = J'$, $J = 21/2$; if $J' = J + 1$; J belongs to the lower level, because $\Delta\sigma_{16} > 0$; the only possible known low level (even or odd) is

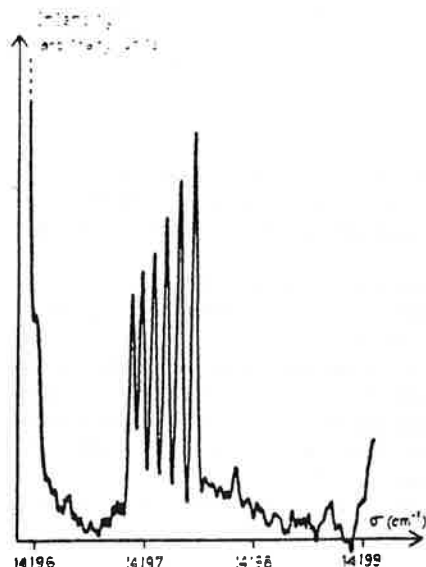


Fig. 3. Fourier transform recording of the line at 14 197 cm^{-1} of Pr I ($22\,561_{15/2} - 8363_{15/2}$).

$8363_{15/2}$ ($W_{16} = 1030 \text{ mK}$). The odd level at 22 561 is justified by the observation of transitions with the level $10\,466_{15/2}$ and $9745_{15/2}$.

Actually, in most cases, such determinations of J values and splittings are not possible, due to the experimental uncertainties on the positions of the components, but inaccurate values of R may still be used as verifications of proposed classifications or to get information on the levels characteristics: for $J - J'$ transitions ($J' = J + 1$) it can be shown that if $R_{JJ'} < R_{J'J}$ the level with the smaller J value has the largest splitting; if $R_{JJ'} > R_{J'J}$, the level with the smaller J value has the smaller splitting; this allows to know which, of the upper and lower level, has the smaller J value.

Table IV. Line at $14\,197 \text{ cm}^{-1}$. Possible characteristics of the levels

J	$J' = J$ or $J' = J + 1$	k	W_{16} mK	W'_{16} mK
21/2	21/2	Undetermined	Undetermined	Undetermined
13/2	15/2	~ - 2.15	~ 1260	~ 1850
15/2	17/2	~ - 1.75	~ 1030	~ 1620
17/2	19/2	~ - 1.20	~ 700	~ 1290
19/2	21/2	~ - 0.50	~ 290	~ 980

Acknowledgements

I am very grateful to J. Blaise for his constant guidance throughout this work.

This work has been made possible by the cooperation of P. Camus, P. Luc, J. Sinzelle, J. Vergès and R. Zalubas, to whom I am greatly indebted. I wish also to thank J. Bauche and J. F. Wyart for helpful advice, Y. Bordarier, A. Bachelier-Carlier and J. J. A. Koot who have written computer programs which have been extensively used, and W. J. Childs for sending his results prior to publication.

References

- Wyart, J. F., Camus, P. and Vergès, J., *Physica* 92C, 377 (1977).
- Böcklen, K. D., Bossert, T., Foerster, W., Fuchs, H. H. and Nachtsheim, G., *Z. Physik* A274, 195 (1975).
- Blaise, J., Vergès, J., Wyart, J. F. and Zalubas, R., 5th Conf. EGAS, Lund, Sweden (1973).
- Blaise, J., Vergès, J., Wyart, J. F. and Zalubas, R., *J. Opt. Soc. Am.* 63, 1315 (1973).
- Meggers, W. F., Corliss, C. H. and Scribner, B. F., *Tables of Spectral Line Intensities, Part I*, Natl. Bur. Stand. Monograph 145, p. 203, U.S. G.P.O., Washington D.C. (1975).
- Blaise, J., Wyart, J. F., Camus, P., *Gmelin Handbuch der Anorganischen Chemie* 8. Auflage p. 168, Springer, Heidelberg (1976).
- Martin, W. C., Zalubas, R. and Hagan, L., *Atomic Energy Levels. The Rare Earth Elements* (Natl. Bur. Stand.), p. 95, U.S. G.P.O. Washington D.C. (1978).
- Giaibre, A. and Gerstenkorn, S., 2nd Conf. EGAS, Hannover, Germany (1970) (unpublished).
- Wyart, J. F., Private communication (1973).
- King, A. S., *Astrophys. J.* 68, 194 (1928).
- Zalubas, R. and Wilson, M., *J. Research Natl. Bur. Stand. (U.S.)* 69A, 59 (1965).
- Zalubas, R. and Borchardt, B. R., *J. Opt. Soc. Am.* 63, 102 (1973); and private communication.
- Camus, P., Private communication.
- Gerstenkorn, S. and Luc, P., *Nouv. Rev. Optique* 7, 149 (1976); and private communication.
- Lew, H., *Bull. Am. Phys. Soc.* 15, 795 (1970).
- Bordarier, Y. and Carlier, A., *Brochure sur les Programmes du Laboratoire Aimé Cotton* (unpublished).
- Feneuille, S. and Pelletier-Aillard, N., *Physica* 40, 347 (1968).
- Roth, C., *J. Res. Natl. Bur. Stand. B Math. Sci.* 76, 61 (1972).
- Bauche-Arnoult, C., Sinzelle, J. and Bachelier, A., *J. Opt. Soc. Am.* 68, No. 3, 368 (1978).
- Bauche-Arnoult, C. and Bauche, J., *J. Opt. Soc. Am.* 58, 704 (1968).
- Wyart, J. F., Blaise, J. and Camus, P., *Physica Scripta* 9, 325 (1974).
- Ben Ahmed, Z., Thesis, Orsay (1977).
- Childs, W. J., Goodman, L. S., Lee, S. A. and Crosswhite, H., S.A.S. Meeting, Tucson, Arizona, U.S.A. (1979).
- Bauche, J., Private communication (1980).

ANNEXE B

FINE AND HYPERFINE STRUCTURES OF SINGLY IONISED PRASEODYMIUM

A. GINIBRE

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Campus d'Orsay, Bâtiment 505

91405 Orsay Cedex, France

I Energy levels, hyperfine structures and Zeeman effect, classified lines.

Abstract :

Fine and hyperfine structures of singly ionised praseodymium

by A. GINIBRE (Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Campus d'Orsay, Bâtiment 505 91405 Orsay Cedex, France)

Physica Scripta (Sweden)

I Energy levels, hyperfine structures and Zeeman effect, classified lines.

An extension of the classification of the spectrum of singly ionised praseodymium, based on the analysis of high resolution data in the range $2783 - 27920 \text{ cm}^{-1}$, yields new energy levels in the odd configuration $4f^25d6p$ and in the mixed even configurations $4f^25d^2 + 4f^25d6s + 4f^36p$. A number of experimental characteristics of the levels have been determined or revised ; energy J , and hyperfine structure splitting are given for all known levels (105 odd levels and 187 even levels), and g values are given for 236 levels. Experimental data are presented for 172 classified intense lines in the ultraviolet range, and for 39 unclassified lines. The wavenumber distribution of the different types of observed transitions is studied .

Physics Abstracts Classification : 35.10

1. Introduction

The spectrum of singly ionised praseodymium (PrII) is dense because many levels have a low energy, especially those of even parity, as is shown on the configuration scheme on Fig.1. The PrII lines show a hyperfine structure (hfs) due to the nuclear spin $5/2$ of the only stable isotope $^{141}_{59}\text{Pr}$. These features are similar to those of the atomic praseodymium spectrum (PrI) and allow a study similar to that given in ref.[1], as concerns fine and hyperfine structures.

Commonly, sources emit simultaneously both spectra (PrI and PrII). As early as 1928, King gave a temperature classification of 1018 absorption lines between 3111 Å and 6828 Å [2] which provides evidences for the assignment of these lines to one spectrum or to the other. In the spectrum of PrII, very wide hfs splittings shown by the strongest lines were measured by White [3] in 1929. However, hfs prevents an accurate determination of wavenumbers when resolution is insufficient and therefore, these measurements did not lead to energy levels. It was only in 1941 that Rosen et al. [4], relying on their own measurements of Zeeman structures, could determine the first energy levels of PrII, with hfs confirmations. These levels, i.e. 24 low levels and 50 higher levels, belong to the sub-configurations which are built on the core $4f^3(^4I)$ of the configurations $4f^3(5d+6s)$ and $4f^36p$ respectively.

In 1973, using new experimental data with higher resolution [5, 6] (grating photographic spectrograms and Fourier Transform interferograms), Blaise et al. [7] determined most of the energy

levels missing in the sub-configurations $4f^2(^4I)(5d+6s)$ and gave a parametric interpretation of the energies and Landé factors of all the experimental low odd levels. From transitions in the infrared range (IR), they also found a number of low even energy levels, belonging to the configurations $4f^2(5d+6s)^2$, and, from transitions in the visible range (V) and ultraviolet range (UV), higher even levels, and a few odd levels above 30000 cm^{-1} belonging to the configuration $4f^25d6p$. Compilations of the first analyses of the spectrum of PrII are published in references [8, 9, 10].

Studying the even levels, the next step consisted of starting a parametric calculation (using the programs written by Bordarier and Carlier [11]) in order to give an interpretation of the experimental values, and predict missing levels, while extending the analysis of the experimental material, including FT recordings in the visible and UV [12] produced by Luc (see Gerstenkorn and Luc [13]). The four mixed even configurations $4f^2(5d+6s)^2+4f^26p$, which are the only ones expected in the available range (as reported by Brewer [14]) have been taken as a basis. Actually, in order to be able to take advantage of numerous transitions with higher odd levels, it has been of interest to study simultaneously the odd configuration $4f^25d6p$.

Numerous data have been measured or compiled, concerning line positions, Zeeman effect, and, particularly, hfs which is an important tool for classification in the case of praseodymium; numerous level characteristics have been determined, in particular the description of the levels includes systematically the hfs splitting,

and this makes a theoretical interpretation particularly attractive in the present trends of hfs investigations [15].

By now, a frame for a parametric interpretation of the characteristics (fine and hyperfine structure) of all experimental levels is available. Indeed, singly ionized praseodymium has a complex level scheme still within the limits of the calculation possibilities, up to more than 30000 cm^{-1} (40000 cm^{-1}) for the even (odd) levels. Some more accurate hfs measurements would be useful for searching for new levels as well as for improving the comparison between theory and experiment. As has been demonstrated by Childs and Goodman, in particular in the case of atomic praseodymium [16], or by Höhle et al. [17] in the case of ionized lanthanum, high resolution Doppler-free laser techniques are very efficient for these purposes: these techniques allow a very detailed and accurate study of a restricted number of selected lines and are used as a complement of more conventional spectroscopic investigations which deal with a large number of lines over an extended range. A similar study of singly ionized praseodymium is desirable; thus, with the prospect that it might promote further hfs experimental investigations, the present article summarizes the main features of the present state of classification of singly ionized praseodymium and describes the experimental characteristics of its energy levels.

A parametric interpretation of these experimental data will be reported in forthcoming articles.

2. Analysis of the experimental data

2.1 Experimental data

The following high resolution experimental data have been used :

- Fourier Transform (FT) spectra, obtained by Verges [18] in the infrared range, using as a source an electrodeless discharge tube containing a few mg of PrI_3 , and by Luc [12] in the visible range and ultraviolet range, using either an electrodeless discharge tube, or a hollow cathode; however, with these sources, above 13000cm^{-1} lines belonging to PrII are not strong and are often partly hidden by those belonging to PrI. In these FT experiments a spectral discrimination of PrI and PrII by changing the excitation conditions of the source has not been attempted. In the IR, the resolution on the FT interferograms [18] is especially high and allows a detailed study of numerous hfs,
- A list of wavenumbers and intensities in the range $8350\text{-}27922\text{ cm}^{-1}$, for unresolved lines or for resolved line components [19]; Zalubas and Borchardt have measured these quantities on grating photographic spectrograms they had produced [6]. Above 14550 cm^{-1} they give two intensity values for each line, corresponding to two different excitation conditions, and discriminate between PrI and PrII lines,
- A Zeeman photographic spectrogram, in the same range, obtained by Camus and Fred [20] at Argonne National Laboratory.

Analysing these data, Blaise had already determined hfs widths and characteristics of the Zeeman effect for a large number of lines [21]. The present report concerns a further step in the analysis: the amount of numerical data involved, concerning wavenumbers, intensity, hfs line splitting, and Zeeman data, has been progressively enlarged,

in a process which led, first, to progress in the Pr I spectrum and was partially described in ref.[1] .

Two ranges are to be distinguished in the present study :

(i) In the IR , below 14450cm^{-1} , lines belong to both Pr I and Pr II , but lines classified in the Pr I spectrum have been discarded for the study of Pr II, and reconsidered afterwards in a check for double classification. A systematic description of the FT recordings has been completed up to 11000cm^{-1} .

For wavenumbers and hfs splittings, values computed from the numerical FT spectrum have been used for well resolved lines; in all other cases, evaluation has been made on the charts, down to the limits of noise.

(ii) In the range $14450\text{-}27922\text{ cm}^{-1}$, which is very rich in lines belonging to Pr II , the present work widely relies on the data produced by Zalubas and Borchardt [19]: wavenumbers of more than 6700 lines have been extracted from the data they had assigned to Pr II, less intense unresolved lines being discarded. Total widths of lines, too, have been extracted from these data, when wavenumbers of components had been listed. In addition, hfs measurements have been made either on the FT recordings obtained by Luc [12], or (mainly) on the no-field part of the photographic plates [20] of the Zeeman spectrograms .

Over the whole range studied, the intensity has been evaluated on the FT recording charts as intensity of the highest peak and/or has been taken from the list by Zalubas and Borchardt as intensity of the component which has the same wavenumber as the considered line; in any case, a factor ranging between 1 and 6 should be applied in order

to obtain the total intensity. A code number representing resolution, occasional blend, and, in the case of FT, the level of noise, complements the description.

The accuracy on line positions is limited in two ways:

(i) the definition of the recorded lines may be limited by noise, blend, or insufficient resolution; typical values of the corresponding uncertainty on line position are : $.01 \text{ cm}^{-1}$ for resolved lines in the list by Zalubas and Borchardt, and down to $.001 \text{ cm}^{-1}$ on the best FT interferograms in the IR.

(ii) the wavenumber scales in the different data sets are not perfect but the observed discrepancies do not exceed about $.01 \text{ cm}^{-1}$.

Typical accuracy for the total widths of the lines is about 0.1 cm^{-1} for the values measured on the plates, 0.05 cm^{-1} for those obtained from FT interferograms in the visible and ultraviolet ranges, 0.020 cm^{-1} for those which are deduced from the wavenumbers listed by Zalubas and Borchardt, and down to 0.002 cm^{-1} on the best FT interferograms in the IR; however, larger uncertainties occur in unfavourable cases, in particular when incompletely resolved structures do not yield the sign of the total line splitting.

Data describing Zeeman structures have been measured on the photographic plates (see the Appendix); the uncertainty of these data strongly depends on the shape of the structures (which are most often incomplete and/or unresolved, and/or perturbed by the hfs) and has to be evaluated for each case.

2.2 Methods

The principles of the methods used for the analysis have already been partly described in reference [1]. Recall that the quadrupole moment Q is negligible in ^{141}Pr and that the hfs is interpreted in terms of magnetic dipole interaction only.

The study of hfs and Zeeman effect data aims at the determination of the magnetic hfs constant A and of the Landé g factor of the energy levels, respectively, but moreover it provides hints which are essential in searching for new levels.

Following the convention which is usual when hfs is involved, and is discussed in [1], the energy associated to a level is that of the third sub-level in the order of decreasing total momentum F values and the wavenumber associated to a line is that of the third main component in the order of decreasing intensities (this convention is convenient as long as J values less than $5/2$ are not involved; it differs from the convention used by White [3] and by Rosen et al. [4] which involves the sub-level with the largest F value and the most intense component). The Ritz principle is applied exactly without need for a delicate determination of the centre of gravity, and then, in cm^{-1} , the energy E_L of a level L is determined as a combination of the energy $E_{L'}$ of a level L' in the other parity and the wavenumber $\sigma_{LL'}$ of the transition $L-L'$:

$$E_L = E_{L'} \pm \sigma_{LL'} \quad (1)$$

A computerised fit of the best FT recordings, which would yield an accuracy of the order of $.001\text{cm}^{-1}$ for the hfs splitting values of many levels, was out of the scope of the present work, and the present study is only based on computed line positions resulting of the FT spectrum, and on measurements on the charts. There exists one

single line in the spectrum of PrII for which the recording clearly shows and localises with accuracy the main components and some non-principal components (see Fig.2), leading to an accurate determination of the total splittings of both levels involved; this line, situated at 10841cm^{-1} , is a transition between an even level at 11283.14 cm^{-1} and the level $4f^36s^2 1s$ at 441.95 cm^{-1} which is involved in numerous intense transitions ; a value $W_{441} = (1.758 \pm .002)\text{ cm}^{-1}$ has been obtained. This value is taken as a starting point for the determination of the total splittings of all the other levels, using the Ritz principle. A determination from the only positions of the principal components (cf [1]) would not be so accurate. Therefore, the total hfs splitting W_L of a level L is determined by combining the splitting $W_{L'}$ of the level L' and the width $\Delta\sigma_{LL'}$ of the corresponding line:

$$W_L = W_{L'} \pm \Delta\sigma_{LL'} \quad (2)$$

With the conventions in use, all determinations (of energy or of hfs) for any level must coincide within limits corresponding to the uncertainties on $\sigma_{LL'}$ and $E_{L'}$ or on $\Delta\sigma_{LL'}$ and $W_{L'}$.

The existence of the hfs and the density of the spectrum make it difficult to determine the Landé g factors : the mere measurement of intervals of the Zeeman-hfs patterns of a transition rarely yields g values for both levels involved; actually, for the determination of g values, it is most often necessary to study the patterns of several lines, and g values are adopted if they give a correct interpretation for all available data (see the Appendix). For some levels, g factors have not been evaluated because experimental data were not sufficient; for others, further study is needed.

In order to check the characteristics of the levels as well as to search for new levels, a computer investigation [22] of coincidences between combinations $E_L \pm \sigma_{LL}$ has been performed, with a systematic edition of experimental data, in particular intensity, and hfs and Zeeman data for lines and levels, which helps in detecting incompatibilities and in determining unknown characteristics.

The values of the energies, g, and hfs splittings are strongly interrelated by the network of the identified transitions. For this reason, a few times during this work, the whole set of values has been carefully revised, so as to optimise the consistency with all the relevant experimental data.

Because of intermediate coupling and configuration mixing, selection rules do not appear clearly; therefore, when searching for new levels, it was often found convenient to combine levels of selected J values with all the lines of a suitable range. Some new levels have been identified because of the large number of energy coincidences observed; other have only been found among numerous equivalent fortuitous coincidences because of the detailed compatibility of some other characteristics, and then the predictions of the theoretical calculations were a precious guide.

3. Results

3.1 Levels

There are presently 105 odd and 187 even experimental levels (respectively 60 and 130 at the beginning of this work) ; for each level, a list of all coinciding combinations has been studied .

Experimental values have been attributed to level characteristics and are given respectively in Table I for the odd levels and in Table II for the even levels :

Reference is given to relevant original work (in particular [4] , [21] and [23]) in the following way : on the left of an energy level value, a reference concerns the finding of the level ; on the right of a value of energy, J , g or hfs splitting W , it concerns that value ; * points out results of the present work ; ** indicates that a value published in the NBS Tables [8, 10] or in the Gmelin Handbuch [9] has been noticeably modified (i.e. more than 30mK for energy or hfs splitting).

In the present state, the consistency between level energy values is such that for most of the levels, most of the combinations really corresponding to transitions stand in an interval of 0.04 cm^{-1} . Larger discrepancies are tolerated for E_L if there is a particular uncertainty on the wavenumber ν_{LL} of the considered line or on the energy E_L . However, the detailed evaluation of the accuracy of energy values (for each level) implies a complex study of the transition array and has not been completed.

The even levels at 27705 , 27841 , 29350 and 29601 cm^{-1} , for which transition arrays are shown in Table III, are typically unfavourable examples, where many wavenumber values are perturbed by hfs. All lines are unresolved in Zalubas and Borchardt's list [19]; the strongest 4 lines appear as resolved but noisy in the FT recordings by Luc [12]. A study of these experimental data around 26000 cm^{-1} has yielded wavenumbers values for the 4 lines lower than in [19] by up

to 40 mK ; hfs splittings have been evaluated on the FT recording charts.

The fact that agreement is obtained in cases where resolved lines are involved establishes the consistency of the wavenumber scalings derived from the different experiments. Actually, due to the transition distribution, this check is limited to ranges less than 10000 cm⁻¹ wide.

A study of the transition characteristics has ascertained the determination of J values, yielding a change for 7 levels; however, for 3 new levels, there remains some uncertainty on the J value .

Values of the hfs splitting W are given for all levels :

(i) for every low level, the uncertainty on W has been estimated (it ranges between 0.005 and 0.1 cm⁻¹) and is indicated with a code number ranging from 1 to 5; the uncertainty on the line splitting $\Delta\sigma$ has been evaluated on the F.T. recordings for every significant transition ;

(ii) for higher levels, most of the significant transitions lie in the visible or in the UV; the overall estimation of the uncertainty should range between 20mK and about 100mK or more.

The magnetic hfs coefficient A has been deduced as follows:

$$A = W / 5(J + 1/2) \quad (3)$$

which is valid for the PrII levels, presently known (J \geq 3).

Landé g factors have been estimated (see the Appendix): values are given for 101 odd and 135 even levels (altogether 52 values were known initially) with an uncertainty of about 0.05.

LS term and configuration labels have been deduced from the available parametric studies according to the following rule: a

configuration name is assigned when this configuration contributes to the calculated wavefunction of the considered level by more than 60 % , and an LS term name is assigned when this term totals more than 30 % in the 3 main L S components. However it is clear that an important part of the level description may be missed with such labels ,due to the effects of minor wavefunction components . For the low odd levels these labels rely on the parametric interpretation of the configurations $4f^a(5d+6s)$ provided by Wyart [24] ,(Blaise et al.[8, 9]); For the higher odd levels, a parametric interpretation exists only in a preliminary state which does not take into account the admixture of lower configurations to the configuration $4f^25d6p$, and a reliable identification is not presently available. For the even levels, the labels rely on a parametric interpretation of the 3 mixed configurations $4f^25d^2 + 4f^25d6s + 4f^26p$ which will be published in the next paper of this series; levels are far from belonging to pure LS terms ,and configuration mixing is important.

3.2 Classified lines

About 1460 lines are considered as classified in the PrII spectrum; for these lines coincidences concerning wavenumbers are confirmed by hfs and /or Zeeman data, leaving a low probability of fortuitous insignificant coincidences .This number does not include a number of lines (maybe some 500 lines) with probable classification, for which structures are not available or have not been studied.

In order to obtain an evaluation of the degree of achievement of classification, and to establish a description of the most important transitions, a set of intense lines has been considered. The major part are lines listed in the Tables of Spectral Lines Intensities of the NBS [10] as the most intense observed in the PrII spectrum, in well defined conditions of emission. It has been complemented in the IR range with lines chosen as most intense according to the arbitrary intensity scalings available.

Statistics are given in Fig.3 for these intense lines: lines of different classification status have been counted in ranges 1000cm^{-1} wide. In the IR, where unclassified lines belong to either PrI or PrII, classified lines of PrII represent about 22 % of the total number of lines of similar intensities, and the unclassified lines about 25 %.

Between 14550 and 22000cm^{-1} , the rate of classification in the spectrum of PrII lies around 90 %. Only the 39 lines which remain unclassified are listed in Table IV with some experimental characteristics, as an incentive for hfs studies with higher resolution. Between 22000 cm^{-1} and 27920 cm^{-1} , the classification rate is relatively constant around 50%.

The total number of intense lines classified in PrII amounts to 878 (244 in the range $2783 - 14550\text{ cm}^{-1}$, and 634 in the range $14550 - 27920\text{ cm}^{-1}$). Revised data concerning these lines have been collected, confronting experimental data and classification with characteristics of the relevant levels. The description of the UV range (172 intense lines classified in PrII) is given as an example, in Table V; this range has been chosen because it shows the highest density of newly classified lines, but it does not show the best agreement, which is obtained in

the IR range. Later publication is intended for the data concerning the remaining lines.

There are four different origins of classification (which are annotated with a, b, c and d, and \mathbb{E} respectively in Table V);

(i) in the visible range, the classification for 215 of the lines was already published by Rosen et al. [3] with a different convention on wavenumbers and lower resolution (a). This classification has been shown to be in good agreement with the data which are now available, except for the lines at 5823.7 Å , 4757.9 Å , 4746.9 Å , 4550.1 Å , 4291.0 Å , 3650.2 Å (and maybe 5719.1 Å) .

(ii) the line at 3877 Å (b) has been classified by Murakawa and Suwa [23] owing to the study of the hfs of that line .

(iii) 420 lines are classified by levels which were made available in 1973 [21], by investigations by Blaise et al. [5, 7] (c); a few of these lines have been observed later , e.g. in the far IR, and 16 lines are classified by 4 levels found later by Blaise [21] (d).

(iiii) the classification of 237 lines (\mathbb{E}) results from the present work; below 21500 cm^{-1} such lines correspond to new even levels, whereas above 21500 cm^{-1} , where most of the progress has been made, odd or/and even new levels are involved.

In Table V, new levels are marked with a \mathbb{E} at the right of the energy value. A few lines have been observed as blended , and are presented with double description and classification ; for other lines, alternative classification is given with a 2 , corresponding to a possible blend without experimental evidence. As reported in § 2.2, wavenumbers are essentially from the Zalubas and Sorchardt data [19]. Wavelengths have been deduced with the Edlén formula [25]. Intensity

values are from SLI [10]. A blend is indicated by a B at the left of the intensity value. The difference between the wavenumber and the energy difference, noted $\delta\sigma$, in mK ($1\text{mK} = .001\text{cm}^{-1}$) is, in the UV, of the order of 10 or 20mK for resolved lines. Some discrepancies, up to 50 mK and (rarely) more, occur for unresolved lines and for blended lines (cf. § 3.1).

The comparison between experimental values $\Delta\sigma$ of the line splitting (in mK) and the values ΔW calculated from the level-splitting values is poorly represented in Table V, because of the larger uncertainties occurring in the UV range (as discussed in § 2.1). Values of $\Delta\sigma$ are given with a + or a - when the sign has been reliably determined.

Experimental numerical data are given for Zeeman effect. They describe, with limited accuracy, partially resolved or unresolved patterns concerning Zeeman effect of hyperfine structure (see the Appendix), but, nevertheless, confirm the proposed classification and participate in the determination of the g factors.

Levels characteristics (g, J, hfs splitting values, and labels) are displayed for a more complete description of the transitions and for comparison between observed and expected values (see also Tables I and II and § 3.1).

The following remarks can be made about the classification:

- (i) Each level generally occurs in several transitions, therefore, the agreement which is observed provides, indeed, an evaluation of the accuracy.
- (ii) All 40 lines which are selected in SLI [10] as being the strongest lines are classified as transitions involving low levels of $4f^26s$ (the upper level being represented by a mixing which involves the

configuration $4f^2 5p$). Actually, the classification for the 4 lines yet unclassified has been obtained by assuming the same type of transition, and the new levels (27705_▲, 27841_▲, 29350_■, and 29601_■) are confirmed by a new determination of the wavenumbers of these lines and by Zeeman and hfs data (see Section 3.2 and Table III).

Statistics are also given for the whole set of observed lines (see Fig.4); in the IR range, the mean classification rate is almost 1/3, but the spectrum of PrII is involved for less than 1/4 of the classified lines (7 % of the lines are classified in the Pr II spectrum). In the visible and ultraviolet ranges, lines of the PrII spectrum only have been considered, and, for these lines, the mean rate of classification is about 14 %.

3.3 Observed types of transitions

Five different types of transitions are observed:

- $4f^2(4I)5d$ - ($4f^2 5d^2$ + $4f^2 5d6s$) and
- $4f^2(4I)6s$ - ($4f^2 5d^2$ + $4f^2 5d6s$), in the IR ,
- $4f^2(4I)5d$ - ($4f^2(4I)6p$ + $4f^2 5d^2$ + $4f^2 5d6s$),
- $4f^2(4I)6s$ - ($4f^2(4I)6p$ + $4f^2 5d^2$ + $4f^2 5d6s$) and
- $4f^2 5d6p$ - ($4f^2 5d^2$ + $4f^2 5d6s$), in the V and UV .

appearing in this order along the wavenumber scale. It is not yet clear whether $4f^2 5d6p$ - ($4f^2(4I)6p$ + $4f^2 5d^2$ + $4f^2 5d6s$) transitions are observed or not.

It appears that the odd level is always the lower in the observed transitions of the 4 first types of transitions; this is related to the energy distribution of the levels in the configurations; the lower odd

levels have very low energies ,and ,also, corresponding terms are lower in the odd parity than in the even parity .

Statistics are given in Fig.5 for selected strong lines and in Fig.6 for the whole set of observed lines. The incidence of lines for which classification is considered as insufficiently proved is represented in Fig.4 and Fig.7 ; it appears to be comparable to that of classified lines in the visible range. In that range, splittings have not been systematically measured for unresolved lines and , thus, there is a lack of evidence for many transitions which are predicted there with small splittings, essentially transitions involving odd levels which belong to configurations $4f^25d$ or $4f^25d6p$.

The distribution of the first two transition types shows a minimum which has to be related to the gaps which occur in the distribution of the known energy levels ; indeed, in both parities, there exist a group of lower levels, and a group of higher levels (see Fig.1 and Tables I and II), separated by a range where a large number of levels are predicted. The fact that almost all lines of SLI [10] below 22000cm^{-1} are classified confirms that the several dozens of missing levels have less intense transitions with the lower levels, as it can be expected from the calculated composition of wavefunctions.

Above 21000cm^{-1} , the small number of transitions involving levels of the $4f^25d$ configuration is related to the upper limit of the $4f^2(4I)6p$ subconfiguration .

Transitions involving levels of the $4f^25d6p$ configuration have been recognized above 20500cm^{-1} (strong transitions above 21500cm^{-1}), and

the corresponding lower level generally has an energy less than 15000 cm^{-1} .

A number of possible transitions of the type $4f^2 5d 6p - (4f^2(4I)6p + 4f^2 5d^2 + 4f^2 5d 6s)$ coincide with observed lines above 8000cm^{-1} , with characteristics which, possibly, are not random (lines with poor experimental description are often concerned , and, most often, the difference between calculated and observed wavenumbers is not excessive); however, the large number of observed lines in the involved ranges may also be the cause of more numerous insignificant coincidences ; further study is necessary for a better understanding .

It is not clear whether this description of recognized transitions is an image of characteristics of the light sources (reflecting a limitation of the energy of the lower level involved) or a result of the classification process; for further progress, some more measurements and detailed study of lines structures are needed, however, due to the large number of the observed lines which remain unclassified, it seems probable that other types of transitions occur, involving, for example, larger subconfigurations in the known configurations.

4. Conclusion.

The analysis has been performed by simultaneous study of experimental data and parametric interpretation of levels. Results are presented here with the hope they will be used as a basis for more accurate hfs measurements.

A noticeable progress has been made, particularly in the ultraviolet range, where the analysis relies both on a parametric calculation of the configurations $4f^25d6p$ and $(4f^25p + 4f^25d^2 + 4f^25d6s)$ and on a systematic collection of data concerning Zeeman and hfs patterns. Such a collection was a convenient means for the determination of new levels and should be continued, especially in the visible range, for further progress.

New levels have been found and characterised with hfs splittings, and often with g factors, essentially in the range of energies above 30000cm^{-1} for odd levels, and below 17500cm^{-1} for even levels; g factors have also been determined for other levels. Parametric interpretation of data concerning levels will be given in forthcoming papers.

Acknowledgments

I am very grateful to J. Blaise for initiating this work and for paying to it constant attention.

This work relies on the large amount of experimental material and of data which have been made available by J. Blaise, P. Camus, P. Luc, J. Verges and R. Zalubas, to whom I am greatly indebted. I wish also to thank J. J. A. Koot who has written computer programs which have been extensively used.

I am indebted to A. Bachelier-Carliet, J. Sinzelle and Y. Guedeney for their help with the computing, the latter especially in handling data

for publication, so as to avoid some possibilities of human error in transcription.

References

1. Ginibre, A., *Physica Scripta* **23**, 260 (1981) (The quoted value of Q should be $-.024 b$)
2. King, A.S., *Astrophys.J.* **68**, 194 (1928)
3. White, H.E., *Phys. Rev.* **34**, 1397 (1929)
4. Rosen, N., Harrison, G.R., and Mc Nally, J.R., Jr., *Phys. Rev.* **50**, 722 (1941)
5. Blaise, J., Verges, J., Wyart, J.F., and Zalubas, R., 5th Conf. EGAS Lund Sweden (1973) and *J. Opt. Soc. Am.* **53**, 1315 (1973)
6. Zalubas, R., and Borchardt, B., *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 102 (1973)
7. Blaise, J., Wyart, J.F., and Camus, P., *Phys. Script.* **9**, 325 (1974)
8. Martin, W.C., Zalubas, R., and Hagan, L., *Atomic Energy Levels. The Rare Earth Elements (Natl. Bur. Stand.) NSRDS-NBS 60*, U.S. G.P.O. Washington D.C. (1978), p.102.
9. Blaise, J., Wyart, J.F., Camus, P., *Gmelin Handbuch der Anorganischen Chemie* 8. Auflage p.168, Springer, Heidelberg (1976)
10. Meggers, W.F., Corliss, C.H., and Scribner, B.F., *Table of Spectral Line Intensities, Part I, Natl. Bur. Stand. Monograph 145*, p.203, U.S. G.P.O. Washington D.C. (1975)
11. Bondarier, Y. and Carlier, A., *Brochure sur les Programmes du Laboratoire Aimé Cotton* (unpublished)
12. Luc, P., private communication.

Annexe B -22-

13. Gerstenkorn, S., and Luc, P., *Nouv. Rev. Optique* 7, 149 (1972)
14. Brewer, L., *J. Opt. Soc. Am.* 61, 1666 (1971)
15. Pfeufer, V., *Z. Phys. D* 4, 351, (1987)
16. Childs, W.J., Goodman, L.S., Lee, S.A., and Crosswhite, H., S.A.S. Meeting, Tucson, Arizona, U.S.A. (1979) and Childs, W.J. and Goodman, L.S., *Phys.Rev. A* 24, 1342 (1981).
17. Höhle, C., Hünemann, H., and Wagner, H., *Z. Phys. A* 304, 279 (1982)
18. Verges, J., private communication.
19. Zalubas, R., private communication.
20. Camus, P., private communication.
21. Blaise, J., private communication.
22. Computer codes have been derived from those (unpublished 1973) written by Koot, J.J.A.,
23. Murakawa, K., and Suwa, S., *J. Phys. Soc. Japan* 2, 93 (1954)
24. Wyart, J.F., private communication.
25. Coleman, C.D., Bozman, W.R., Meggers, W.F. *Tables of Wavenumbers*, Nat. Bur. Stand. Monograph 3, p.IV, Washington D.C. (1960)
26. El'Yashevich M.A., *Rare Earth Spectra* (in russian) State Edition Moscow (1958)
27. Smith G., *J. Opt. Soc. Am.* 55, 937 (1965)

Appendix. Interpretation of Zeeman patterns.

A large amount of experimental material concerning Zeeman effect and hfs is available on photographic plates, which have been recorded by Camus and Fred [20], with a magnetic field of 23000 G, at Argonne National Laboratory, with the Paschen -Runge spectrograph . The analysis of Zeeman patterns is particularly troublesome because of hfs and because of the density of the spectrum. Detailed interpretation and accurate measurements have not been attempted; the purpose of the study was only to obtain hints for the classification of the lines and for the interpretation of the levels, by a rapid study of a large number of structures. For these reasons, a $\times 7$ micrometer has been used : it gives full view of the vicinity of a studied line, so as to allow interpretation of blended patterns, and, most often, does not limit the accuracy of the measurements (which is limited by the inaccurate definition of the measured quantities). However, in some favourable cases, more efficient instrumentation would be useful.

The following quantities and designations, which are defined for unperturbed Zeeman effect , and the corresponding relations which, then, gives the g values as a function of these characteristics [26], have been used for an approximate description and interpretation of the patterns of Zeeman effect of hfs which are observed for praseodymium:

$2f$ is the distance between the strongest $\sigma+$ and $\sigma-$ components (or their centre of gravity when they are double),

e is the equidistance between components and corresponds to the g difference for unperturbed Zeeman effect ,

$2J_e$ is the width of the π component pattern (which consists of $2J$ intervals only for unperturbed Zeeman effect) .

Most often it has been possible to relate a pattern to one of the following types :

$\Delta J=0$ transitions ,for which π component intensities are decreasing to zero towards the centre of the structure, then :

$$g \approx f \pm e/2 \quad (4)$$

$\Delta J=1$ transitions ,for which π intensities decrease towards the edges, and where three types have been distinguished, corresponding to different aspects of the σ pattern

Shade in (SI) when σ intensities decrease towards the centre;

$$g_{J+1} \approx f - J_e \quad \text{and} \quad g_J \approx f - (J+1)e \quad (\text{so } g_{J+1} > g_J) \quad (5)$$

Shade out (SO) when σ intensities decrease towards the edges ; then

$$g_{J+1} \approx f + J_e \quad \text{and} \quad g_J \approx f + (J+1)e \quad (\text{so } g_{J+1} > g_J) \quad (6)$$

Shade out with overlapping (SOO) same as SO, but with overlapping of $\sigma+$ and $\sigma-$ components in the middle ($f < 0$) .

Patterns reduced to three narrow lines (2 for σ components, 1 for π components), without possibility of more detailed description , are denoted as Triplet (Tr) and characterised by f and $2J_e$; f is then poorly defined for $\Delta J = 1$ transitions . Due to hfs the value attributed to $2J_e$ may have to be reduced (by up to about the total hfs width) in order to get correct g values . The opposite effect exists too, when faint components are not seen. It is noticeable that the Tr type is sometimes attributed to lines which show a wide hfs splitting, when three components appear as forming a triplet, mixed with a complicated pattern of weaker components, and that the g values of the levels, when

determined by other means, are reasonably well described by the corresponding f and $2Je$ values

In some cases of wide hfs, attempts to describe a pattern with simple schemes as described above may be completely misleading, concerning the comparison of g_{J+1} and g_J , or the value of ΔJ ; equidistance between components may be due rather to hfs than to Zeeman effect and, then, the number of components does not reflect the J values. In ref. [27] Smith presents such a case in the Americium spectrum, with a pattern which looks SI whereas g_{J+1} is less than g_J ; he gives an interpretation based on a detailed calculation of the structure. Such detailed interpretation has not been attempted for praseodymium, therefore, some patterns provide only limited information, or information that has to be used with caution, but is nevertheless quite useful, for example, as a check of classification, or by pointing out that a strange blend of hfs components is probably a single line with small J values (see Table VI).

In order to use these Zeeman data on the computer, a code number has been designed, which includes, when available, information on the type of the transition, J values, and values for two specified quantities among f , e , $2Je$, or the g factors.

For further progress in the classification, measurements should be extended; densitometric profiles of the photographic plates should be tried for a more convenient and accurate analysis of the available data.

Fig.1 Low-lying observed configurations of singly ionised Praseodymium.

Fig.2 Detail of a Fourier Transform recording chart by Vergès [171] .
For the line at 10841 cm^{-1} ,classified as $441_6 - 11283_6$, 6 main
components ($\Delta F = 1$) and 5 non principal components ($\Delta F = 0$) are
resolved . A value $W_{441} = 1,758 \pm ,002 \text{ cm}^{-1}$ is deduced from the
positions of these components .

Fig.3 Distributions of strong lines: The number of lines per 1000 cm^{-1} ,
 N , is plotted against the wavenumber σ , for classified lines in PrII, in
PrI, unclassified lines, and all lines . .

Fig.4 Distributions of all lines: same as Fig.3, including weak lines.
In addition, the dashed curve represents the sum of the distributions of
classified lines and of tentatively classified lines in PrII (see
Section 3.3).

Fig.5 Distributions of classified strong lines for specified odd
configurations involved ,namely $4f^2 5d$, $4f^2 5s$, $4f^2 5d 6p$, all odd
configurations. The number of lines per 1000 cm^{-1} , N , is plotted against
the wavenumber σ .

Fig.6 Distributions of all classified lines: same as Fig.5, including
weak lines .

Fig.7 Distributions of additional lines with tentative classification
(see Section 3.3). The number of lines per 1000 cm^{-1} , N , is plotted

against the wavenumber σ . For the configuration $4f^2 6s$, numbers are negligibly small.

Table I Odd levels of singly ionised Praseodymium

References : a Rosen et al. [4]

b Murakawa and Suwa [22]

c Blaise et al. [5] , [7] , [20]

d Blaise [20]

* this work

At the right of a value of energy, J, g or W : ** indicates that the previous value has been appreciably modified (more than 30 mK (1mK = 100 cm^{-1}) for energies or hfs splittings)

* points out a result of the present work

e corresponds to a transcription error in

ref [9]

The accuracy of the hfs splittings W is represented by a code number :

1	for uncertainty around	5 mK
2	"	10 mK
3	"	20 mK
4	"	50 mK
5	"	100 mK or more.

Labels assigned to the levels describe the main contribution to the wavefunctions in the LS basis : a LS term name is assigned when it totals more than 30 % in the 3 main LS components and a configuration

name is assigned when it contributes by more than 60 % to the wavefunction .

Table II Even levels of singly ionised Praseodymium .

(Same annotations as in Table I)

Table III . Transition array for the 4 even levels which classify the 4 hitherto unclassified very strong lines in the PrII spectrum .

Characteristics for the odd levels and for the lines are arranged in the way described at the top of the relevant column.

Wavenumbers, in cm^{-1} , are from Zalubas and Borchartd's data [18], and hfs splittings, in mK ($1\text{mK} = 10^{-3} \text{cm}^{-1}$), are measured on the plates [19], except for these strongest four lines (see Section 3.2); I_1 is the intensity in Zalubas and Borchartd's list [18], I_2 is the intensity in SLI [10]

Table IV Some experimental characteristics of unclassified strong lines between 14550 and 22000 cm^{-1} .

Wavenumbers are essentially from Zalubas and Borchartd's data [18].

The wavelength λ is deduced by use of the Edlen formula .

B indicates that a blend has been observed, R that 6 components are resolved, PR means partially resolved .

A sign + or - is assigned to the observed hfs splitting $\Delta\sigma$ of a line when it has reliable experimental determination.

The intensity is from ref. [10] .

In the column 'Zeeman data' are presented experimental values (in U.L.) of quantities which are, most often, poorly defined, in analogy with unperturbed Zeeman effect (see the Appendix):

f is the distance between the strongest σ components

$2f_e$ is the width of the π pattern

e is the equidistance between components

The type of Zeeman structure observed is indicated by Tr (triplet), SI (shade in), SO (shade out), or by values of J or ΔJ .

Table V Classification of strong lines in the ultra-violet range.

Comparison between experimental values and values calculated from the level characteristics.

Same annotations as in Table IV, and also:

References : a Rosen et al. [4]

b Murakawa and Suwa [22]

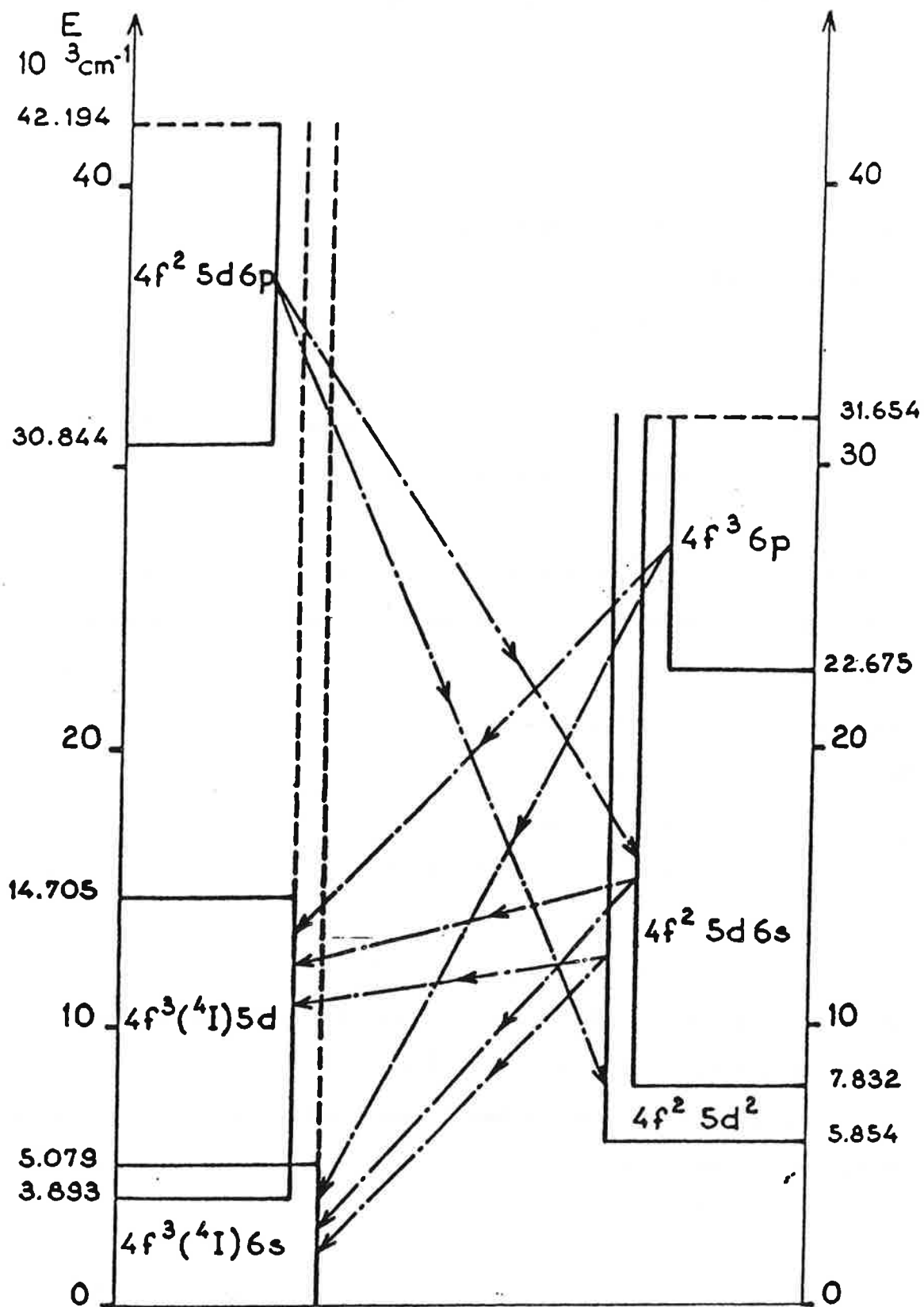
c Blaise et al. [5] , [7] , [20]

d Blaise [20]

* this work

$\Delta\sigma$ is to be compared to ΔW , which is calculated as the difference of the hfs splittings of the involved levels .

W_o , W_e , E_o , E_e , g_o , g_e , and the labels describe the odd and even levels, same as in Tables I and II .



Configurations and transitions observed in Pr II

Figure 1

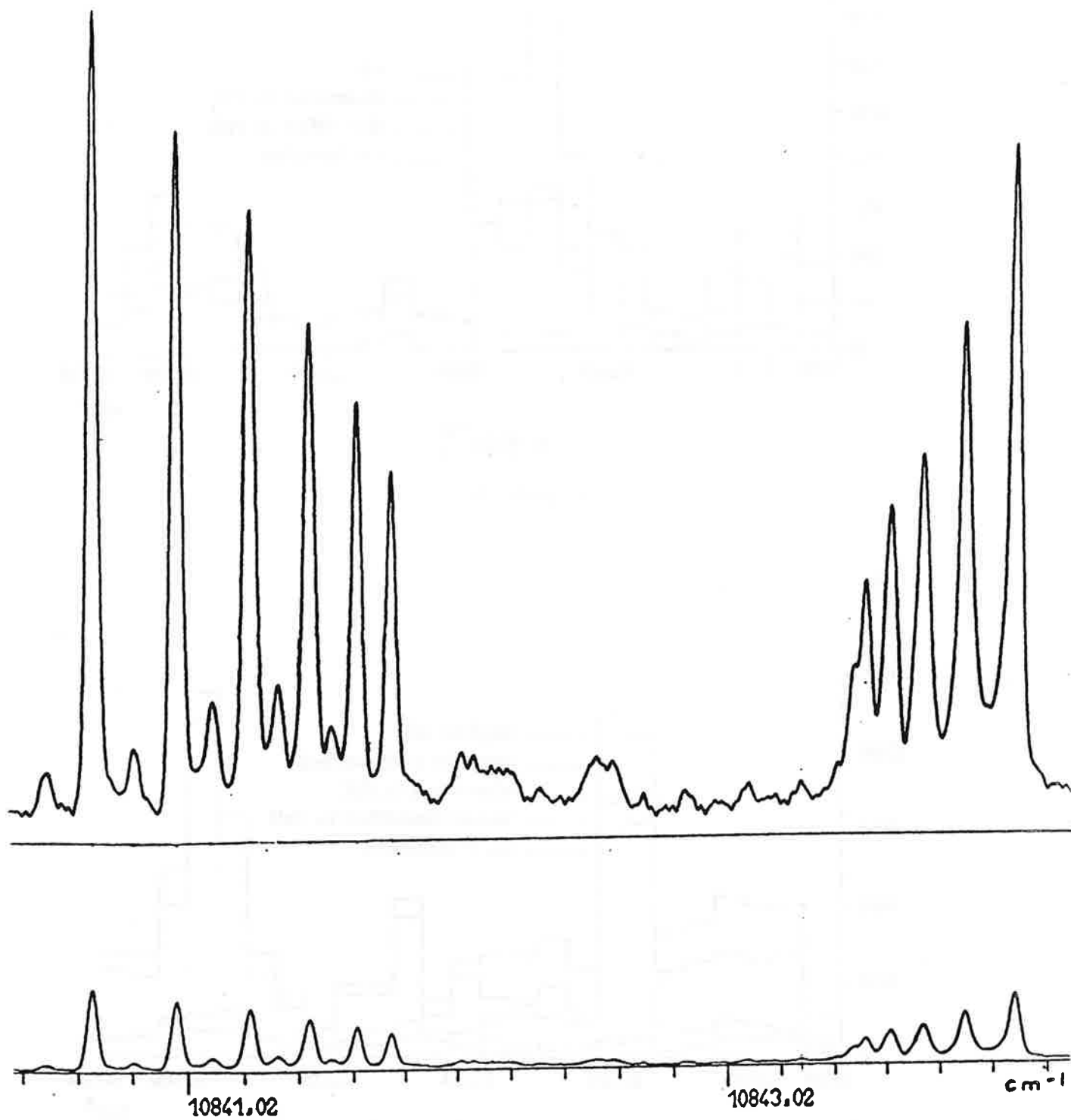


Figure 2

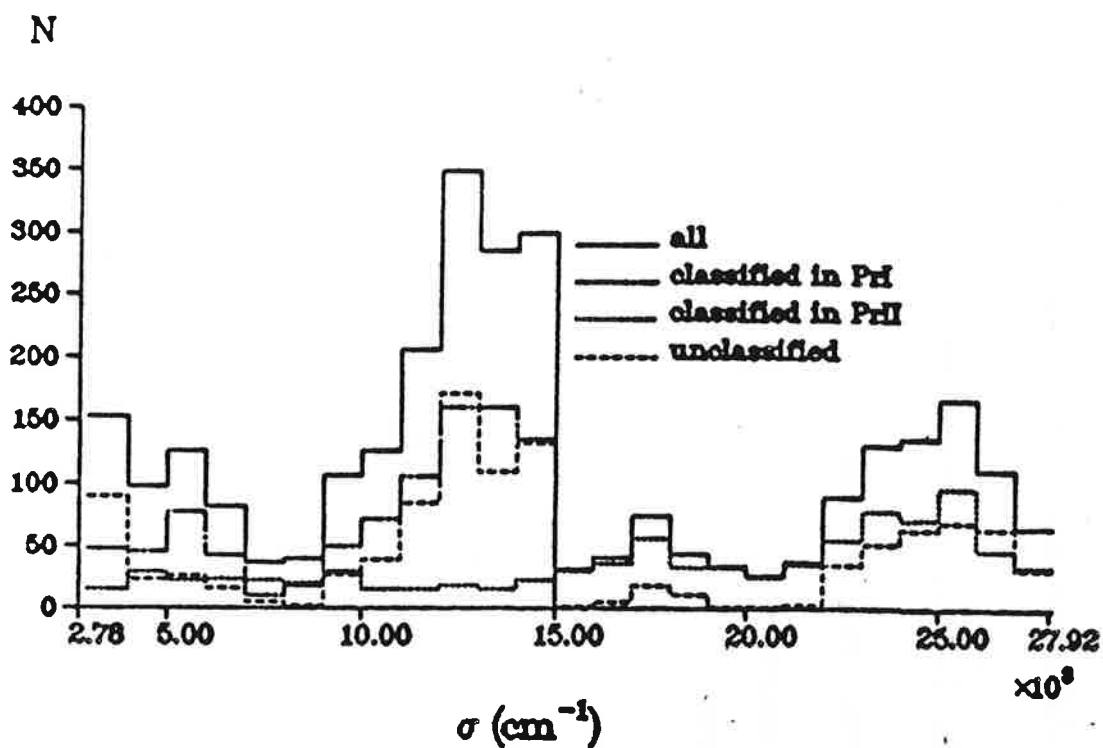


Figure 3

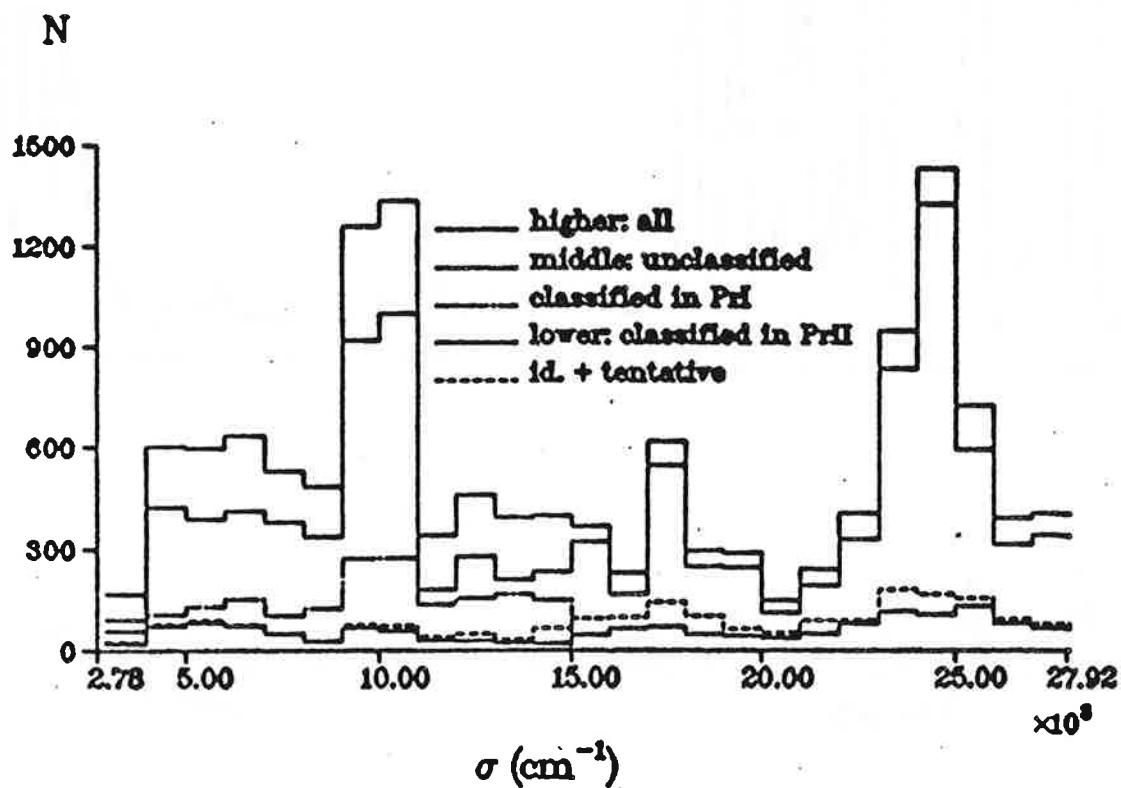


Figure 4

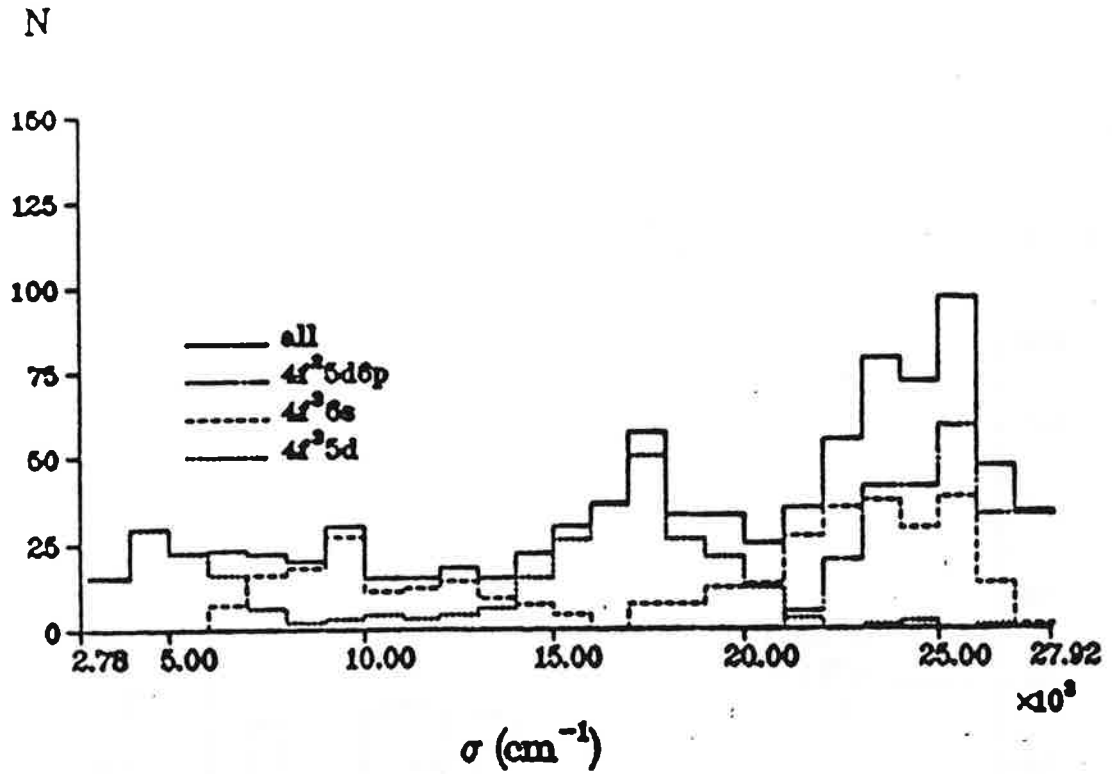


Figure 5

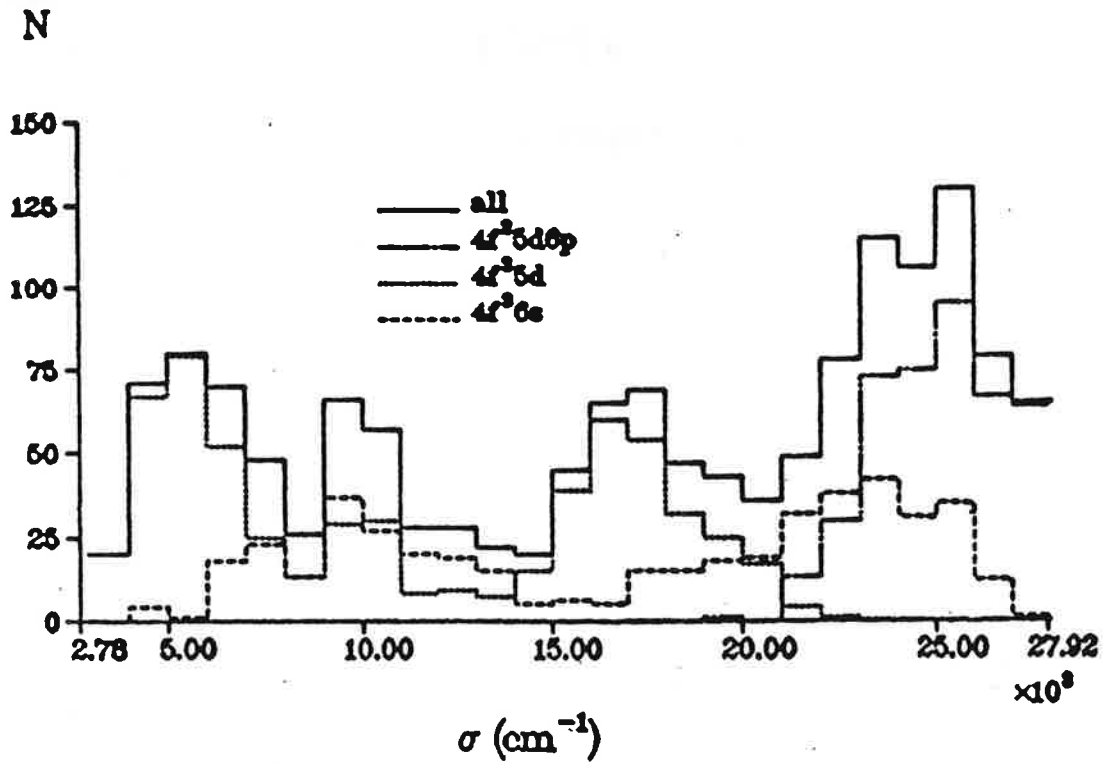


Figure 6

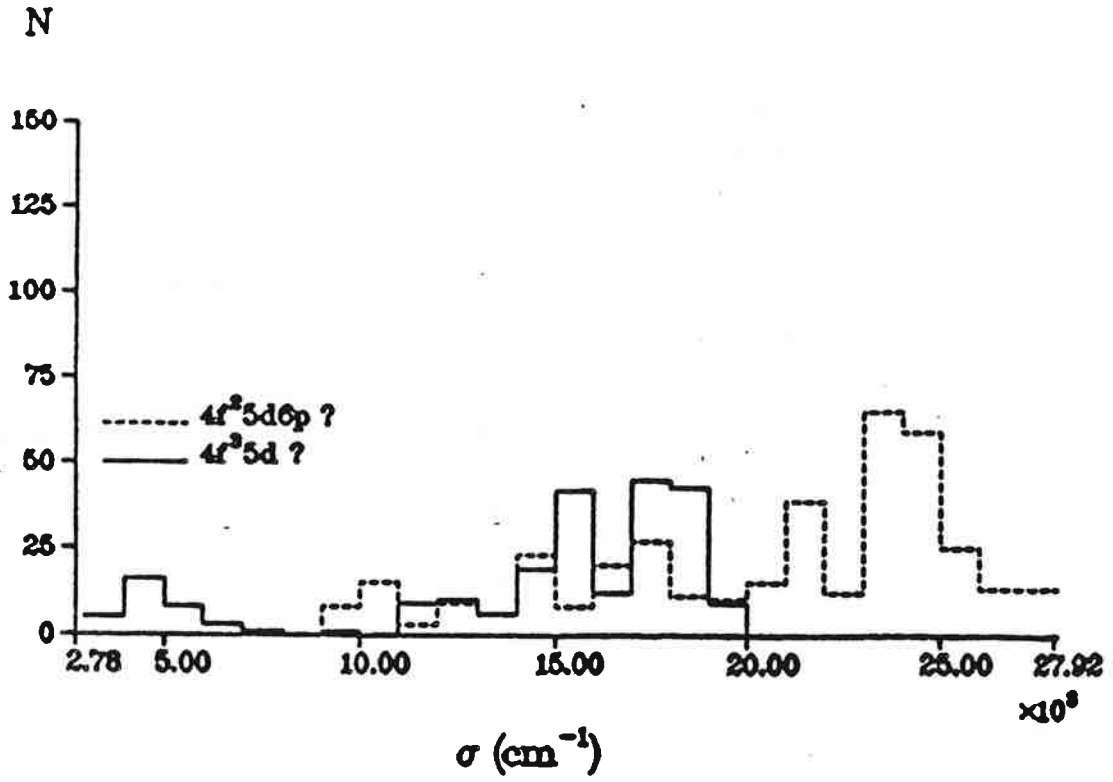


Figure 7

Ref.	E	J	Code	W	A	R	Label								
a	.00	4	1	-174	-7.3	.603	f^3_d 6I	c	33387.64	5	700**	25.5	.90°	f^2_{dp}	
a	441.95	5	1	1758	63.9	.875	f^3_d 6I	*	33397.06°	7°	1130°	30.1	.95**	f^2_{dp}	
a	1649.01	6	1	1770	54.5	1.064	f^3_d 6I	c	33440.51	4	540**	24.0	.85**	f^2_{dp}	
a	1743.72	5	1	-35	-1.3	.86	f^3_d 3I	c	33616.69	6	761	23.4	.98	f^2_{dp}	
a	2998.36	7	1	1801	48.0	1.177	f^3_d 6I	c	33674.55	5	600	21.8	.97	f^2_{dp}	
a	3403.21	6	1	-152**e	-4.7	1.037	f^3_d 3I	c	33981.24	4	750	13.3	.85°	f^2_{dp}	
a	3893.46	6	1	978	30.1	.73	f^3_d 6I	c	34031.32	6	850**	26.2	.90**	f^2_{dp}	
a	4097.58	5	1	893	32.5	.69	f^3_d 6K	*	34124.85°	5°	650°	23.6	.95°	f^2_{dp}	
a	4437.14	8	1	1843	43.4	1.25	f^3_d 6I	c	34322.70	4	680**	30.2	.87**	f^2_{dp}	
a	5079.34	7	1	-201	-5.4	1.143	f^3_d 3I	*	34483.86°	6°	800°	24.6	.94°	f^2_{dp}	
a	5108.40	7	1	833	22.2	.89	f^3_d 6I	*	34600.34°	5°	580°	21.1	.95°	f^2_{dp}	
a	5226.52	6	1	781	24.0	.907	f^3_d 6K	*	35041.68°	7°	850°	22.7	1.00°	f^2_{dp}	
a	6413.93	7	1	705	18.8	1.05	f^3_d 6K	d	35133.62	6	715	22.0	1.03	f^2_{dp}	
a	6417.83	8	1	775	18.2	1.04	f^3_d 6L	c	35220.93	5	715	26.0	.95**	f^2_{dp}	
c	7438.23**	5	1	655	13.8	.88	f^3_d 3I	c	35497.56	5	970	35.3	.90°	f^2_{dp}	
a	7446.43**	4	1	796**	35.4	.64	f^3_d 6I	*	35519.89°	6°	720°	22.2	1.03°	f^2_{dp}	
a	7659.72**	8	1	655	15.4	1.14	f^3_d 6K	*	35522.43°	7°	850°	22.7	1.03°	f^2_{dp}	
c	7744.16**	3	1	706**	40.3	.52	f^3_d 3I	*	35692.19°	8°	1000°	23.5	1.05°	f^2_{dp}	
a	7805.61**	9	2	712	15.0	1.13	f^3_d 6L	*	35978.22°	5°	750°	27.3	1.03°	f^2_{dp}	
c	8099.62**	4	2	575**	25.6	.83	f^3_d 6H	*	36090.62°	5°	720°	26.2	1.02°	f^2_{dp}	
c	8405.04	6	1	623	19.2	1.035	f^3_d 3I	*	36142.62°	6°	700°	21.5	1.07°	f^2_{dp}	
a	8489.87	5	1	728	26.5	.93	f^3_d 6I	*	36180.33°	7°	700°	18.7	1.03°	f^2_{dp}	
a	8958.44	9	1	625	13.2	1.22	f^3_d 6K	*	36245.50°	7°	750°	20.0	1.07°	f^2_{dp}	
c	8965.57**	2	4	672	53.8	.37	f^3_d 6G	*	36404.14°	6°	800°	24.6	1.02°	f^2_{dp}	
c	9044.94**	3	2	550**	31.4	.83	f^3_d 6G	*	36605.87°	5°	770°	28.0	1.00°	f^2_{dp}	
c	9128.66	4	1	626	27.8	.91	f^3_d 3H	*	36742.09°	6°	900°	27.7	1.05°	f^2_{dp}	
a	9255.19**	10	3	656	12.5	1.205	f^3_d 6I	*	36790.03°	7°	750°	20.0	1.10°	f^2_{dp}	
a	9378.55**	5	2	562	20.4	1.05	f^3_d 6H	*	36847.30°	8°	900°	21.2	1.12°	f^2_{dp}	
a	9646.62**	6	2	668	20.6	1.08	f^3_d 6I	*	36853.87°	5°	700°	25.5	.98°	f^2_{dp}	
c	10030.32	7	2	590**e	15.7	1.14	f^3_d 3I	*	37110.44	4,37°	720°	32.0		f^2_{dp}	
c	10116.63	4	3	500	22.2	1.07	f^3_d 6G	*	37128.87°	6°	700°	21.5	1.04°	f^2_{dp}	
c	10163.48	6	2	741	22.8	.93	f^3_d 3K	*	37388.50°	7°	1100°	29.3			
c	10535.80**	5	4	616	22.4	1.11	f^3_d 3H	*	37612.64°	5°	450°	16.4	1.07°	f^2_{dp}	
c	10729.72**	6	4	560	17.2	1.11	f^3_d 6H	*	37747.30°	7°	800°	21.3	1.02°	f^2_{dp}	
a	11005.52**	7	4	696	18.6	1.15	f^3_d 6I	*	37873.15°	8°	680°	16.0	1.15°	f^2_{dp}	
c	11418.61**	7	2	845	22.5	.897	f^3_d 3L	*	37926.40°	8°	830°	19.5	1.12°	f^2_{dp}	
c	11447.73	5	5	550	20.0	1.20	f^3_d 6G	*	37987.89°	9°	900°	18.9	1.18°	f^2_{dp}	
a	11611.01**	8	3	600	14.1	1.236	f^3_d 6I	*	38199.90°	7°	640°	17.1	1.13°	f^2_{dp}	
c	11749.49	6	5	590	18.2	1.215	f^3_d 3H	*	38248.70°	8°	670°	15.8	1.17°	f^2_{dp}	
c	11794.35**	7	1	660	17.6	1.12	f^3_d 3K	*	38358.86°	6°	750°	23.1	1.06°	f^2_{dp}	
c	12243.51	7	4	600	16.0	1.18	f^3_d 6H	*	38670.17°	7°	760°	20.3			
c	12826.94	6	4	530	16.3	1.285	f^3_d 6G	*	38790.18°	9°	760°	16.0	1.23°	f^2_{dp}	
c	13029.09	8	3	831	19.6	1.013	f^3_d 3L	*	39676.86°	8°	750°	17.6	1.10°	f^2_{dp}	
c	13373.61	8	2	720	16.9	1.14	f^3_d 3K	*	39723.28°	9°	700°	14.7	1.20°	f^2_{dp}	
c	14705.96	9	2	811	17.1	1.11	f^3_d 3L	*	39788.91°	7°	700°	18.7	1.13°	f^2_{dp}	
c	30844.66	5		1055	38.4	.76	f^2_{dp}	*	40249.97°	8°	875°	20.6	1.10°	f^2_{dp}	
*	30860.28°	6°		900°	27.7	.85°	f^2_{dp}	*	40348.30°	7°	900°	24.0	1.15°	f^2_{dp}	
*	30977.67°	7,87°		550°	14.7			*	40420.52°	10°	870°	16.6	1.23°	f^2_{dp}	
*	31120.63°	6°		1170°	36.0	.85°	f^2_{dp}	*	40799.59°	8°	700°	16.5	1.2°	f^2_{dp}	
c	31775.95	4		666	29.6	.82**	f^2_{dp}	*	41015.57°	7°	700°	18.7	1.05°	f^2_{dp}	
c	32590.70	5		926	33.7	.75**	f^2_{dp}	*	41512.62°	7°	800°	21.3	1.10°	f^2_{dp}	
*	32950.10°	6°		970°	29.8	.98°	f^2_{dp}	*	42194.03°	9(87)°	750°	15.8	1.15°	f^2_{dp}	
c	33277.54	5		770	28.0	.85°	f^2_{dp}								

Table I

Annexe B -36-

c	5854.54**	G	5	1160°	35.7	.71	$f^2 d^2 {}^6 L$	c	14035.46	7	1	853	22.7	1.13°	$f^2 d_s {}^3 J$
c	7228.00	4	1	856	38.0	.62	$f^2 d^2 {}^6 J$	c	14095.02*	5°	2	375°	13.6	1.00°	$f^2 d^2$
*	7369.50*	7°	4	980°	26.1	.98°	$f^2 d^2 {}^5 J$	c	14102.24**	4	1	258	11.5	.85°	$f^2 d^2 {}^5 H$
c	7832.45	4	2	-204	-9.1	.65°	$f^2 d_s {}^6 J$	d	14167.90	4	1	657	29.2		$f^2 d^2$
c	7888.52	5	1	1258	45.7	.79	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	14198.60	7	1	937	25.0	1.06°	$f^2 d^2 {}^6 H$
c	8140.69	6	1	1386	42.6	.81**	$f^2 d^2$	c	14307.10	7	1	701	18.7	1.04°	$f^2 d^2 {}^6 J$
c	8197.82	5	1	1342	48.8	.80	$f^2 d_s$	c	14330.52°	9°	2	1865°	39.3	1.23°	$f^2 d_s {}^5 K$
c	8379.46	5	1	132	4.8	.66	$f^2 d_s {}^5 K$	*	14398.60°	4°	2	533°	23.7		$f^2 d^2$
c	8477.86	5	1	900	32.7	.87**	$f^2 d^2 {}^5 J$	c	14416.78	6	2	745	22.9	.93°	$f^2 d^2$
*	8931.43°	8°	1	830°	19.5	1.02°	$f^2 d^2 {}^5 L$	*	14493.22°	5°	1	545°	19.8		$f^2 d^2$
c	9211.95	6	1	1300	40.0	.95**	$f^2 d^2 {}^5 K$	*	14607.64°	5°	1	1240°	45.1		$f^2 d^2$
*	9333.93°	3°	5	776°	44.3	.67°	$f^2 d^2 {}^5 H$	c	14745.81**	5	1	568	20.7	1.04	$f^2 d^2 {}^5 J$
c	9335.74	4	1	89	4.0	.67°	$f^2 d^2 {}^5 J$	c	14791.79	8	2	451	10.6	1.15°	$f^2 d^2$
*	9515.97°	5°	1	1675°	60.9	.88°	$f^2 d_s$	c	14810.95	7	2	480	12.8	1.15	$f^2 d^2 {}^5 J$
c	9532.54	6	1	914	28.1	1.00	$f^2 d^2 {}^5 K$	*	14908.91°	5°	1	645°	23.5		$f^2 d^2$
c	9670.82	6	1	510	15.7	.98°	$f^2 d^2 {}^6 J$	c	15087.14	7**	1	750	20.0	1.05°	$f^2 d^2 {}^5 L$
c	9694.75	7	1	950	25.3	1.02°	$f^2 d^2$	*	15166.04°	5°	1	296°	10.8		
*	9733.44°	5°	1	50°	1.8	.87°	$f^2 d_s {}^6 J$	*	15500.00°	5°	2	200°	7.3		$f^2 d^2 {}^6 G$
c	9767.98	4	1	514	22.8	.84		*	15503.15°	8°		436°	10.3		$f^2 d^2 {}^6 J$
c	10137.93	6	2	1636	50.3	1.00°	$f^2 d_s {}^6 J$	*	15937.73°	6°	4	1100°	33.8	1.18°	$f^2 d^2 {}^6 H$
*	10289.48°	3°	1	1234°	70.5	.87°	$f^2 d_s {}^6 G$	*	15990.40°	7°		890°	23.7		$f^2 d^2 {}^6 K$
*	10330.26°	5°	1	-192°	-7.0		$f^2 d_s$	*	16022.45°	6°	4	660°	20.3		$f^2 d^2$
*	10454.26°	6°	1	1717°	52.8	1.04°	$f^2 d_s {}^3 H$	c	16242.97**	6	1	429	13.2	1.08°	$f^2 d^2$
c	10466.41	4**	1	1215	54.0	.85°	$f^2 d^2 {}^6 L$	*	16464.33°	8°	3	625°	14.7	1.14°	$f^2 d^2 {}^6 L$
*	10570.64°	9°	4	700°	14.7	1.12°	$f^2 d^2 {}^6 L$	*	16638.96°	6°	3	520°	16.0		$f^2 d^2$
c	10650.24	7	1	1435	38.3	1.05°	$f^2 d_s {}^6 K$	c	16967.72	6**	2	438	13.5	.855	$f^2 d^2 {}^6 K$
c	10801.80	5	1	729	26.5	.95°	$f^2 d^2$	*	17124.91°	7°	3	910°	24.3		$f^2 d^2$
*	10843.73°	3°	1	428°	24.5	.85°	$f^2 d^2 {}^6 H$	*	17235.20°	7°	3	1230°	32.8		$f^2 d^2 {}^6 H$
c	10987.24	7	1	850	22.7	1.13°	$f^2 d^2$	*	17387.02°	7°	1	580°	15.5	1.14°	$f^2 d^2 {}^5 J$
c	11054.70	4	1	937	41.6	.90°	$f^2 d^2 {}^5 H$	*	17483.38°	8°	3	685°	16.1	1.15°	$f^2 d^2$
c	11088.78	6	1	447	13.8	1.03°	$f^2 d^2$	c	17676.04	5	2	754	27.4	.945	$f^2 d^2 {}^6 J$
c	11253.46	7	1	555	14.8	1.03°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	18077.23	7	2	1145	30.5	1.03	
*	11257.80°	4°	1	777°	34.5		$f^2 d^2 {}^6 J$	c	18470.25	4	1	510**	22.7		$f^2 d^2$
c	11283.14	6	1	667	20.5	.94°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	18835.77	6	2	668	20.6	1.04	$f^2 d^2 {}^6 J$
c	11310.17	8	2	639	15.0	1.15°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	18910.11	5	2	650	23.6	.95	$f^2 d^2 {}^6 J$
*	11694.14°	7°	2	1720°	45.9	1.12°	$f^2 d_s {}^6 J$	*	18919.25°	4°	3	250°	11.1		$f^2 d^2$
c	11927.00	5	2	879	32.0	.97°		c	19567.48	4	1	36	1.6	1.04	$f^2 d_s$
*	11943.32°	4°	1	180°	8.0	1.03°		d	19721.75	8	1	1192	28.0		$f^2 d^2 {}^6 K$
c	12076.31	6	1	200	6.2	1.07°	$f^2 d^2 {}^6 J$	c	19845.33**	4	1	558	24.8	.99	$f^2 d^2$
c	12237.18	8	1	1138	28.7	1.22°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	19882.14	6	3	746	23.0		$f^2 d^2$
*	12301.21°	10°	3	590°	11.2	1.18°	$f^2 d^2 {}^6 L$	c	20114.95	6	3	765	23.6		
*	12450.81°	5°	1	726°	26.4		$f^2 d^2 {}^6 J$	c	20490.61	7	3	560	14.9	1.13	$f^2 d^2 {}^6 J$
c	12545.20	8	2	1341	31.6	1.15°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	20554.30	6	3	965	29.7		$f^2 d^2 {}^6 K$
*	12783.95°	4°	1	435°	19.3	1.04°	$f^2 d^2$	c	21060.99	6	2	640	19.7		$f^2 d^2 {}^6 K$
c	12916.25	7	1	504	13.4	1.14	$f^2 d^2$	c	21131.26	5	2	625	22.8		$f^2 d^2$
c	13021.33	8	1	883	20.8	1.15°	$f^2 d^2$	c	21462.00	4	4	300	13.4		$f^2 d^2$
c	13084.22	6	1	685	21.1	1.10°	$f^2 d^2 {}^6 H$	c	21494.75	5**	2	920	33.5		
*	13094.30°	5°	2	450°	16.4	1.05°	$f^2 d_s$	a	21676.12	5	2	260	9.5	1.00	
c	13122.55	7	1	246	6.6	1.07°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	21781.06	6		605	18.6		$f^2 d^2$
*	13216.22°	6°	1	1021°	31.4			c	21971.46	4		515	22.9		
*	13238.44°	5°	3	-95°	-3.5		$f^2 d_s$	a	22040.05	5	3	500	18.2	1.00	
*	13248.22°	4°	2	220°	9.8	1.05°	$f^2 d_s {}^3 G$	c	22184.27	7**	3	740	19.7		$f^2 d^2$
c	13257.17**	3	1	-45	-2.6	.63	$f^2 d_s {}^6 H$	c	22317.04	5		695	25.3	1.18	$f^2 d^2$
c	13365.02	6	1	1427	43.9	1.14°	$f^2 d_s {}^6 H$	c	22472.02	6		765	23.6	1.09	$f^2 d^2$
*	13448.40°	8°	1	1360°	32.0	1.17°	$f^2 d_s {}^6 J$	a	22571.46	5		465	16.9	1.17	$f^2 d^2$
c	13457.05**	4	1	1160	51.6			c	22660.77	7		590	15.7	1.03	$f^2 d^2 {}^6 K$
c	13472.66	6	2	730	22.5	1.07	$f^2 d^2 {}^6 J$	a	22675.44	5		710	25.8	.84	$f^2 d^2 {}^6 K$
c	13639.13	9	1	610	12.8	1.23°	$f^2 d^2 {}^6 K$	c	22686.69	4		300	13.3	1.02	$f^2 d^2$
*	13700.50°	4°	1	820°	36.4		$f^2 d^2 {}^6 J$	a	22718.35	6		810	25.0	1.05	
*	13766.34°	3°	1	436°	24.9		$f^2 d^2$	c	22808.72	8**		610	14.4	1.14°	$f^2 d^2 {}^6 K$
*	13776.80°	6°	1	899°	27.7		$f^2 d^2 {}^6 H$	a	22885.56	5		835	30.4	1.00	$f^2 d^2$
*	13858.47°	4°	4	430°	19.1		$f^2 d^2$	a	23141.44	6		760	23.4	1.06	$f^2 d^2$

Table II-1

Annexe B -37-

a	23261.36	5	540	19.7	.945	$f^2 d^2$	b	26226.56	4	465	20.7	.91	$^5 H$		
c	23505.46	6	740	22.8		$f^2 d^2$	a	26398.52	6	715	22.0	.99	$f^2 p^3 K$		
c	23527.90	4	475	21.2	1.025	$f^2 d^2 ^1 G$	a	26445.09	7	640	17.1	1.065	$f^2 d^2 ^6 K$		
a	23616.86	5	645	23.5		$f^2 d^2$	a	26524.00	6	705	21.7	1.02	$f^2 d^2 ^3 I$		
c	23652.25	5	625	22.8	.98	$f^2 d^2$	*	26570.14°	4°	3	535°	23.8	1.05°	$f^2 d^2$	
a	23660.08	4	3	655	29.2	.66	$f^2 p^6 I$	a	26640.86	5	540	19.6	1.03	$f^2 d^2$	
c	23712.63	6	540	16.6	1.06	$f^2 d^2$	c	26707.31	5	420	15.3	1.07			
c	23892.38	4	365	16.3	1.12	$f^2 d^2$	a	26860.95	7	735	19.6	1.115	$f^2 p^6 I$		
a	23898.34	7	1090	29.1	1.10	$f^2 d^2$	a	26961.96	6	3	660	20.3	1.08	$f^2 p$	
a	23970.45	8	1025	24.1	1.14	$f^2 d^2 ^3 K$	a	26973.49	5	3	560	20.4	1.12	$f^2 d^2$	
a	23977.83	6	665	20.5	1.155	$f^2 d^2$	a	27128.00	8	3	850	20.0	1.15	$f^2 p^6 K$	
a	24115.48	6	895	27.6	.97	$f^2 p^6 K$	a	27198.24	5	550	20.0	1.07			
a	24393.75	6	565	17.4	.95	$f^2 d^2 ^3 I$	a	27380.45	5	625	22.8	1.06	$f^2 d^2$		
a	24716.04	5	3	670	24.4	.915	$f^2 p^6 I$	d	27604.94	6	630	19.4	1.13	$f^2 d^2$	
a	24754.95	4	420	18.7	.905	$f^2 d^2$	*	27705.01°	4°	480°	21.3	.97°			
a	24818.54	7	755	20.2	1.14	$f^2 d^2$	a	27781.69	8	810	19.1	1.075	$f^2 p^6 I$		
a	24835.03	6	510	15.7	1.01	$f^2 d^2 ^1 I$	*	27841.06°	4°	470°	20.9				
a	25248.69	7	690	18.4	1.07	$f^2 d^2 ^3 I$	a	28009.80	7	720	19.2	1.14	$f^2 p^3 K$		
*	25330.78°	5°	580°	21.1	.95°	$f^2 d^2$	c	28034.08	6	505	15.6	1.13	$f^2 d^2$		
a	25467.47	4	550**	24.4	.90	$f^2 d^2$	*	28049.92°	4°	460°	20.4	.95°	$f^2 d^2$		
a	25499.49	5	585	21.3	.995	$f^2 d^2$	c	28172.90	7	585	15.6		$f^2 d^2 ^3 I$		
c	25545.04	4	3	435	19.4	1.06		a	28201.95	8	770	18.1	1.165	$f^2 d^2 ^1 L$	
a	25569.19	7	3	870	23.2	1.07	$f^2 p^6 K$	a	28508.79	6	3	690	21.2	1.09	$f^2 p^6 H$
c	25578.42**	3	2	520**	29.7	.55	$f^2 p^6 H$	a	28577.79	7	3	670	17.9	1.19	$f^2 p^6 H$
a	25610.20	6	590	18.2	1.12	$f^2 d^2 ^3 H$	a	28816.25	9	3	800	16.9	1.225	$f^2 p^6 K$	
a	25656.69	6	710	21.9	1.05	$f^2 p^6 I$	*	29350.98°	5°	440°	16.	1.11°	$f^2 d^2$		
c	25762.72**	3	500**	28.6	.86	$f^2 d^2 ^3 G$	*	29601.05°	5°	480°	17.4	1.07°	$^3 H$		
c	25814.44	4	455	20.3	.95	$f^2 d^2$	a	29723.97	8	3	750	17.7	1.15	$f^2 p^3 K$	
a	25842.39	5	620	22.6	1.00	$f^2 d^2$	a	30018.10	7	620	16.5	1.215	$f^2 p^3 I$		
c	26062.38	6**	520	16.0	1.06°	$f^2 d^2$	*	31261.68°	6°	790°	24.3	1.09°	$^3 H$		
c	26139.77	8	780	18.4		$f^2 d^2 ^3 K$	*	31654.31°	6°	550°	16.9	1.11°	$f^2 d^2 ^3 K$		
a	26146.01	5	565	20.6	1.07	$f^2 d^2$									

Table II-2

	J=4 27705.01 g=.97 We= 480	J=4 27841.06 We=470
Odd levels:	Observed lines: even level: wavenumber deduced val. I1 I2 energy Zeeman data hfs splitting hfs splitting	Observed lines: even level: wavenumber deduced val. I1 I2 energy Zeeman data hfs splitting hfs splitting
Energy LS label g hfs splitting		
1743.72 f3s 3I J=5 g=.86 Wo=-35	25961.29 27705.01 100 1200 Tr f=.87 +520 485	26097.34 27841.06 100 960 50 +510 475
4097.58 f3d 5K J=5 g=.69 Wo=893	23607.50 27705.08 5 250 1143 or 643	23743.35 27840.93 4 350 1243 or 543
7438.23 f3d 3I J=5 g=.88 Wo=655		20402.81 27841.04 10 100 755 or 555
8489.87 f3d 5I J=5 g=.93 Wo=728		19351.16 27841.03 10 300 f=.60 2Je=.45 1028 or 428
9128.66 f3d 3H J=4 g=.91 Wo=626	18576.32 27704.98 100 18 $\Delta J=0$ f=.95 2Je=.60 150 776 or 476	18712.36 27841.02 75 20 100 726 or 526
9378.54 f3d 5H J=5 g=1.05 Wo=562	18326.45 27704.99 20 $\Delta J=1$ f=1.3 2Je=.5 100 662 or 462	18462.44 27840.98 Blend 20 $\Delta J=1$ 2Je=.70 g=.1 200 762 or 362
10116.63 f3d 5G J=4 g=1.07 Wo=500	17588.38 27704.99 100 $\Delta J=0$ 2Je=.80 g=.10 50 550 or 450	17724.42 27841.05 100 16 $\Delta J=0$ 2Je=.35 100 600 or 400
	J=5 29350.98 g=1.11 We=440	J=5 29601.05 g=1.07 We=480
Odd levels:	Observed lines: even level: wavenumber deduced val. I1 I2 energy Zeeman data hfs splitting hfs splitting	Observed lines: even level: wavenumber deduced val. I1 I2 energy Zeeman data hfs splitting hfs splitting
Energy LS label g hfs splitting		
3403.21 f3s 3I J=6 g=1.04 Wo=-152	25947.77 29350.98 100 960 Tr f=.97 +590 438	26197.88 29601.07 150 1300 Tr f=1.03 +630 478
8465.04 f3d 3I J=6 g=1.04 Wo=623	20885.90 29350.94 50 300 923 or 323	21135.94 29600.98 4 150 773 or 473
9646.62 f3d 5I J=6 g=1.08 Wo=668	19704.33 29350.95 8 Tr f=.97 2Je=.15 200 868 or 468	19954.36 29600.98 25 Classified in Pr I
10535.80 f3d 3H J=5 g=1.11 Wo=616	18815.13 29350.93 50 28 Tr f=1.11 150 766 or 466	19065.23 29601.03 100 20 50 150 766 or 466
10729.72 f3d 5H J=6 g=1.11 Wo=560	18621.22 29350.94 10 Tr f=1.15 100 660 or 460	18871.30 29601.02 75 Tr f=1.22 2Je=.3 100 660 or 460
11447.73 f3d 5G J=5 g=1.20 Wo=550	17903.26 29350.99 100 11 $\Delta J=0$ f=1.14 2Je=.70 100 650 or 450	18153.32 29601.05 75 $\Delta J=0$ 2Je=1.00 100 650 or 450
11749.49 f3d 3H J=6 g=1.21 Wo=590		17851.63 29601.12 blend 5

Table III

λ	σ	I	ΔW	Zeeinman data	$\Delta J=1$	e
6784.990	14734.35	It 7	1085	f=1.01	100	.14
6687.511	14949.12	5	0	f=1.06	550	.3
6467.724	15457.12	18	-200	g=.97 J=2 g=.82	-1110	.3
5908.672	16919.59	40	180	f=1.24 2Je=.2	100	1.16
5903.114	16935.52	40	200	J=3.4 f=1.53 e=.19	250	.8
5894.222	16961.07	It 22	627	f=1.01	740	.8
5856.093	17071.50	45	300	e=.2	100	.6
5844.986	17103.94	40	100	e=.67 2Je=.67 or Tr?	100	.5
5785.279	17280.46	65	200	f=.55 e=.2?	600	.5
5759.462	17357.92	200	$\Delta J=0$	f=.60 2Je=.3	0	.55
5759.405	17358.09	20	small J?	f=.90	840	.55
5747.132	17395.16	20	50	f=.96	630	.26
5719.803	17478.27	PR	250	J=2.3 f=1.28 e=.27	0	.72
5716.079	17489.66	16	100	f=1.06	0	.72
5690.968	17506.83	55	>280	f=1.29 e=.25	0	.72
5669.997	17631.80	35	150	f=1.02	700?	.14
5669.551	17633.19	45	150	f=.62 2Je=.8	370	.2
5659.854	17663.40	55	100	f=1.15	690	.10
5645.417	17708.57	22	100	f=1.04	370	.2
5597.287	17860.84	22	50		370	.2
5561.469	17975.87	22	200		690	.10

Table IV

λ	σ	l	$\delta\sigma$	$\Delta\sigma$	ΔW	W_0	W_e	label	E_0	J_0	E_e	J_e	label	$\Delta J=0$	Zeeman data	g_0	g_e
3 997.953	25 005.73	230	-10	300	-260	900	1160		30 860.28*	6	5 854.54	6	$f^2d^2 \ ^5L$		$f=1.02$.85	.71
3 997.042	25 011.43	560	-10	-1090	-1081	1801	720	$f^3s \ ^5I$	2 998.36	7	28 009.80	7	$f^3p \ ^3K$		$f=1.02$	1.18	1.14
3 994.791	25 025.52	1600	0	-1205	-1208	1758	550	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 467.47	4	f^2d^2	SI		.88	.90
3 993.162	25 035.73	45	10	-1290	-1296	1801	505	$f^3s \ ^5I$	2 998.36	7	28 034.08	6	f^2d^2	SO?	$f=1.02$	1.18	1.05
3 992.170	25 041.95	340	0	440	-435	1000	1495	f^2dp	35 692.19*	8	10 650.24	7	$f^2ds \ ^5K$	Tr	$f=1.02$	1.05	1.05
3 991.216	25 047.94	45	-10	-870	-820	900	1720	f^2dp	36 742.09*	6	11 694.14*	7	$f^2ds \ ^5I$		$f=1.02$	1.05	1.12
3 989.680	25 057.58	1300	40	-1160	-1173	1758	585	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 499.49	5	f^2d^2	$\Delta J=0$	$2Je=1.10$.88	1.00
3 987.995	25 068.17	90	0	-830	-867	850	1717	f^2dp	35 522.43*	7	10 454.26*	6	$f^2ds \ ^3H$		$f=1.02$	1.03	1.04
3 986.156	25 079.73	65	10	-560	-572	770	1342	f^2dp	33 277.54	5	8 197.82	5	f^2ds			.85	.80
3 985.637	25 083.00	90	0	-900	-921	715	1636	f^2dp	35 220.93	5	10 137.93	6	$f^2ds \ ^5I$		$?e=.12$.95	1.00
3 983.586	25 095.91	90	20	-960	-970	750	1720	f^2dp	36 790.03*	7	11 694.14*	7	$f^2ds \ ^5I$	Tr	$f=1.12$	1.10	1.12
3 982.447	25 103.09	100	0	-1320	-1323	1758	435	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 545.04	4	$f^3p \ ^5H$	SO?		.88	1.09
3 982.052	25 105.58	2100	0	+830	842	-152	690	$f^3s \ ^3I$	3 403.21	6	28 508.79	6	$f^2d^2 \ ^5I$	$\Delta J=0$	$f=1.06$	1.04	.87
3 976.787	25 138.82	100	-10	150	-139	761	900	f^2dp	33 616.69	6	8 477.86	5	$f^2d^2 \ ^5K$.98	1.23
3 974.854	25 151.04	320	-10	200	150	760	610	f^2dp	38 790.18*	9	13 639.13	9	$f^2d^2 \ ^3H$	$\Delta J=1$	$f=1.23$.88	1.12
3 972.136	25 168.25	620	0	-1180	-1168	1758	590	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 610.20	6	$f^2d^2 \ ^3H$		$?e=.13$.88	1.12
3 971.136	25 174.59	500	10	800	822	-152	670	$f^3s \ ^3I$	3 403.21	6	28 577.79	7	$f^3p \ ^5H$		$?e=.13$	1.04	1.19
3 971.136	25 174.59	500	-10	1200	-1216	1801	585	$f^3s \ ^5I$	2 998.36	7	28 172.96	7	$f^2d^2 \ ^3I$		$?e=.13$	1.18	1.18
3 966.567	25 203.59	560	0	-1030	-1031	1801	770	$f^3s \ ^5I$	2 998.36	7	28 201.95	8	$f^2d^2 \ ^1L$	Tr	$f=1.16$	1.18	1.16
3 965.253	25 211.94	1100	0	-1020	-1035	1770	735	$f^3s \ ^5I$	1 649.01	6	26 860.95	7	$f^3p \ ^5I$			1.06	1.11
3 964.809	25 214.76	1600	20	-1050	-1048	1758	710	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 656.69	6	$f^3p \ ^5I$		$?e=.20$.88	1.05
3 964.257	25 218.27	560	30	750	695	-35	660	$f^3s \ ^3I$	1 743.72	5	26 961.96	6	$f^3p \ ^5I$		$?e=.20$.86	1.08
3 963.711	25 221.75	45	-20	-610	-600	760	1360	$f^3s \ ^3I$	38 670.17*	7	13 448.40*	8	$f^2ds \ ^5I$.86	1.12
3 962.446	25 229.80	470	30	600	595	-35	560	$f^3s \ ^3I$	1 743.72	5	26 973.49	5	f^2d^2	$\Delta J=0$	$e=.32$.98	.66
3 961.279	25 237.23	55	0	630	629	761	182	f^2dp	33 616.69	6	8 379.46	5	$f^2ds \ ^5K$	SI		.90	.81
3 959.754	25 246.95	45	0	640	-500	886	1386	f^2dp	33 387.64	5	8 140.69	6	f^2d^2		$2Je=.70$.85	.71
3 956.754	25 266.09	380	0	100	10	1170	1160	f^2dp	31 120.63*	6	5 854.54	6	$f^2d^2 \ ^5L$	$\Delta J=0$	$f=.80$	1.06	1.10
3 955.417	25 274.63	22	-10	200	65	750	685	f^2dp	38 358.86*	6	13 084.22	6	$f^2d^2 \ ^5H$	$\Delta J=0$	$f=1.10$	1.06	1.10
3 953.511	25 286.82	900	-10	-1090	-1093	1843	750	$f^3s \ ^5I$	4 437.14	8	29 723.97	8	$f^3p \ ^3K$	$\Delta J=0$	$2Je=.56$	1.25	1.15
3 950.647	25 305.15	45	0	-670	-667	760	1427	$f^3s \ ^5I$	38 670.17*	7	13 365.02	6	$f^2ds \ ^5H$	Tr	$f=1.05$	1.14	1.14
3 949.429	25 312.95	900	0	-1090	-1110	1770	660	$f^3s \ ^5I$	1 649.01	6	26 961.96	6	f^3p	$\Delta J=1?$		1.06	1.08
3 947.631	25 324.48	730	0	-1210	-1210	1770	560	$f^3s \ ^5I$	1 649.01	6	26 973.49	5	f^2d^2	SI		1.06	1.12
3 944.135	25 346.93	90	0	300	-100	850	950	f^2dp	35 041.68*	7	9 694.75	7	f^2d^2	$\Delta J=0$	$f=1.00$	1.00	1.02
3 940.161	25 372.49	95	0	-1300	-1303	1758	455	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 814.44	4	f^2d^2	Tr	$f=1.01$.88	.95
3 938.297	25 384.50	250	0	-740	-786	850	1636	f^2dp	35 522.43*	7	10 137.93	6	$f^2ds \ ^5I$	Tr	$f=1.02$	1.03	1.00
3 937.016	25 392.76	29	0	-1170	-1165	700	1865	f^2dp	39 723.28*	9	14 330.52*	9	$f^2ds \ ^5K$	Tr	$f=1.22$	1.20	1.23
3 935.822	25 400.46	370	20	-1130	-1138	1758	620	$f^3s \ ^5I$	441.95	5	25 842.39	5	f^2d^2	$\Delta J=0$.88	1.00
3 932.973	25 418.86	130	-10	-620	-581	761	1342	f^2dp	33 616.69	6	8 197.82	5	f^2ds	$\Delta J=1$	$?e=.20$.98	.80
3 929.880	25 438.87	85	0	-200	-235	715	950	f^2dp	35 133.62*	6	9 694.75	7	f^2d^2	SI	$f=1.23$	1.03	1.02
3 929.288	25 442.70	370	90	450	246	750	504	f^2dp	38 358.86*	6	12 916.25	7	f^2d^2	Tr	$f=1.10$	1.06	1.02
3 929.288	25 442.70	370	10	450	-441	900	1341	f^2dp	37 987.89*	9	12 545.20	8	f^2d^2	Tr	$f=1.10$	1.18	1.15
3 928.917	25 445.10	65	10	+980	974	770	-204	f^2dp	33 277.54	5	7 832.45	4	$f^2ds \ ^5I$	Tr	$f=1.10$.85	.65
3 927.713	25 452.90	120	-50	300	201	715	514	f^2dp	35 220.93	5	9 767.98	4	$f^2ds \ ^5I$	$\Delta J=0?$.95	.84

Table V-1

3 867.518	25 849.05	210	-20	300	210	720	510	$f^2 dp$	35 519.89*	6	-	9 670.82	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 I$	$\Delta J=0$	f=1.02	2Je=.98	1.03	.98
3 861.305	25 890.64	75	10	-575	-536	850	1386	$f^2 dp$	34 031.32	6	-	8 140.69	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=.95	2Je=1.20	.90	.81
3 857.016	25 919.43	95	-20	-1080	-1080	785	1865	$f^2 dp$	40 249.97*	8	-	14 330.52*	9	$f^2 ds \text{ } ^6 K$			1.27	1.23	
3 855.882	25 927.05	95	20	-710	-692	650	1342	$f^2 dp$	34 124.85*	5	-	8 197.82	5	$f^2 ds$	$\Delta J=0$	f=.92	.95	.80	
3 852.803	25 947.77	960	0	590	592	-152	440	$f^3 \text{ } ^3 I$	3 403.21	6	-	29 350.98*	5	$f^2 d^2$	Tr	f=.97	1.04	1.11	
3 852.073	25 952.69	35	0	-910	-916	720	1636	$f^2 dp$	36 090.62*	5	-	10 137.93	6	$f^2 ds \text{ } ^6 I$	SO	f=.90	1.02	1.00	
3 851.590	25 955.94	720	30	-1150	-1140	1770	630	$f^3 \text{ } ^6 I$	1 649.01	6	-	27 604.92d	6	$f^2 d^2$			1.06	1.13	
3 851.495	25 956.58	720	10	-1040	-1043	1758	715	$f^3 \text{ } ^6 I$	441.95	5	-	26 398.52	6	$f^3 p \text{ } ^3 K$.88	.99	
3 850.797	25 961.29	1200	0	520	515	-35	480	$f^3 \text{ } ^3 I$	1 743.72	5	-	27 705.01*	4	SI	f=.67	.86	.97		
3 846.936	25 987.34	95	-10	200	-194	720	914	$f^2 dp$	35 519.89*	6	-	9 532.54	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$	$\Delta J=0$	f=.98	2Je=.60	1.03	1.00
3 843.731	26 009.01	60	30	600	-585	715	1300	$f^2 dp$	35 220.93	5	-	9 211.95	6	$^6 K$	Tr	f=1.04	.95	.95	
3 843.354	26 011.56	60	10	450	-465	670	1135	$f^2 dp$	38 248.70*	8	-	12 237.15	8	$^6 K$	Tr	f=1.17	2Je=.45	1.17	1.22
3 840.995	26 027.54	480	-20	150	1530	980	980	$f^2 dp$	33 397.06*	7	-	7 369.50*	7	$f^2 d^2 \text{ } ^6 L$	$\Delta J=0$	f=.90	2Je=.62	.95	.98
3 832.966	26 082.06	75	10	-1080	-1053	1758	705	$f^3 \text{ } ^6 I$	441.95	5	-	26 524.00	6	$f^2 d^2 \text{ } ^3 I$	$\Delta J=0$.88	1.02	
3 831.796	26 090.02	60	20	-1000	-995	870	1865	$f^2 dp$	40 420.52*	10	-	14 330.52*	9	$f^2 ds \text{ } ^6 K$	$\Delta J=0$		1.23	1.23	
3 830.721	26 097.34	960	0	510	505	-35	470	$f^3 \text{ } ^3 I$	1 743.72	5	-	27 841.06*	4	SO			.86	.80	
3 826.668	26 124.98	120	100	-580	-662	680	1342	$f^2 dp$	34 322.70	4	-	8 197.82	5	$f^2 ds$	Tr		.87	.80	
3 826.668	26 124.98	120	10	-580	-581	760	1341	$f^2 dp$	38 670.17*	7	-	12 545.20	8	$^6 K$	Tr	f=1.10	2Je=.3	1.15	1.15
3 826.198	26 128.19	95	0	-1220	-1223	1758	535	$f^3 \text{ } ^6 I$	441.95	5	-	26 570.14*	4	$f^2 d^2$	SO	f=.78	?e=.20	.88	1.05
3 823.589	26 146.02	40	10	+720	739	-174	565	$f^3 \text{ } ^6 I$.00	4	-	26 146.01	5	$f^2 d^2$	SI	?e=.41	.60	1.07	
3 823.184	26 148.79	150	0	+920	954	750	-204	$f^2 dp$	33 981.24	4	-	7 832.45	4	$f^2 ds \text{ } ^6 I$	$\Delta J=0$.85	.65	
3 822.773	26 151.60	60	-10	-900	-947	770	1717	$f^2 dp$	36 605.87*	5	-	10 454.26*	6	$f^2 ds \text{ } ^3 H$	Tr	f=1.04	1.00	1.04	
3 818.285	26 182.34	680	0	+990	991	-201	790	$f^3 \text{ } ^3 I$	5 079.34	7	-	31 261.68*	6	$f^2 ds \text{ } ^3 H$	Tr		1.14	1.09	
3 816.023	26 197.86	1300	20	630	632	-152	480	$f^3 \text{ } ^3 I$	3 403.21	6	-	29 601.05*	5	$f^3 p \text{ } ^3 H$	Tr	f=1.03	1.04	1.07	
3 813.890	26 212.51	40	0	350	-316	540	856	$f^2 dp$	33 440.51	4	-	7 228.00	4	$f^2 d^2 \text{ } ^6 I$	$\Delta J=0$	g=.84	g=.63	.85	.62
3 811.845	26 226.57	390	10	+720	639	-174	465	$f^3 \text{ } ^6 I$.00	4	-	26 226.56	4	$^6 H$	$\Delta J=0$	g=.92	g=.60	.60	.91
3 809.183	26 244.90	3 809.183	140	120	500	700	50	$f^2 dp$	35 978.22*	5	-	9 733.44*	5	$f^2 ds \text{ } ^6 I$	Tr	f=1.25	1.03	.87	
3 809.183	26 244.90	3 809.183	140	-80	500	-581	760	$f^2 dp$	38 790.18*	9	-	12 545.20	8	$^6 K$	Tr	f=1.20	1.23	1.15	
3 804.836	26 274.88	290	0	-630	-660	700	1360	$f^2 dp$	39 723.28*	9	-	13 448.40*	8	$f^2 ds \text{ } ^6 I$	Tr		1.20		
3 802.301	26 292.40	29	0	+860	854	650	-204	$f^2 dp$	34 124.85*	5	-	7 832.45	4	$f^2 ds \text{ } ^6 I$	SI		.95	.65	
3 800.305	26 306.21	680	10	500	495	-35	460	$f^3 \text{ } ^3 I$	1 743.72	5	-	28 049.92*	4	$f^2 d^2$	SO?	f=.76	?e=.20	.80	.95
3 792.436	26 360.79	210	0	-1070	-1050	1770	720	$f^3 \text{ } ^6 I$	1 649.01	6	-	28 009.80	7	$f^3 p \text{ } ^3 K$	SO	f=1.10	1.06	1.14	
3 781.907	26 434.18	29	0	-580	-578	680	1258	$f^2 dp$	34 322.70	4	-	7 888.52	5	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$		f=.60	2Je=.68	.87	.79
3 780.264	26 445.67	85	-10	150	-164	750	914	$f^2 dp$	35 978.22*	5	-	9 532.54	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$	Tr	f=.90	2Je=.30	1.03	1.00
3 777.621	26 464.17	140	10	350	333	800	667	$f^2 dp$	37 747.30*	7	-	11 283.14	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$	SI	f=1.37	2Je=.80	1.02	.94
3 769.672	26 519.97	95	-40	-1100	-1098	1758	660	$f^3 \text{ } ^6 I$	441.95	5	-	26 901.96	6	$f^3 p$	SI	f=2.5	.88	1.08	
3 765.984	26 545.94	29	30	350	-283	833	550	$f^3 d \text{ } ^6 L$	5 108.40	7	-	31 654.31*	6	$f^2 d^2 \text{ } ^3 K$	$\Delta J=0$?e=.16	.89	1.11	
3 762.556	26 570.13	29	-10	710	709	-174	536	$f^3 \text{ } ^6 I$.00	4	-	26 570.14*	4	$f^2 d^2$?e=.50	.60	1.05	
3 762.363	26 571.49	35	-10	200	1	900	899	$f^2 dp$	40 348.30*	7	-	13 776.80*	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 H$			1.15		
3 761.870	26 574.97	680	0	-1750	751	-201	550	$f^3 \text{ } ^3 I$	5 079.34	7	-	31 654.31*	6	$f^2 d^2 \text{ } ^3 K$	SO	f=1.12	2Je=1.00	1.14	1.11
3 759.604	26 590.99	140	-10	200	20	850	830	$f^2 dp$	35 522.43*	7	-	8 931.43*	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 L$	Tr	f=1.08	1.03	1.02	
3 756.804	26 610.81	50	-30	200	175	785	610	$f^2 dp$	40 249.97*	8	-	13 639.13	9	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$		f=.75	?e=.13	1.27	1.20
3 751.593	26 647.77	50	-20	350	-214	700	914	$f^2 dp$	36 180.33*	7	-	9 532.54	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$			1.03	1.00	
3 750.981	26 652.12	200	20	-870	-886	750	1636	$f^2 dp$	36 790.03*	7	-	10 137.93	6	$f^2 ds \text{ } ^6 I$	SO	f=1.16	1.10	1.10	

Table V-3

ANNEXE C

FINE AND HYPERFINE STRUCTURES OF SINGLY IONISED PRASEODYMIUM

A. GINIBRE

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Campus d'Orsay, Bâtiment 505

91405 Orsay Cedex, France

II Parametric interpretation of fine and hyperfine structures for the even levels of singly ionised praseodymium.

Abstract :

Fine and hyperfine structures of singly ionised praseodymium

by A. GINIBRE (Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Campus d'Orsay,

Bâtiment 505 91405 Orsay Cedex, France)

Physica Scripta (Sweden)

II Parametric interpretation of fine and hyperfine structures for the even levels of singly ionised praseodymium.

A parametric interpretation of the fine and hyperfine structures is given for all the experimental even levels of singly ionised praseodymium on the basis of the 3 mixed configurations $4f^25d^2 + 4f^25d6s + 4f^26p$. The experimental energies of 187 levels are interpreted with 50 parameters (43 free parameters), with a mean deviation $\langle \Delta E \rangle = 80 \text{ cm}^{-1}$; the A-constants for the magnetic hyperfine structure are interpreted with 7 parameters (4 free parameters), with a mean deviation $\langle \Delta A \rangle = 4 \text{ mK}$ ($1 \text{ mK} = .001 \text{ cm}^{-1}$)

Physics Abstracts Classification : 35.10

1. Introduction

As described in part I [1], new experimental even levels have been found in the range $5854 - 31654 \text{ cm}^{-1}$. Predictions of the positions of configurations by Brewer [2] are confirmed by the observed features: in the lower energy range, the density of levels is an indication of the $4f^2 5d^2$ configuration, and extreme values of some hyperfine structure splittings point out the presence of a single s electron ($4f^2 5d 6s$ configuration); in the higher energy range, a number of levels participate in very strong transitions to $4f^3 6s$, indicating the $4f^3 6p$ configuration; there is no evidence for the configuration $4f^2 6s^2$, the lowest level of which is expected at $16000 \pm 2000 \text{ cm}^{-1}$.

Since the next upper even configuration ($4f^4$) is expected to start around 32000 cm^{-1} , the 4 mixed configurations $4f^2(5d+6s)^2 + 4f^3 6p$ appear as an adequate basis for the study of the observed levels. A tentative parametric interpretation of some of the higher even levels [3] (unpublished, quoted in Atomic Energy Levels [4]) only involving the configuration $4f^3 6p$ has shown that a strong mixing exists in that range between $4f^3 6p$ and the other three configurations. In the lower range an interpretation on the basis of configurations $4f^2(5d+6s)^2$ was sufficient. It proved to resemble strongly that of the lower even levels of atomic praseodymium (Pr I) [5], as concerns the total dimensions, the density of levels, and the importance of hyperfine structure (hfs) for the identification of the levels. Eventually, it has been possible to extend the parametric interpretation to the whole energy range, on the basis of the three mixed configurations $4f^2 5d^2 + 4f^2 5d 6s + 4f^3 6p$. Complemented by an approximate calculation of the configuration $4f^2 6s^2$, this yields a complete description of the fine structure (fs) and of

the hfs, which has been a help for increasing the number of experimental levels up to 187 . Some limits of the method, related to the complexity of the problem, will be discussed below.

2. Parametric interpretation of the energy levels in the even configurations $4f^2 5d^2 + 4f^2 5d 6s + 4f^3 6p$

The calculations for fine structure and hyperfine structure have been performed with the Univac computers (1108 and 1110) of the Paris XI University at Orsay, using the programs written by Bordarier and Carlier [6].

2.1 Parameters

There are 11 radial parameters for the electrostatic interaction in the configuration $4f^2 5d^2$, 11 in $4f^2 5d 6s$, 4 in $4f^3 6s^2$ and 7 in $4f^3 6p$. Including the spin-orbit parameters of the p, d and f electrons and the 10 electrostatic-interaction parameters between all 4 configurations, the matrix elements of the classical Hamiltonian are expressed in terms of 50 parameters. Effective parameters have been added in order to account for far configurations : α_1 (in $\alpha_1 L_1(L_1+1)$) and $\gamma(G2)$, corresponding to the core $4f^2$, α (in $\alpha L(L+1)$), and $Y_2(f,d)$, $Y_4(f,d)$, $Y_3(f,d)$ [7].

Actually, the experimental levels are described on the basis of the 3 mixed configurations $4f^2 5d^2 + 4f^2 5d 6s + 4f^3 6p$, and the configuration $4f^3 6s^2$ is treated apart (see in Table I the fine structure parameters which have been effectively used).

2.2 Calculation and checks of the parameter coefficients

Matrices of the angular coefficients of the parameters have been calculated on a complete basis of L S wavefunctions in the following couplings : [(f²:S₁,L₁), (d²:S₂,L₂)] S,L for 4f²5d²

[(f²:S₁,L₁), (ds:S₂,L₂)] S,L for 4f²5d6s

[(f²:S,L)s²] S,L for 4f²6s²

[(f²:S₁,L₁)p] S,L for 4f²6p

The maximum order of the matrices is 157 (for the matrix J=4). The total number of levels is 856. Checks have been made with the computer for the electrostatic-parameter coefficients concerning the electron pairs (f,d) and (f,p), and also for the spin-orbit-parameter coefficients (together with those of magnetic hfs), following the same methods [8, 9, 10] as for PrI [5].

2.3 Optimisation of the fine structure parameters

Initial values for fine structure parameters have been chosen from neighbouring spectra, in particular from that of Neodymium [11]. Like for PrI [5], g-factors are not sufficient for the identification of the levels and, at each step, the identification of the energy levels relies on the comparison between experimental and calculated values for both g-factors and hfs A-constants (cf § 3), and also on information concerning the observed transitions, such as levels involved and line intensities.

The small configuration 4f²6s², predicted by Brewer [2] to start around 16000cm⁻¹, has not been included in the optimisation process, because energy levels belonging to this configuration have not yet been identified. If such levels exist among the known levels, they must involve a mixing between 4f²6s² and the other even configurations,

because transitions between $4f^2 6s^2$ and the known odd configurations, $4f^3(5d+6s)$ and $4f^2 5d 6p$, are forbidden. In fact, effects of such a mixing have not been detected : typical level characteristics, or perturbations corresponding to $4f^2 6s^2$ are not evident in a comparison of experimental values with predictions for the configurations $4f^2 5d^2 + 4f^2 5d 6s + 4f^3 6p$ and $4f^2 6s^2$. It has not been possible to recognize levels in excess of the 3 configuration scheme ($4f^2 5d^2 + 4f^2 5d 6s + 4f^3 6p$), because, in particular, a number of experimental levels are missing in the corresponding ranges. Since a calculation of mixing effects with approximate parameters cannot give correct results without a precise evaluation of the relative positions of the interacting configurations, all configuration-interaction parameters, between $4f^2 6s^2$ and the other configurations, have been set to 0.

Some predictions have been calculated for the configuration $4f^2 6s^2$ alone, with non optimised parameter values.

For the $4f^3 6p$ configuration, only the core term 4I appears in the representation of the experimental levels, therefore parameters of the core $4f^3$ have been fixed.

The main parameters concerning the lower levels have been first optimised, then, progressively, it has been possible to release almost all the other parameters. However, particularly in the higher energy range, experimental levels are not sufficient for an accurate determination of the numerous parameters involved. For example, the interconfigurational parameter $R^3(fp, d^2)$ has little influence on the calculated energies, but has an important effect on the percentage of the configuration $4f^3 6p$ in the wavefunctions. For this reason, $R^3(fp, d^2)$ has been set to a fixed non-zero value, which has been chosen as giving

a reasonable percentage of $4f^{36}p$ in the wavefunctions of the levels which experimentally have intense transitions with the lower odd levels. This value is in satisfying agreement with a Hartree-Fock value calculated by Bauche [12]; an excessive drop of the optimised value of $G_A(f,p)$ has then been observed, and actually, this parameter has then been fixed in agreement with values found in neighbouring spectra.

In the lower energy range, for a few groups of calculated levels with close energy values, wavefunctions have not been stabilised in the optimisation process. This was shown by the large variations of the values of the g-factors and/or A-constants calculated in the successive iterations, only obeying approximate sum rules, in particular in the representation of the following experimental levels: 13257_3 (3 calculated levels involved) , (8197_5 , 8379_5 , 8477_5), (9532_6 and 9670_6), (17124_7 , 17237_7 and 17387_7), and (15937_6 , 16022_6 , 16242_6 and 16638_6). During the optimisation, A and g values rather than energy have often been matched, in order to cause a variation of the fs parameters. The fitting process was stopped when a set of parameters was found to allow a reasonable interpretation of the experimental values.

2.4 Optimised fine structure parameters - Interpretation of the experimental energy levels - Predictions.

Calculated values are given in Table II for energies, for g-factors, for hfs A-constants and for the compositions of eigenvectors; these values correspond to the final set of fs parameters, which is given in Table I: 50 different fs parameters, out of which only 7 remained fixed, have been used for the interpretation of 187 levels ranging from 5854 cm^{-1} to 31654 cm^{-1} , with a root mean square (rms) deviation of 80 cm^{-1} ;

the standard deviation given for the parameters correspond to a further optimisation, starting from the values and identifications given in Table II.

It is worth noting that the uncertainty of a parameter value is not given by the standard deviation and may be larger, in particular because of ambiguous identifications or of inaccurate values for fixed parameters, especially for parameters concerning a small number of experimental levels.

For comparison, some parameter values, obtained by Bauche [12] in a Hartree-Fock calculation, are also given in Table I .

A comparison between calculated values and experimental data is given in Table II. It concerns the characteristics of all experimental levels below 32000 cm^{-1} and the neighbouring predicted levels.

Excluding the 7 levels with $J=3$, the interpreted levels (for J values greater than 3) have the following distribution:

from 5854 cm^{-1} to 15000 cm^{-1} 75 experimental out of 85 predicted levels

15000	22000	32	»	107	»
22000	30000	65	»	98	»

and 3 experimental levels above 30000 cm^{-1} .

A lack of sufficient observable transitions with the known odd levels is probably a cause for a number of missing levels, in particular when terms with small values of L ($L \leq 4$) are involved, or when the core is $4f^2(^1I)$, since low odd levels have a core $4f^2(^4I)$. Nevertheless, a further study in the visible range should yield some experimental levels with $J \geq 4$ between 15000 and 22000 cm^{-1} .

7 levels of the configuration $4f^26s^2$ are predicted in the studied energy range. For these levels, calculations have been made with non

optimised values of the fs parameters and without configuration mixing, and predictions are given in Table II, annotated with a d. Parameter values for the core $4f^2$ have been fixed in accordance with other configurations; the average energy parameter E_{av} has been determined so as to reproduce the prediction for 3H_4 at 16000 cm^{-1} given by Brewer [2]. The uncertainty of this prediction was estimated as 2000 cm^{-1} by Brewer but is probably overestimated as it was proven for the levels of the configurations $4f^25d^2$, $4f^25d6s$, and $4f^25d6p$ (found at 5.854, 8.379 and $30.860 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, while predicted at 5.5 ± 1 , 8.0 ± 2 , and $31. \pm 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, respectively); it contributes to the uncertainty of all predicted level energies in $4f^26s^2$.

In the other configurations, the uncertainty in the predicted energies may be estimated from the set of the deviations between observed and calculated values. However, perturbations are to be expected in different ranges, in particular around predicted energy values for levels of $4f^26s^2$, and in the neighbourhood of experimental levels for which deviations are large, and also for levels belonging to still unknown families, as for example levels around 30000 cm^{-1} for which the core is $4f^2(^1I)$, or levels with small J values.

3. Parametric interpretation of the magnetic hyperfine structure

3.1 Hfs parameters

In the particular case of praseodymium, the nuclear quadrupole moment Q is very small : $Q = -0.024 \text{ b}$ [13]) and the electric quadrupole term is negligible, compared to the present experimental uncertainty.

In a level with J quantum number, the magnetic hfs energy W_F of a sub-level with total angular moment F is expressed as:

$$W_F = A [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]/2 \quad (1)$$

A is the hfs constant of the level and is related to the total splitting W of the level (defined as the energy difference between sub-levels of largest and smallest F values) by the relation :

$$A = W/[I(J+1/2)] \quad \text{for } J \geq 3 \quad (2)$$

Although W is the quantity which is experimentally available, it is traditional to study A, with the advantage that values remain relatively stable with increasing J values and that, for Pr, it is simple to deduce experimental values for A, assuming J values are correct. However, it appears that this choice should be revised for the extension to other elements involving the same configurations (e.g. uranium and protactinium), for which values of the total splitting may be the only available data.

The effective Hamiltonian of hyperfine magnetic interaction for levels of an nl^M configuration is given by the following expression :

$$H = \sum_{i=1}^M \left\{ a_{nl}^{01} \frac{1}{i} - \sqrt{10} a_{nl}^{12} \left[\frac{1}{i} \left(\frac{1}{i} \right) + \frac{10}{i} \left(\frac{1}{i} \right) \right] \right\} \quad (3)$$

which introduces the mono-electronic hfs parameters a_{nl}^{01} , a_{nl}^{12} , and a_{nl}^{10} for the nl orbital. and therefore 6 parameters are necessary for $4f^{25}d^2$, 7 for $4f^{25}d6s$, 3 for $4f^{26}s^2$ and 6 for $4f^{26}p$. For a parametric representation of the values of A with these parameters, matrices of angular coefficients have been calculated (in the L S basis described in § 2.2) and have been checked by the known method [10], but eventually a smaller number of hfs parameters has been used: for each configuration and for each nl , parameters a_{nl} have been obtained by setting

$a_{nl} = a_{nl}^{01} = a_{nl}^{12}$, while $a_{nl}^{10} = 0$, for the 4f, 5d and 6p orbitals, and $a_{6s} = a_{6s}^{10}$ for the 6s orbital.

Theoretical values for the a_{nl}^{01} hfs parameters have been calculated using the following formulae (cf ref. [14, 15]):

$$a_{nl}^{01} = \mu_0 \beta \beta_N \mu \langle r^{-3} \rangle_{nl} F_r(l) / \pi I \quad (4) \quad \text{and}$$

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = 2 \pi c^2 \zeta_{nl} / Z_{eff}(l) H_r(l) h^2 e^2 \quad (5)$$

and the experimental values of the spin-orbit constants ζ_{nl} (see Table I) with the following values: $Z_{eff}(p) = Z - 3$, $Z_{eff}(d) = Z - 11$, $Z_{eff}(f) = Z - 30$ [14] , and, for the relativistic factors, $F_r(p) = 1.209$, $F_r(d) = 1.05$, $F_r(f) = 1.$, $H_r(p) = 1.096$, $H_r(d) = 1.025$, $H_r(f) = 1.$ as evaluated by Bauche [16] from [14] and [15]; $\langle r^{-3} \rangle_{nl}$ is expressed in a.u. . In the present case, $Z = 59$, $I = 5/2$; using $\mu = 4.3\mu_N$ [17], one obtains:

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = .1827 \quad a_{nl}^{01} / F_r(l) \quad (6)$$

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = .1710 \quad \zeta_{nl} / Z_{eff}(l) H_r(l) \quad (7) \quad \text{and}$$

$$a_{nl}^{01} = .936 \quad F_r(l) \zeta_{nl} / H_r(l) Z_{eff} \quad (8)$$

3.2 Optimisation of the hfs parameters . Results

At each step of the optimisation of the fs parameters, hfs coefficients in intermediate coupling have been calculated. Approximate values of the predominant hfs parameters (the a_{4f} and a_{6s} parameters) have been adjusted by least square fits on some selected A values, and preliminary theoretical values of A for all levels have been calculated in order to ascertain the correspondence between experimental and calculated energy levels.

For the final study of hfs, coefficients of the hfs parameters corresponding to the fs parameters given in Table I have been used. Four main features are important in the parametric interpretation of the hfs of PrII: (i) the number of experimental data is very large compared to

the number of parameters. The case of praseodymium is, in that sense, different from many recent hfs studies (see references in [18]).

(ii) the experimental accuracy is limited.

(iii) the wavefunctions are imperfect. This has been improved along the fs optimisation process, but opposite large discrepancies concerning neighbouring levels still show typical incorrect mixing and cannot be eliminated with correct hfs parameters.

(iv) the coefficients of some of the parameters (a_{n1}^2 and a_{n1}^0 for p, d or f electrons, and also a_{2p}^1 and a_{2p}^0) are small, yielding contributions to the A values which are of the order of the discrepancies or smaller: in particular, the contribution of the three parameters a_{1f}^2 together, that of the two parameters a_{2d}^1 together and that of a_{2p}^1 , represent about 1/10 of the A values or less, each.

After varied attempts, a compromise solution has been found :

(i) the number of free parameters has been reduced : a_{n1} parameters (cf. § 3.1) have been used. As explained by their small influence in the configurations $4f^25d^2$ and $4f^25d6s$, the optimisation of the a_{5d} parameters was not really meaningful, and therefore their ratios to the a_{4f} parameters have been fixed at theoretical values calculated with the optimised values of the spin-orbit parameters and with formula (8); this procedure does not affect significantly the determination of the a_{4f} parameters, which are strongly predominant. (ii) a number of experimental values have been discarded in the fitting process: the fit has only involved 71 experimental A values (annotated with an e in Table II); the levels involved have been selected as having no problem in the fs representation, and a rather accurate experimental determination of the A value (the uncertainty on A is specified in Table II). This

solution has proven to be better than a more drastic limitation of the number of levels involved, probably because the large number of involved data balance the experimental inaccuracies and the imperfections of the wavefunctions.

The corresponding set of optimised values for the hfs parameters is given in Table I, with standard deviations which correspond to these precise conditions of optimisation. The values obtained for the parameters a_{4f} and a_{5d} are close to those obtained in the case of PrI [5], while the value of 480mK obtained for a_{6s} ($4f^25d6s$) is much larger than in PrI (285mK for a_{6s} ($4f^25d^26s$) [5] and 264mK for a_{6s} ($4f^25d6s$) [19]. For the configuration $4f^26s^2$, a value of a_{4f} in agreement with the values of the spin-orbit parameters has been used for predictions.

Assuming the value given by Fuller and Cohen [17] for the magnetic nuclear moment ($\mu = 4.3 \mu_N$), values of $\langle r^{-3} \rangle_{n1}$ have been calculated, using either (6) and the optimised values of the hfs parameters, or (7) and the optimised values of the spin-orbit constants and are given in Table III.

Comparisons between experimental and calculated values of A are given in Table II for all experimental levels as well as predictions for missing levels. The spread of the experimental values of the A-constants is much larger than that of the Landé g-factors, while the accuracy achieved is higher and this makes the present hfs study of particular interest. Although discrepancies are often much larger than experimental uncertainty, the predicted values confirm most often the choice which has been made for the identifications.

The 71 selected experimental values of A are fitted with an rms deviation $\langle \Delta A \rangle = 2.8 \text{ mK}$, among which 40 values show discrepancies less than 3 mK and yield $\langle \Delta A \rangle = 1.8 \text{ mK}$.

Using the set of hfs parameters given in Table I, the whole set of 187 experimental A -constant values, ranging between $-9.$ and 60.4 mK , is represented with $\langle \Delta A \rangle = 4.1 \text{ mK}$. Discarding the level 13257_e , for which the correct correspondence for energy and g -factor yields the wrong calculated level regarding the hfs, $\langle \Delta A \rangle$ is 3.7 mK . According to the large number of fitted values and to the relative importance of the different hfs parameters, it is most probable that the observed discrepancies are essentially evidence of the imperfection of the wavefunctions. Moreover, it has been observed, in a fit involving 186 levels, that they do not affect much the determination of the hfs parameters.

For 25 levels (almost 15%), discrepancies amount to 5 mK or more (6 values above 10 mK), whereas in the range of validity of the PrI representation [5] the largest discrepancies, corresponding to 15% of the levels, stay within 2 to 3 mK and, in Holmium, as reported by Wyart et al. [20], within 1.5 and 5 mK . It is noticeable that, for these three cases, the importance of the discrepancies vary in the same way as that of the configuration mixing, and that in Ho, where most of the levels belong to almost pure configurations, imperfections affect essentially levels showing the largest admixture. In PrII, only 1/5 of the studied levels have a theoretical configuration admixture less than 10%, compared to 3/4 of the levels in the case of Holmium. In PrI,

configuration admixture is most often present but lower than 25%, while in PrII it is higher for many levels.

However, configuration mixing is probably not the only cause of discrepancies. A particular effect has been noticed: large positive differences $A_{obs} - A_{calc}$ are observed for some lower levels with lower J values and are balanced by many smaller negative differences for other levels; although it seems that this repartition roughly corresponds to that of the contribution of the $a_{l\bar{l}}$ parameters, variations of the latter did not provide a better fit.

Comparing PrII and PrI, the extension of the range of interpretation is much wider in PrII (5854 to 31654 cm^{-1}) than in PrI (4432 to about 14000 cm^{-1}). However, this is probably not a direct cause of the lower accuracy of the hfs representation in PrII, since the largest discrepancies observed in PrII essentially occur in lower levels and not in the higher energy range where the fs representation is more complex.

Because of the large dimensions of the problem, the possible influence of some particular fine-structure parameters has not been studied.

4. Conclusion

The example of singly ionised praseodymium provides evidence for the validity of parametric calculations in a complex configuration scheme where the number of levels occurring in the studied range, more than 25000 cm^{-1} wide, is about 500. The preliminary interpretation of the numerous experimental hfs data has proven to be an essential complement for the delicate identification of the levels in the process of optimisation of the fs parameters.

A parametric representation of the 187 experimental even levels has been obtained on the basis of the three mixed untruncated configurations $4f^2 5d^2$, $4f^2 5d 6s$, $4f^3 6p$, without taking into account the configuration $4f^2 6s^2$ has not yet been detected.

The fine-structure representation involves 50 parameters (43 free parameters) and is characterised by a satisfactory ratio of the rms deviation to the difference between extreme interpreted energies $\langle \Delta E \rangle / (E_{\max} - E_{\min}) = 3 \cdot 10^{-3}$. Its quality is tested by the comparison between calculated and experimental values of the energies, of the g-factors, and of the magnetic hfs A-constants which provide a very sensitive test.

The interpretation of the magnetic hyperfine structure, involving 7 different parameters, yields a rms deviation $\langle \Delta A \rangle = 4 \text{ mK}$ and provides an experimental determination for 4 main mono-electronic parameters in good theoretical agreement with that of the spin-orbit constants. The limits which have been met in the determination of a complete set of effective hfs parameters are due, probably in major part, to difficulties in representing the fs of such a complex system of levels.

It is clear that the case of PrII deserves further study of the hfs which will benefit by the most recent progress in Doppler-free spectroscopy, but will also require more sophisticated processes for the optimisation of the fs parameters.

Theoretical values have been obtained for the energies, g-factors and magnetic hfs A-constants, some of which already have proven to be useful predictions for the extension of the classification.

The success of the present study is a step in the direction of a parametric interpretation of experimental data concerning actinides where the same configurations occur.

References

1. Ginibre, A., Physica Scripta submitted for publication(1988)
2. Brewer, L., J. Opt. Soc. Am. 61, 1666 (1971)
3. Ginibre, A., unpublished (1976)
4. Martin, W.C., Zalubas, R., and Hagan, L., Atomic Energy Levels. The Rare Earth Elements (Natl. Bur. Stand.) NSRDS-NBS 60 , U.S. G.P.O. Washington D.C. (1978) p.102
5. Ginibre, A., Physica Scripta 23, 260, 267 (1981). The value of Q, uncorrectly quoted from ref [13] should be $-.024$ b.
6. Bordarier, Y., and Carlier, A., Brochure sur les Programmes du Laboratoire Aime Cotton (unpublished 1967)
7. Feneuille, S., et Pelletier-Allard, W., Physica 40, 347 (1968)
8. Roth, C., J. Res. Natl. Bur. Stand. B Math. Sci. 76, 61 (1972)
9. Bauche-Arnoult, C., Sinzelle, J., and Bachelier, A., J. Opt. Soc. Am. 68, No. 3, 368 (1978)
10. Bauche-Arnoult, C., and Bauche, J., J. Opt. Soc. Am. 58, 704 (1968)
11. Blaise, J., Wyart, J.F., Tabar Djerad, M., and Ben Ahmed, Z., Physica Scripta 29 ,119 (1984)
12. Bauche, J., Hartree-Fock calculation using the computer code written by Froese-Fischer, C., private communication
13. Böklen, K.D., Bossert, T., Foerster, W., Fuchs, H.H., and Nachtsheim, G., Z. Physik A 274, 195 (1975).
14. Bordarier, Y., Judd, B.R., Klapisch, M., Proc. Roy. Soc. A289, 81 (1965)
15. Judd, B., R., in: La Structure Hyperfine des Atomes et des molécules, Lefebvre, R., Moser, C. (eds), Editions du CNRS Paris (1967) p.311

16. Bauche, J., private communication .
17. Fuller, G., H., and Cohen, V., W., Nuclear Data A5, 433 (1969)
18. Pfeufer, V., Z. Phys. D4, 351 (1987)
19. Childs, W. ,C. , and Goodman, W., Phys. Rev. A24, 1370 (1983)
20. Vyart, J.F., and Camus, P., Physica 93C, 227 (1978)
21. Rosen, M., Harrison, G.R., and Mc Hally, J.R., Jr., Phys. Rev. 60,
722 (1941)
22. Murakawa, K., and Suwa, S., J. Phys. Soc. Japan 9, 93 (1954)
23. Vyart, J.F., Blaise, J. , and Camus, P., Phys. Script. 9, 325 (1974)
and Blaise, J., private communication.

Appendix I: Table I

Appendix II: Table II

Appendix III: Table III

Table I: Values of the fine structure and hfs parameters for the configurations $4f^25d^2 + 4f^25d6s + 4f^36p$ and $4f^26s^2$ (in cm^{-1} for the fine structure, in mK for the hfs, $1\text{mK} = 10^{-3} \text{cm}^{-1}$)

Using this set of parameters, 187 experimental levels are fitted with a rms deviation $\langle \Delta E \rangle = 80 \text{ cm}^{-1}$ for the energies, and $\langle A \rangle = 4 \text{ mK}$ for the A-constants.

The standard deviation of a parameter (given between parentheses) corresponds to the conditions of optimisation described in the text, and therefore does not actually represent the uncertainty (cf. § 3.3)

The ratio a_{5d}/a_{4f} has been fixed, but a_{4f} is strongly predominant. The other parameters given without a standard deviation have been either fixed to constant values or kept equal to corresponding parameters in another configuration.

For comparison, values obtained by Bauche [12] in a Hartree Fock calculation are given for some of the fine structure parameters, and, for the hfs parameters, values have been calculated by use of formula (8)

Table II: Calculated and experimental values concerning fine and hyperfine structures of the even levels of PrII, in the configurations $4f^25d^2 + 4f^25d6s + 4f^36p$ and $4f^26s^2$

ΔE and ΔA are the differences between calculated and experimental values of the energy and of the hfs A-constant, δA is an evaluation of the experimental uncertainty on A.

Reference is given to the successive steps in the classification process, at the right of the column E_{obs} :

- a Rosen et al. [21]
- b Murakawa and Suwa [22]
- c Blaise et al. , or Blaise [23]
- * Ginibre [1]

Other details concerning the experimental values are given in ref.[1].

Non optimised energy values calculated for levels of the configuration $4f^2 6s^2$ are indicated with a d.

The experimental A-constants used in the optimisation of the hfs parameters are indicated with a g.

The basis of LS wavefunctions correspond to the coupling described in §2.2 with the following conventions: the spectroscopic term in the left column gives the coupling of the core ($4f^2$ or $4f^3$), the term in the right column gives the total coupling, and, for the configurations $4f^2 5d^2$ and $4f^2 5d 6s$, the coupling of the two outer electrons is given in between. The percentages correspond to the set of parameters given in Table I.

Table III: Values of $\langle r^{-2} \rangle_{n1}$ in the configurations $4f^2 5d^2$, $4f^2 5d 6s$ and $4f^3 6p$.

These values have been deduced of the experimental values of the spin-orbit constants and a_{n1} , by use of formula (6), respectively (7).

Values obtained for the a_{5d} and a_{6p} already rely on these formulae and therefore do not provide independent determination.

Annexe C -20-

Fine structure parameter (cm ⁻¹)	4f ² 5d ²		4f ² 5d6s		f ³ p		f ² s ²		
	This work	Hartree-Fock method [19]	This work	Hartree-Fock method [19]	This work	Hartree-Fock method [19]			
E _∞	25009	(101)			21911	(229)	36051	(105)	24500
E ₁ (4f ²) or E ₁ (4f ²)	4781	(89)			4850	(177)	4275		4900
E ₂ (4f ²) or E ₂ (4f ²)	21.6	(.7)			22.2	(1.2)	19.2		25
E ₃ (4f ²) or E ₃ (4f ²)	442	(10)			522	(18)	392.5		485
F ₂ (5d ²)	522	(8)	760						
F ₄ (5d ²)	37	(1.6)	55						
F ₂ (4f, 5d)	158.6	(2.)			168	(4.5)			
F ₄ (4f, 5d)	18.5	(.5)			17.7	(1.5)			
G ₁ (4f, 5d)	228	(2.3)	289		248	(6)			
G ₃ (4f, 5d)	31	(1)	25.7		28	(2)			
G ₅ (4f, 5d)	3.12	(.3)	4.07		3.9	(1.)			
G ₃ (4f, 6s)	219	(42)							
G ₂ (5d, 6s)	2028	(88)							
F ₂ (4f, 6p)							65	(13)	
G ₂ (4f, 6p)							9.9	(1.2)	
G ₄ (4f, 6p)							6		
Z _∞	765	(11)	895		770	(14)	662	(12)	810
Z _{∞s}	575	(18)	630		627	(33)			
Z _{∞p}							1374	(66)	804
α ₁ (4f ²) or α ₁ (4f ²)	36	(5)			36				
α	2.4	(2.2)			8	(6)	0		20
γ G ₂	-50				-50		-50		-50
Y ₃ (4f, 5d)	-30	(4)			-23	(11)			
Y ₄ (4f, 5d)	-179	(53)			-179				
X ₃ (4f, 5d)	30				30				
Interconfigurational parameters (cm ⁻¹)			This work	Hartree-Fock method [19]					
R ⁻ (4f5d, 4f6s)	4f ² 5d ²	4f ² 5d6s	560	(240)					
R ⁻ (4f, 5d, 6s4f)	4f ² 5d ²	4f ² 5d6s	2210	(310)					
R ⁻ (5d ² , 5d6s)	4f ² 5d ²	4f ² 5d6s	-13500	(210)					
R ¹ (4f6p, 5d ²)	4f ² 5d ²	4f ³ 6p	2605	(383)	2640				
R ² (4f6p, 5d ²)	4f ² 5d ²	4f ³ 6p	200		356				
R ¹ (4f6p, 5d6s)	4f ² 5d6s	4f ³ 6p	-6442	(303)					
R ³ (4f6p, 6s5d)	4f ² 5d6s	4f ³ 6p	-3225	(823)					

Table I-1

Annexe C - 21-

H. i. s. parameters (mK)	4f ²⁵ d ²		4f ²⁵ d ⁶ s		4f ²⁶ p		4f ²⁵ s ²
	optimised	calcul.	optimised	calcul.	optimised	calcul.	estimated
a _{4r}	25.7 (.8)	24.7	25.2 (1.)	24.8	21.8 (1.)	21.8	25
a _{5s}	(11.8)	11.4	(12.7)	12.5	28.9 (9.)		
a _{6p}						23.6	
a _{6s}			480 (12.2)				

Table I-2

Annexe C -22-

E_{obs} cm ⁻¹	E_{calc} cm ⁻¹	ΔE cm ⁻¹	% f^3p	% f^2ds	g_{obs}	g_{calc}	A_{obs} mK	δA mK	A_{calc} mK	ΔA	%	1st LS term	%	2nd LS term
J=0 (Basis dimension:39)														
12355						.000			0.		60	$f^2d^2^3H^3F^5D$	14	$f^2d^2^3F^3P^5D$
14516				36		.000			0.		19	$f^2ds^3F^1D^3P$	15	$f^2d^2^3F^3F^1S$
15041				42		.000			0.		17	$f^2d^2^3F^3F^1S$	15	$f^2ds^3F^3D^6D$
15980				65		.000			0.		27	$f^2ds^3F^3D^3P$	20	$f^2ds^3F^3D^6D$
16834				8		.000			0.		57	$f^2d^2^3F^3F^5D$	13	$f^2d^2^3F^3F^1S$
18138			1	97		.000			0.		49	$f^2ds^3F^3D^5D$	45	$f^2ds^3F^3D^3P$
.....	13 levels													
33798			54	40		.000			0.		52	$f^3p^4F^5D$	19	$f^2ds^3P^3D^3P$
.....														
80000														
J=1 (Basis dimension:87)														
12245				2		1.268			30.0		48	$f^2d^2^3H^3F^5D$	12	$f^2d^2^3F^3P^5D$
13679				19		.337			35.6		43	$f^2d^2^3H^3F^6F$	11	$f^2ds^3H^3D^6F$
13999				36		.210			11.4		36	$f^2d^2^3F^3F^6F$	26	$f^2ds^3H^3D^6F$
14299				48		.229			-1.8		39	$f^2ds^3H^3D^5F$	17	$f^2d^2^3H^3F^6F$
14638				48		.846			133.4		27	$f^2d^2^3H^3F^5F$	12	$f^2ds^3F^3D^3P$
15111				63		1.315			142.4		24	$f^2ds^3F^3D^6P$	19	$f^2ds^3F^3D^3P$
.....	38 levels													
32858			82	12		.534			40.5		35	$f^3p^4F^6F$	31	$f^3p^4F^3D$
.....														
84000														
J=2 (Basis dimension:142)														
9792				90		.419			-28.6		53	$f^2ds^3H^3D^6G$	19	$f^2ds^3F^3D^6G$
10709				13		.683			30.2		13	$f^2d^2^3F^3F^5F$	12	$f^2d^2^3H^1D^3F$
11524				15		.640			35.7		32	$f^2d^2^3H^3F^3F$	20	$f^2d^2^3H^1D^3F$
12271				8		1.132			24.0		24	$f^2d^2^3H^3F^5D$	9	$f^2d^2^3H^3F^3D$
13071				37		.537			13.4		21	$f^2d^2^3F^3F^6G$	15	$f^2d^2^3H^3F^6G$
13297				5		.816			30.1		34	$f^2d^2^3H^3F^5G$	17	$f^2d^2^3H^3F^5D$
13684				50		.714			57.5		18	$f^2ds^3H^3D^5F$	16	$f^2d^2^3F^3F^6G$
.....	25 levels													
20575				61		.985			-12.3		13	$f^2ds^3F^3D^3F$	9	$f^2ds^3F^3D^1D$
20861				20		.901			9.8		20	$f^2d^2^3H^1G^3F$	10	$f^2d^2^3F^1G^3F$
21040				52		.941			21.8		11	$f^2d^2^3H^3F^1D$	11	$f^2ds^3F^3D^3F$
21050d			1			.673			32.6		98	$f^2s^2^3F$	2	$f^2s^2^1D$
21603				26		.993			14.7		19	$f^2d^2^1G^3F^3D$	11	$f^2d^2^1G^3F^3F$
21774				69		.917			-18.1		25	$f^2ds^1G^3D^3F$	12	$f^2ds^3F^3D^1D$
21994				19		1.142			15.0		31	$f^2d^2^3F^1G^3P$	6	$f^2d^2^3H^1D^3F$
22212				17		.929			27.1		15	$f^2d^2^3F^3P^3F$	8	$f^2d^2^3H^1D^3F$
.....	30 levels													
32204			94	2		.418			43.4		81	$f^3p^4F^5G$	6	$f^3p^4F^3F$
.....														
84000														
J=3 (Basis dimension:151)														
9333.93*	9216	87		9	.67	.651	44.3	5.8	35.4	8.9	41	$f^2d^2^3H^3F^5H$	19	$f^2d^2^3H^3F^3G$
10289.48*	10260	29		95	.87	.831	70.5	.3	58.5	12.0	36	$f^2ds^3H^3D^6G$	18	$f^2ds^3H^3D^6H$
	10451		1	89		.614			.7		66	$f^2ds^3H^3D^5H$	10	$f^2ds^3H^3D^6G$
10843.73*	10809	34		8	.85	.808	24.4e	.3	27.2	-2.8	32	$f^2d^2^3H^3F^5H$	13	$f^2d^2^3H^3F^3F$
	11551			59		.839			6.8		24	$f^2ds^3H^1D^3G$	15	$f^2d^2^3H^1D^3G$
	12309			5		1.006			25.6		13	$f^2d^2^3H^3F^3G$	11	$f^2d^2^3H^1D^3F$
	12485			14		.937			27.7		14	$f^2d^2^3F^3F^5G$	12	$f^2d^2^3H^3F^3F$
	12959			57		.906			63.0		12	$f^2d^2^3F^3F^5H$	12	$f^2ds^3H^3D^3F$
13257.17c	13169	87	1	71	.63	.672	-2.5	.3	23.2	-25.7	42	$f^2ds^3F^3D^5H$	17	$f^2d^2^3F^3F^5H$
	13188			52		.707			11.9		35	$f^2ds^3F^3D^5H$	19	$f^2d^2^3F^3F^5H$
	13683			7		1.049			27.4		17	$f^2d^2^3H^3F^1F$	13	$f^2d^2^3F^3F^5G$
13766.34*	13716	19		21		.917	24.9	.3	19.5	5.4	17	$f^2d^2^3H^3F^5G$	15	$f^2d^2^3F^3F^5H$
	13898			7		1.112			25.6		34	$f^2d^2^3H^3F^5G$	15	$f^2d^2^3H^3F^5D$
.....	30 levels													
	20879			63		1.040			1.2		11	$f^2ds^1G^3D^3F$	8	$f^2ds^3H^3D^3F$
	21109			28		1.237			23.2		22	$f^2d^2^1G^3F^3D$	14	$f^2d^2^1G^3F^3F$

Table II-1

21295			1	51	.908				9.7	14	$f^2 d_s^2 {}^3 H^1 D^2 G$	10	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^1 F$		
21727				22	1.144				30.8	18	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 F$	14	$f^2 d^2 {}^1 G^3 P^3 F$		
21855				48	1.272				49.4	28	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 D$	11	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 D$		
22344				37	.990				35.2	11	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 F$	7	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 G$		
22150kl					1.083				22.2	100	$f^2 s^2 {}^3 F$				
22580				19	1.168				23.0	16	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 F$	11	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 D$		
22872				24	1.071				39.0	14	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 F$	8	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 F$		
23320				16	1.268				19.2	32	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^5 D$	8	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 D$		
23535				20	1.003				19.0	7	$f^2 d_s {}^3 F^1 D^3 G$	7	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 F$		
23872			1	28	.943				17.3	10	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 G$	9	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 F$		
23906			1	34	1.142				10.5	10	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 D$	7	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 F$		
23974			1	27	1.026				27.9	18	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 F$	15	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 F$		
24533				24	1.101				6.2	15	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 D$	7	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 D$		
24796			1	20	1.050				15.4	12	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 F$	6	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 F$		
25248				5	1.206				17.5	18	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 D$	9	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 D$		
25578.42c	25571		7	90	.55	.530	34.2e	.6	31.5	2.7	87	$f^2 p^2 {}^4 I^5 H$	2	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 D$	
25762.72c	25842		-80	3	.86	.914	28.5		25.0	3.5	11	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 G$	9	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 G$	
	26032			2					36.1		10	$f^2 d_s {}^3 F^1 D^3 F$	6	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 D$	
..... 18 levels below 32000															
.....															
82000															
J=4 (Basis dimension:157)															
7228.00c	7268		-40		.62	.666	38.0e	.2	30.4	7.6	55	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 I$	13	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 I$	
7832.45c	7866		-34	1	.65	.677	-9.0e	.4	-10.3	1.3	61	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^5 I$	18	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 H$	
9335.74c	9305		29		.67	.741	3.9e	.2	2.8	1.1	27	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^5 I$	14	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 I$	
9767.98c	9781		-13		.47	.872	22.8e	.2	22.8	.0	27	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 H$	12	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^1 G$	
10466.41c	10395		70	1	.42	.85	.900	54.0	.2	50.9	3.1	20	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^5 H$	20	$f^2 d^2 {}^3 H^3 D^5 H$
11054.70c	11082		-27		.25	.90	.973	41.6e	.2	40.5	1.1	32	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 H$	13	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^1 G$
11257.80 ^o	11281		-23		.7	.748	34.5e	.2	30.0	4.5	35	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 I$	14	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 I$	
	11321			71		1.026			55.1		41	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^5 G$	14	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 G$	
	11672			43		.934			18.3		29	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^5 H$	12	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 G$	
11943.32 ^o	11997		-54	1	.49	1.03	.951	8.0e	.2	7.5	.5	26	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^5 H$	10	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 H$
12783.95 ^o	12891		-107		.20	1.03	1.036	19.3	.2	20.4	-1.1	18	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 F$	15	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 G$
13248.22 ^o	13244		4		.47	1.05	1.060	9.7	.4	10.1	-4	17	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 G$	12	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 G$
13457.05c	13438		18	1	.58	.850	51.5	.2	47.5	4.0	17	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 H$	16	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 G$	
13700.50 ^o	13790		-89		.14	.739	36.4	.2	34.9	1.5	47	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 I$	13	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 I$	
13858.47 ^o	13858		0		.15	1.049	19.1	2.2	20.1	-1.0	18	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 G$	11	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 H$	
14102.24c	14054		47		.27	.85	.994	11.4e	.2	18.0	-8.6	26	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 H$	21	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 H$
14167.90c	14207		-39	1	.24	1.004	29.1e	.2	31.3	-2.2	14	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^5 H$	4	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 H$	
14398.60 ^o	14136		-37		.32	1.062	23.6e	.4	22.0	1.6	28	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 G$	14	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 H$	
	14622			68		1.148			60.6		20	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 F$	18	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 F$	
	14803			35		.972			7.0		23	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 H$	18	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^5 G$	
..... 3 levels															
	15775			42		1.032			10.1		13	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 H$	8	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 F$	
	16000kl					.807			34.0		97	$f^2 s^2 {}^3 H$	3	$f^2 s^2 {}^1 G$	
..... 12 levels															
	18439			52		1.197			49.6		36	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 H$	19	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 H$	
	18539			53		1.142			31.8		22	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 D$	10	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 H$	
18470.25c	18605		-135		.33	1.05	22.7	.2	25.9	-3.3	12	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 H$	8	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^1 G$	
18919.25 ^o	18912		6	1	.30	.911	11.1e	.9	15.6	-4.5	16	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 H$	11	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 H$	
	19126			55		1.061			23.3		17	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 F$	14	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^1 G$	
19567.48c	19546		21	1	.60	1.04	1.069	1.5	.2	4.9	-3.4	12	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^5 G$	12	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 G$
	19694			81		1.108			28.1		27	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 G$	22	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 F$	
19845.33c	19931		-85	4	.23	.98	1.017	24.4	.2	25.8	-1.4	12	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 H$	8	$f^2 d^2 {}^1 G^3 P^3 H$
	20040			11		1.078			24.4		24	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^5 G$	8	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 H$	
..... 4 levels															
	21193			14		1.094			18.1		23	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^5 G$	9	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 G$	
21462.00c	21407		54	1	.34	1.018	13.3	2.2	11.2	2.1	16	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 F$	7	$f^2 d^2 {}^3 F^1 D^3 H$	
	21751			19		1.079			19.1		10	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^5 F$	7	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 F$	
	22121			12		1.180			21.0		14	$f^2 d^2 {}^1 G^3 P^3 F$	13	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 F$	
	22217			22		1.146			20.3		14	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 G$	12	$f^2 d^2 {}^1 G^3 P^3 F$	
	22352			1	27	1.099			12.7		12	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 F$	6	$f^2 d_s {}^3 F^1 D^3 F$	
	22650kl					1.147			23.7		53	$f^2 s^2 {}^3 F$	44	$f^2 s^2 {}^1 G$	
22686.69 ^o	22630		56	1	.30	1.02	1.018	13.3	16.5	-3.2	14	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^1 G$	8	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 G$	
	22956			22		1.041			17.7		11	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 H$	5	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 F$	
	23130			25		.948			17.9		21	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^5 H$	10	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^1 G$	
23527.90c	23559		-31	3	.17	1.03	.972	21.1	21.8	-6	21	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^1 G$	11	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^1 G$	
23660.08a	23630		29	82	.66	.672	29.1e	.9	26.9	2.2	72	$f^2 p^2 {}^4 I^5 I$	6	$f^2 p^2 {}^4 I^5 H$	
23892.38 ^o	23968		-76	2	.18	1.12	1.150	16.2	12.5	3.7	12	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 G$	12	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^5 D$	
	24368			1	71	1.182			45.0		23	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 F$	21	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^3 F$	

Table II-2

Annexe C -25-

22317.04c	22326	-9	5	28	1.18	1.140	25.3	28.0	-2.7	15	$f^2d^2 \ ^3F^3P \ ^5G$	12	$f^2ds \ ^3F^3D \ ^3G$
22571.46c	22560	11	12	17	1.17	1.131	16.9	22.3	-5.4	13	$f^2d^2 \ ^3F^3P \ ^5F$	9	$f^2d^2 \ ^3F^3P \ ^6G$
22675.44a	22761	-86	63	10	.84	.805	25.8	26.8	-1.0	54	$f^3p \ ^4I \ ^5K$	4	$f^3p \ ^4I \ ^3I$
22885.56a	22881	3	16	15	1.00	.978	30.3	27.3	3.0	14	$f^3p \ ^4I \ ^5K$	8	$f^2d^2 \ ^1G^3F^3I$
23261.36a	23353	-92	3	24	.94	1.000	19.6	13.3	6.3	12	$f^2d^2 \ ^1G^3F^3I$	7	$f^2d^2 \ ^3F^3F^3I$
23616.86a	23543	73	2	33	1.06	1.107	23.4	24.0	-6	12	$f^2d^2 \ ^3F^3F^3G$	11	$f^2ds \ ^3H^1D^3G$
23652.25c	23666	-14	2	18	.98	1.043	22.7	22.4	.3	24	$f^2d^2 \ ^3H^3P^3H$	11	$f^2ds \ ^3F^3D^1H$
	24048		2	33		1.057		19.3		19	$f^2d^2 \ ^3H^3P^3H$	14	$f^2ds \ ^3F^3D^1H$
	24176		1	24		1.169		28.7		18	$f^2d^2 \ ^3H^1G^3G$	9	$f^2d^2 \ ^1G^3F^3G$
24716.04a	24685	30	92	3	.91	.906	24.3e	23.3	1.0	82	$f^3p \ ^4I \ ^5I$	3	$f^3p \ ^4I \ ^5K$
25330.78*	25401	-70	3	5	.90	.916	21.0	20.6	.4	23	$f^2d^2 \ ^3F^1G^3I$	12	$f^2d^2 \ ^3F^1G^3H$
25499.49a	25607	-108	55	14	.99	.972	21.4	21.0	.4	27	$f^3p \ ^4I \ ^3I$	13	$f^3p \ ^4I \ ^5H$
25842.37a	25901	-59	9	17	1.00	.983	22.5	19.8	2.7	18	$f^2d^2 \ ^3F^1G^3I$	13	$f^2d^2 \ ^3F^1G^3H$
26146.01a	26287	-140	19	6	1.07	1.040	20.5	20.9	-4	12	$f^3p \ ^4I \ ^3I$	12	$f^2d^2 \ ^1G^3P^3H$
26640.86a	26553	87	10	21	1.03	1.077	19.6	21.9	-2.3	10	$f^2d^2 \ ^1G^3P^3H$	8	$f^2d^2 \ ^1D^3F^3H$
26707.31c	26851	-143	44	24	1.07	1.054	15.3	20.3	-5.0	17	$f^3p \ ^4I \ ^3I$	15	$f^3p \ ^4I \ ^5H$
26973.49a	26993	-20	13	11	1.12	1.092	20.3e	20.3	.0	13	$f^2d^2 \ ^3H^1G^3G$	11	$f^2d^2 \ ^1G^1G^1H$
27198.24a	27256	-58	34	27	1.07	1.068	20.0	20.5	-5	28	$f^3p \ ^4I \ ^5H$	11	$f^2ds \ ^3F^1D^3H$
27380.45a	27615	-234	6	8	1.06	1.093	22.7	21.4	1.3	12	$f^2d^2 \ ^1G^3P^3G$	11	$f^2d^2 \ ^1G^1G^1H$
	28415		1	15		1.042		21.6		29	$f^2d^2 \ ^3H^3P^1H$	11	$f^2d^2 \ ^1G^1D^1H$
	28657		4	30		1.160		27.9		19	$f^2ds \ ^1D^3D^3G$	12	$f^2d^2 \ ^3P^3F^5G$
29350.98*	29307	42	19	11	1.10	1.139	16.0	19.6	-3.6	14	$f^3p \ ^4I \ ^3H$	14	$f^2d^2 \ ^3P^3F^5G$
	29532		6	13		1.176		20.6		30	$f^2d^2 \ ^3P^3F^5G$	11	$f^2d^2 \ ^3F^1G^3G$
29601.05*	29675	-74	45	11	1.07	1.094	17.4	17.9	.5	34	$f^3p \ ^4I \ ^3H$	13	$f^2d^2 \ ^1G^3P^3G$
	29992		3	33		1.132		30.0		14	$f^2d^2 \ ^1G^1G^1H$	14	$f^2ds \ ^1D^3D^3G$
	31130		3	1		1.079		17.8		30	$f^2d^2 \ ^1D^3F^3H$	16	$f^2d^2 \ ^3P^3F^5G$
	31273		2	34		1.083		26.7		12	$f^2d^2 \ ^3F^1D^3G$	11	$f^2d^2 \ ^1G^1D^1H$
	31467		1	1		1.297		9.6		60	$f^2d^2 \ ^3P^3F^5G$	8	$f^2d^2 \ ^1D^3F^3G$
	31681		3	91		.856		-8.9		85	$f^2ds \ ^1I^3D^3I$	2	$f^2ds \ ^1I^3D^3H$
	32378		4	3		.908		26.1		45	$f^2d^2 \ ^1I^3F^3I$	16	$f^2d^2 \ ^1I^3F^3H$
.....													
82000													

J=6 (Basis dimension:102)

5854.54c	5864	-10		2	.71	.746	35.6	3.6	30.2	5.4	79	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5L$	7	$f^2d^2 \ ^3H^1D^3K$
8140.69c	8109	31		27	.81	.869	42.6e	.2	37.9	4.7	16	$f^2d^2 \ ^3H^1D^3K$	15	$f^2d^2 \ ^3H^3F^3K$
9211.95c	9189	22		49	.95	.933	40.0e	.2	40.3	-3	37	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5K$	25	$f^2ds \ ^3H^3D^6K$
9532.54c	9494	38		34	1.00	.933	28.1e	.2	23.5	4.6	32	$f^2d^2 \ ^3H^3F^6K$	21	$f^2ds \ ^3H^3D^6K$
9670.82c	9711	-40		28	.98	1.029	15.6e	.2	20.7	-5.1	45	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5I$	15	$f^2ds \ ^3H^3D^6K$
10157.93c	10167	-29		72	1.00	1.060	50.3e	.3	47.8	2.5	51	$f^2ds \ ^3H^3D^5I$	11	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5I$
10454.26*	10457	-3		93	1.04	1.115	52.8e	.2	53.1	-3	36	$f^2ds \ ^3H^3D^5H$	13	$f^2ds \ ^3H^3D^5K$
11088.78c	11045	43		20	1.03	1.039	13.7	.2	18.8	-5.1	11	$f^2d^2 \ ^3H^3P^3I$	10	$f^2ds \ ^3H^3D^6I$
11283.14c	11294	-11		45	.94	.893	20.5	.2	17.3	3.3	24	$f^2d^2 \ ^3H^3F^3K$	17	$f^2ds \ ^3H^1D^3K$
12076.31c	12067	9	1	51	1.07	1.059	6.1e	.2	7.9	-1.8	18	$f^2ds \ ^3H^1D^3I$	14	$f^2ds \ ^3H^3D^3I$
13084.22c	13081	2		30	1.10	1.134	21.0e	.2	22.2	-1.2	42	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5H$	11	$f^2ds \ ^3H^3D^3I$
13216.22*	13177	38		56		1.057	31.4e	.2	38.4	-7.0	10	$f^2ds \ ^3H^3D^3I$	8	$f^2ds \ ^3H^1D^3I$
13365.02c	13383	-18	2	66	1.14	1.166	43.9e	.2	42.5	1.4	42	$f^2ds \ ^3H^3D^5H$	9	$f^2ds \ ^3H^1D^3H$
13472.66c	13482	-10		11	1.07	1.069	22.4e	.3	23.8	-1.4	54	$f^2d^2 \ ^3F^3F^5I$	15	$f^2d^2 \ ^3H^3P^6I$
13776.80*	13832	-56		39		1.113	27.6	.2	22.5	5.1	23	$f^2ds \ ^3H^3D^6H$	16	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5H$
	14204			66		1.191			40.7		34	$f^2ds \ ^3H^3D^6G$	15	$f^2ds \ ^3F^3D^6G$
14416.76c	14340	76		38	.93	1.011	22.9	.3	26.9	-4.0	14	$f^2ds \ ^3H^3D^3K$	8	$f^2d^2 \ ^1G^3F^3K$
	14512			45		1.113			17.6		16	$f^2d^2 \ ^3H^3F^1I$	13	$f^2ds \ ^3H^3D^3H$
	14747			49		1.101			12.6		19	$f^2ds \ ^3H^3D^1I$	13	$f^2d^2 \ ^3H^3F^3H$
	15138			42		1.174			13.0		23	$f^2d^2 \ ^3F^3F^5G$	20	$f^2ds \ ^3H^3D^1I$
	15744			11		1.101			18.5		40	$f^2d^2 \ ^3H^3P^5I$	6	$f^2d^2 \ ^3F^3F^6I$
15937.73*	15930	6	2	44	1.18	1.178	33.8	1.5	30.9	2.9	35	$f^2ds \ ^3F^3D^5H$	32	$f^2d^2 \ ^3F^3F^5H$
16022.45*	15997	25	1	16		1.120	20.3	1.5	17.1	3.2	27	$f^2d^2 \ ^3H^3P^5I$	7	$f^2d^2 \ ^3F^3F^6H$
16242.97c	16156	86		39	1.08	1.199	13.1	.2	24.7	-11.6	27	$f^2ds \ ^3F^3D^5H$	17	$f^2d^2 \ ^3F^3F^5G$
16638.96*	16671	-32		16		1.096	16.3	.6	19.3	-3.0	18	$f^2d^2 \ ^3H^3F^3I$	11	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5G$
	16778			32		1.130			11.5		26	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5G$	8	$f^2ds \ ^3F^3D^6H$
16967.72c	16932	34	1	43	.85	.949	13.4e	.3	10.6	2.8	26	$f^2ds \ ^3H^3D^3K$	10	$f^2d^2 \ ^3H^1D^3K$
	17243			21		1.220			14.6		25	$f^2d^2 \ ^3H^3F^5G$	14	$f^2d^2 \ ^3F^3F^5G$
	17779			90		1.225			47.5		27	$f^2ds \ ^1G^3D^3H$	23	$f^2ds \ ^3F^3D^5G$
	18580			18		1.076			21.4		13	$f^2d^2 \ ^1G^1D^1I$	7	$f^2d^2 \ ^3H^1G^3K$
18835.77c	18760	74	1	11	1.04	1.048	20.5	.5	21.0	-5	14	$f^2d^2 \ ^3H^3F^3I$	14	$f^2d^2 \ ^1G^3F^3I$
	19320		2	15		1.120			17.4		9	$f^2d^2 \ ^3H^3P^5H$	9	$f^2d^2 \ ^3F^3F^1I$
	19516			7		1.288			18.0		43	$f^2d^2 \ ^3H^3P^5G$	19	$f^2d^2 \ ^3F^3F^5G$
19882.14c	19872	9	1	29		1.129	22.9e	.6	21.0	1.9	12	$f^2d^2 \ ^1G^3F^3H$	8	$f^2ds \ ^3F^3D^3H$
20114.95c	20214	-99	1	47		1.131	23.5	.6	26.2	-2.7	14	$f^2ds \ ^3F^3D^3G$	10	$f^2ds \ ^3F^3D^3H$
	20334			19		1.137			21.1		39	$f^2d^2 \ ^3H^3P^5H$	11	$f^2ds \ ^1G^3D^3I$
	20400d					1.166			19.6		100	$f^2d^2 \ ^3H$		

Table II-4

Annexe C -26-

20551.30c	20700	-116	1	20	.950	29.7	.6	25.6	4.1	19	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 K$	17	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 K$	
	20910			57	1.192			32.8		24	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 H$	15	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 H$	
21060.99c	21110	-49	2	40	.940	19.6	.3	13.5	6.1	24	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 K$	16	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 K$	
	21420		2	5	1.040			20.7		16	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 H$	8	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$	
21781.06c	21754	26	2	15	1.213	18.6		18.9	-3	21	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 G$	17	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 H$	
22472.02c	22294	178	1	9	1.11	1.118		23.5	21.0	2.5	16	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 G$	15	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 H$
22718.35a	22703	15	6	46	1.05	1.062		24.9	32.3	-7.4	12	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 I$	12	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 I$
23141.44a	23122	19	3	25	1.06	1.023		23.4	20.0	3.4	11	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 K$	11	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 I$
23505.16c	23375	130	2	24		1.071		22.7	25.7	-3.0	12	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 H$	11	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 I$
23712.63c	23612	100	1	24	1.06	1.001		16.6	15.6	1.0	14	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$	9	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$
23977.83a	23916	31	9	14	1.15	1.156		20.4	18.4	2.0	19	$f^2 d^2 {}^3 F^3 P^3 G$	9	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 H$
24115.48a	24108	6	84	6	.97	.939		27.5	27.7	-2	77	$f^3 p^4 I^3 K$	2	$f^3 p^4 I^3 I$
24393.75a	24285	108	8	7	.95	1.014		17.4	20.7	-3.3	21	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 I$	17	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 I$
24835.03a	24777	57	5	17	1.01	1.042		15.7	15.8	.0	18	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$	11	$f^2 d^2 {}^1 G^1 G^1 I$
25610.20a	25561	45	10	2	1.12	1.139		18.1	18.1	.0	35	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 H$	8	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 H$
25656.69a	25583	73	82	2	1.05	1.011		21.8	23.0	-1.2	47	$f^3 p^4 I^3 I$	23	$f^3 p^4 I^3 K$
26062.38c	26170	-108	4	6	1.06	1.076		16.0	17.7	-1.7	22	$f^2 d^2 {}^1 G^1 G^1 I$	20	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 H$
26398.52a	26380	17	85	2	.99	.990		22.0	21.4	.5	39	$f^3 p^4 I^3 K$	28	$f^3 p^4 I^3 I$
26523.98a	26595	-71	3	4	1.02	1.043		21.7	20.3	1.4	21	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 I$	21	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$
26961.90a	26965	-3	63	8	1.08	1.084	20.3e	.6	21.3	-1.0	21	$f^3 p^4 I^3 H$	15	$f^3 p^4 I^3 K$
	27280		2	35		1.132		26.6			17	$f^2 d_s {}^3 F^1 D^3 H$	8	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 H$
27604.94c	27589	15	24	9	1.13	1.131	19.3		17.9	1.4	17	$f^3 p^4 I^3 H$	10	$f^2 d^2 {}^1 D^3 F^3 H$
28034.08c	28127	-93	19	8	1.13	1.100	15.5		19.1	-3.6	19	$f^2 d^2 {}^1 G^1 G^1 I$	11	$f^3 p^4 I^3 I$
28508.77c	28520	-11	80	5	1.09	1.107	21.2e	.6	20.1	1.1	38	$f^3 p^4 I^3 H$	35	$f^3 p^4 I^3 I$
	30135		3			1.240		13.8			49	$f^2 d^2 {}^3 P^3 F^3 G$	17	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 H$
	30439		8	24		1.018		19.5			27	$f^2 d^2 {}^1 G^1 D^3 I$	15	$f^2 d_s {}^1 G^1 D^3 I$
31261.68*	31285	-23	51	13	1.09	1.111	24.3		17.3	7.0	42	$f^3 p^4 I^3 H$	8	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 K$
31654.31*	31513	140	15	18	1.11	1.024	16.9		16.6	.3	20	$f^2 d^2 {}^1 J^3 F^3 K$	12	$f^3 p^4 I^3 H$
	31642		3	91		1.000		30.2			70	$f^2 d_s {}^1 J^3 D^3 I$	13	$f^2 d_s {}^1 J^3 D^3 K$
	32245		3	53		.956		23.1			26	$f^2 d_s {}^1 J^1 D^3 I$	20	$f^2 d_s {}^1 J^3 D^3 K$
	32605		4	5		1.172		15.6			27	$f^2 d^2 {}^1 D^3 F^3 H$	18	$f^2 d^2 {}^3 P^3 F^3 G$
	32829		2	2		1.053		21.9			25	$f^2 d^2 {}^1 J^3 F^3 I$	15	$f^2 d^2 {}^1 J^3 F^3 H$
	33280		3	73		.933		-1.2			44	$f^2 d_s {}^1 J^3 D^3 K$	13	$f^2 d_s {}^1 J^3 D^3 I$
	33997		1	25		1.125		28.3			21	$f^2 d_s {}^1 J^3 D^3 H$	18	$f^2 d^2 {}^1 J^3 F^3 H$

64000														

J=7 (Basis dimension:63)

7369.50*	7399	-30			.98	.920	26.1	1.3	24.3	1.8	91	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 L$	2	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$
9694.75c	9641	53		15	1.02	1.039	25.3e	.1	26.8	-1.5	31	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$	22	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$
10650.24c	10685	-35		66	1.05	1.074	38.2e	.1	40.8	-2.6	52	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$	14	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 I$
10987.24c	11018	-31		13	1.13	1.118	22.6e	.1	23.7	-1.1	37	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$	32	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 I$
11253.46c	11233	19		32	1.03	1.062	14.7e	.1	16.1	-1.4	22	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$	18	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$
11694.14*	11694	0		83	1.20	1.169	45.8e	.3	46.0	-2	70	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 I$	8	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 I$
12916.25c	12858	57		10	1.14	1.143	13.4e	.1	16.3	-2.9	10	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$	9	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 H$
13122.55c	13201	-79		47	1.07	1.053	6.5	.1	8.1	-1.6	20	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 K$	14	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$
14035.46c	13956	78		91	1.13	1.172	22.7	.1	30.8	-8.1	50	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 I$	18	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$
14198.60c	14241	-43	1	21	1.06	1.156	24.9	.1	22.1	2.8	26	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 H$	14	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 I$
14307.10c	14264	42	1	37	1.04	1.121	18.6e	.1	18.0	.6	21	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 I$	10	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 H$
14810.95c	14829	-18		11	1.15	1.181	12.7e	.3	17.1	-4.4	32	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 I$	20	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 H$
15087.14c	15056	30		5	1.05	1.014	20.0e	.1	20.8	-8	34	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 I$	18	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 H$
	15403		1	83		1.224		45.3			52	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 H$	10	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 I$
15990.40*	15925	65		39	1.056		23.7		23.6	.1	28	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$	9	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 K$
	16860			3		1.131		19.1			32	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 H$	27	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$
17124.91*	17077	47	1	34	1.123		24.2	.5	29.9	-5.7	19	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^3 H$	17	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 K$
17235.20*	17321	-86	1	54	1.205		32.7	.5	32.7	.0	45	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^3 H$	11	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 I$
17387.02*	17250	136		6	1.14	1.178	15.4	.1	19.5	-4.1	63	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$	10	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 I$
18077.23c	18060	16	1	43	1.03	1.092	30.5e	.3	33.1	-2.6	14	$f^2 d_s {}^3 F^3 D^3 H$	11	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$
	18156			17		1.103		23.5			15	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 H$	15	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 I$
	18831					.918		22.5			39	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 L$	32	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 L$
	19945		1	72		1.022		9.5			56	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$	8	$f^2 d_s {}^3 H^3 D^3 K$
20490.61c	20496	-5	1	3	1.13	1.120	14.9	.5	17.5	-2.6	18	$f^2 d^2 {}^3 H^3 F^3 I$	16	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 I$
	21450			26		1.206		21.7			38	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 H$	13	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 I$
	21744		1	15		1.132		21.4			28	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 H$	16	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 K$
22184.27c	22270	-86	1	21		1.108	19.7	.5	22.8	-3.1	14	$f^2 d^2 {}^3 H^1 G^3 K$	14	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 I$
22660.77c	22745	-74	4	40	1.03	1.027	15.7		15.4	.3	26	$f^2 d_s {}^3 H^1 D^3 K$	17	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 K$
	23647		1	10		1.107		18.5			22	$f^2 d^2 {}^3 H^3 P^3 I$	19	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 K$
23898.34a	23926	-28	5	28	1.10	1.122	29.0		27.0	2.0	14	$f^2 d_s {}^1 G^3 D^3 I$	10	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 I$
24818.54a	24831	-12	4	28	1.14	1.074	20.1		23.5	-3.4	18	$f^2 d^2 {}^3 F^1 G^3 K$	9	$f^2 d^2 {}^3 H^1 D^3 K$
25248.89a	25130	117	2	4		1.116	18.4		18.6	-2	24	$f^2 d^2 {}^1 G^3 F^3 I$	15	$f^2 d^2 {}^3 F^3 F^3 I$
25569.19a	25567	1	96	1	1.07	1.062	23.2e	.5	22.9	.3	89	$f^3 p^4 I^3 K$	4	$f^3 p^4 I^3 I$

Table II-5

Annexe C -27-

26445.09a	26253	191	5	2	1.07	1.058	17.0	17.9	-9	44	$f^2 d^2 {}^1 G {}^1 G {}^1 K$	13	$f^2 d^2 {}^3 F {}^3 F {}^3 I$	
26860.95a	26713	117	89	2	1.11	1.123	19.6	20.8	-1.2	58	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$	21	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$	
28009.80a	27981	27	90	2	1.14	1.128	19.2	18.0	1.2	36	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$	26	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$	
28172.96c	28227	-54	19			1.114	15.6	17.0	-1.4	37	$f^2 d^2 {}^3 F {}^1 G {}^3 I$	14	$f^2 d^2 {}^1 G {}^1 G {}^1 K$	
28577.79a	28528	48	73	4	1.19	1.176	17.8e	17.2	.6	41	$f^3 p {}^4 I {}^5 H$	16	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$	
30018.10a	30052	-33	90	4	1.22	1.183	17.8	17.8	.0	54	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$	28	$f^3 p {}^4 I {}^5 H$	
	31015		1	9		.912		26.2		73	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 L$	7	$f^2 d^2 {}^1 I {}^1 D {}^1 K$	
	31614		4	79		1.070		49.3		52	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 D {}^3 I$	12	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 D {}^3 K$	

53000														
J=8 (Basis dimension:39)														
8931.43*	8973	-42			1.02	1.043	19.5	.1	20.5	-1.0	96	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 L$	0	$f^2 d^2 {}^1 G {}^3 F {}^3 K$
11310.17c	11296	14		5	1.15	1.158	15.0e	.2	19.9	-4.9	38	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 K$	21	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 K$
12237.15c	12272	-35		45	1.22	1.185	26.7e	.1	30.6	-3.9	40	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^5 K$	27	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 I$
12545.20c	12552	-6		49	1.15	1.169	31.5e	.2	31.4	.1	40	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^5 K$	35	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 K$
13021.33c	13038	-17		37	1.15	1.169	20.7e	.1	22.5	-1.8	25	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^5 I$	18	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 D {}^3 K$
13448.40*	13496	-47		75	1.17	1.221	32.0	.1	34.1	-2.1	64	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^5 I$	8	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 I$
14791.79c	14834	-43		17	1.15	1.120	10.6e	.2	13.7	-3.1	14	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 I$	13	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 K$
15503.15*	15537	-34		16		1.188	10.4e		13.4	-3.0	41	$f^2 d^2 {}^3 F {}^3 F {}^5 I$	9	$f^2 d^2 {}^1 G {}^3 F {}^3 K$
16464.33*	16513	-49		9	1.14	1.090	14.7	.5	17.2	-2.5	31	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$	15	$f^2 d^2 {}^3 F {}^3 F {}^5 I$
17483.38*	17440	42		34	1.15	1.102	14.8	.5	16.2	-1.4	28	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^3 K$	17	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$
	18146			2		1.002			20.7		28	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$	24	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 M$
	18791			1		1.234			16.6		67	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 I$	14	$f^2 d^2 {}^3 F {}^3 F {}^5 I$
	19288			4		.966			22.2		43	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 M$	17	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 L$
19721.75*	19674	47	1	40	1.118		28.0e	.1	29.8	-1.8	28	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^3 K$	12	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 K$
	20752			2		1.002			20.0		41	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 L$	18	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$
22808.72c	23079	-270		2	1.14	1.119	14.3		17.2	-2.9	42	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 K$	33	$f^2 d^2 {}^1 G {}^3 F {}^3 K$
23970.45a	24005	-34		4	1.14	1.117	24.1		22.9	1.2	32	$f^2 d^2 {}^3 F {}^1 G {}^3 K$	21	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 D {}^3 K$
26139.77c	25874	265		23		1.117	18.3		20.5	-2.2	30	$f^2 d^2 {}^3 F {}^1 G {}^3 K$	25	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 D {}^3 K$
27128.00a	27117	10		99	1.15	1.157	20.0e	.5	19.8	.2	92	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$	5	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$
27781.69a	27920	-138		78	1.08	1.165	19.0		19.3	-.3	47	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$	23	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$
28201.95a	28192	9		18	1.17	1.056	18.1		18.3	-.2	50	$f^2 d^2 {}^1 G {}^1 G {}^1 L$	14	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$
29723.97a	29771	-47		91	1.15	1.160	17.6e	.5	18.1	-.8	61	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$	28	$f^3 p {}^4 I {}^5 I$
	31489			1		.988			22.7		57	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 L$	23	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 M$
	32562			2		.942			22.0		59	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 M$	26	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 L$

51000														
J=9 (Basis dimension:15)														
10570.64*	10625	-55			1.12	1.133	14.7	1.0	17.6	-2.9	98	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 L$	0	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$
13639.13c	13562	76		8	1.23	1.220	12.8	.1	18.0	-5.2	88	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 K$	8	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^6 K$
14330.52*	14321	8		91	1.23	1.222	39.2e	.2	40.0	-.8	91	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 D {}^5 K$	8	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 K$
	18551					1.109			17.3		64	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$	27	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 L$
	20988					1.024			19.2		82	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 M$	10	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$
	22198					1.102			17.5		67	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 L$	21	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^3 L$
28816.25a	28798	18	99		1.22	1.221	16.8e	.4	17.1	-.3	98	$f^3 p {}^4 I {}^5 K$	1	$f^3 p {}^2 K {}^3 L$
	32425					1.089			19.7		75	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 L$	20	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 M$
	33390					1.032			20.2		74	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 M$	19	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 L$
	36167			1		1.111			45.4		98	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 D {}^3 L$	0	$f^3 p {}^2 L {}^3 L$

50000														
J=10 (Basis dimension:5)														
12301.21*	12371	-70			1.18	1.199	11.2	.4	15.5	-4.3	99	$f^2 d^2 {}^3 H {}^3 F {}^5 L$	0	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 M$
	23038					1.100			16.8		94	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 M$	4	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 M$
	34171					1.100			18.6		94	$f^2 d^2 {}^1 I {}^3 F {}^3 M$	4	$f^2 d^2 {}^3 H {}^1 G {}^3 M$

50000														

Table II-6

Configuration	orbital	H	F	$\sum_{n,l}$ cm ⁻¹	a _{n1} mk	$\langle r^3 \rangle$	$\langle r^3 \rangle$
						a.u.	a.u.
						using (6)	using (7)
3f ² 5d ²	f	1.	1.	765	25.7	4.51	4.70
	d	1.025	1.05	575		2.00	
4f ² 5d ² 6s	f	1.	1.	770	25.2	4.54	4.61
	d	1.025	1.05	625		2.18	
4f ² 6p	f	1.	1.	662	21.8	3.90	3.99
	p	1.096	1.209	1374	(28.9)	3.56	(4.35)

Table III

ANNEXE D

Classified strong lines of singly ionised praseodymium (PrII) between
2783 and 25000 cm^{-1} , by A.Ginibre

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Bat.505 Campus d'Orsay, 91405 Orsay
cedex.

Atomic Data and Nuclear Data Tables

Experimental data concerning the strongest classified lines of singly ionised praseodymium, in the range 2783-25000 cm^{-1} , are compared to the characteristics of the levels involved in their classification. These characteristics result of a revision and of an extension of the analysis of the PrII spectrum based on Fourier transform and grating spectrograms, which have been complemented by a parametric interpretation of the even energy levels. The description involves 735 transitions and includes hyperfine structure and Zeeman effect data, and also term assignment for many levels.

Contents

Introduction

Explanation of Table

Table: Classified strong lines of singly ionised praseodymium (PrII), observed data, classification, and level characteristics, between 2783 and 25000 cm^{-1}

Introduction

Early reports concerning the spectrum of singly ionised praseodymium (PrII) were given in 1928 by King (temperature classification of 1018 lines of PrI and PrII in absorption) [1], in 1929, by White (172 lines, with hyperfine structure data) [2], and in 1941, by Rosen, Harrison, and Mc Nally (312 lines, 74 levels, with classification, hyperfine structure and Zeeman data) [3].

Around 1970, grating spectrographs and Fourier transform (FT) spectroscopy [4,5,6] have been used for the experimental description at high resolution of some tens of thousands of lines of praseodymium. Progress in the classification were reported with a list of strong emission lines observed in standard conditions of excitation, ranging from 2558 to 8714 Å (wavelength, intensity, energy levels when classified) in the Tables of Spectral Line Intensities (1975) [7], Data concerning the levels were given in the Gmelin Handbuch (1976) [8] and in Atomic Energy Levels (1978) [9] . Since then, progress has been obtained in the analysis of the huge amount of unpublished data available, yielding an improved numerical description of lines and levels, as well as an extension of the classification.

Results concerning energy levels and classification in the PrII spectrum, based on the analysis of experimental data in the range 2783 - 27920 cm^{-1} , are given in references [10,11], with a description of the methods and of the experimental material (see also ref.[12, 13]) .

In the present state of analysis, some 1460 lines have been classified in the PrII spectrum, among more than 13000 studied lines.

The table presents the data available concerning strong classified lines in the range $2783 - 25000 \text{ cm}^{-1}$, while a description of the range $25000 - 27920 \text{ cm}^{-1}$ is to be found in ref. [10].

An intensity selection has been made, following the list of lines given in the Tables of Spectral Lines Intensities [7]. This list had to be complemented in the infrared (IR) range, and the selection has been made according to the intensity scalings available.

The object of the table is to give a detailed description of what is presently known about the strong lines and about the levels involved in the classification. Experimental data concerning the lines are compared with values calculated by use of revised level characteristics. This shows the accuracy of the analysis process and of the determination of the level characteristics.

The major aim of the present publication is, however, to provide a basis for a further experimental study of the PrII spectrum, which is expected, thanks to the high resolution laser techniques now available. Since, up to now, such studies are not extensive, the present description should help in the choice of lines of interest.

Some of the data concerning the lines result of compilations and interpretation of the lists of wavenumbers of intensity peaks (for lines or for line components when resolved) produced by Zalubas and Borchartd, by Vergès, and by Luc; the others have been measured on the FT charts produced by Vergès and by Luc, or on the Zeeman spectrograms produced by Camus.

The accuracy of the experimental data depends on the shape of the observed structures. For wavenumbers and line splittings, it is higher in the IR range. The interpretation of Zeeman data is particularly

uneasy because of the hyperfine structure, and should not be expected to give accurate agreement, excepted when the hyperfine structure is negligible.

Data concerning the levels have been revised or determined as exposed in reference [10]; the values of the hyperfine splitting and of g-factor of the levels result of the study of the available structures, including less intense lines.

The output of the computer programs [14] which have been used in the analysis [10] displays a description of the lines and of the possible transitions, and provides arrays of the transitions involved in the determination of the levels characteristics. Fortuitous coincidences are included. This facilitates the check of every data and of their interpretation; moreover, checks of internal coherence limit the possibilities for transcription errors.

In the table, levels generally occur in several transitions, and, therefore, the consistency which is observed, of the order of $.01\text{cm}^{-1}$ for wavenumbers and for hyperfine splittings, is, indeed, a proof of the accuracy of the determination of the level characteristics.

Configuration and term assignment for the even energy levels have been deduced from the parametric interpretation of the characteristics of the even levels, given in reference [11]. It is only a first approximation of the wavefunction composition which involves two or three mixed configurations in intermediate coupling; a more detailed description is given in [11]. For the low even levels, the interpretation by Wyart et al. [15] has been used. In the present state, the upper odd levels are attributed to the configuration $4f^25d6p$, but

extended theoretical calculations, including at least the lower configurations, are needed.

Acknowledgments

The present state of the analysis is based on unpublished experimental material: lists of experimental values measured on grating spectrograms, supplied by R.Zalubas, Fourier transform spectrograms, including charts and numerical data, by J.Vergès and by P.Luc, Zeeman photographic spectrograms, by P.Camus.

Unpublished results of the analysis by J.Blaise are included.

Computer programs written by J.J.A Koot were essential in handling the data in the analysis, as well as for the presentation of the results for which the help of Y.Guedeney is to be acknowledged.

References

1. King, A.S., *Astrophys.J.*, **68**, 194 (1928)
2. White, H.E., *Phys. Rev.*, **34**, 1397 (1929)
3. Rosen, N., Harrison, G.R., and Mc Nally, J.R., Jr., *Phys. Rev.*, **60**, 722 (1941)
4. Zalubas, R., and Borchardt, B., R., *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 102 (1973)
5. Blaise, J., Vergès, J., Wyart, J.F., Camus, P., and Zalubas, R. 5th Conf. EGAS, Lund, Sweden (1973) et *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 1315 (1973)
6. Gerstenkorn, S., et Luc, P., *Nouv. Rev. Optique* **7**, 149 (1972)
7. Meggers, W.F., Corliss, C.H., and Scribner, B.F., *Table of Spectral Line Intensities, Part I, Natl. Bur. Stand. Monograph* **145**, p.203, U.S. G.P.O. Washington D.C. (1975)
8. Blaise, J., Wyart, J.F., Camus, P., *Gmelin Handbuch der*

- Anorganischen Chemie 8. Auflage p.168, Springer, Heidelberg (1976)
9. Martin, W.C., Zalubas, R., and Hagan, L., Atomic Energy Levels. The Rare Earth Elements (Natl. Bur. Stand.) NSRDS-NBS 60 , U.S. G.P.O. Washington D.C. (1978) p.102
 10. Ginibre. A., to be published in Physica Scripta
 11. Ginibre, A., to be published in Physica Scripta
 12. Ginibre, A., Physica Scripta, 23, 260 (1981)
 13. Ginibre, A., Thèse d'Etat, Orsay (1988)
 14. computer programs have been derived from those(unpublished 1973) written by J.J.A. Koot.
 15. Wyart, J.F., Blaise, J., Camus, P., Physica Scripta, 9, 325 (1974), and Wyart, J.F., unpublished data (1975)
 16. Murakawa, K., and Suwa, S., J. Phys. Soc. Japan 9, 93 (1954)
 17. Blaise, J., unpublished data

Explanation of Table

Ref	Reference, concerns the finding of the classification:
	a: Rosen, Harrison and Mc Nally (1941) [3]
	b: Murakawa (1953)[16]
	c: Blaise (1973)[17]
	d: Blaise [16]
	*: Ginibre[10]
	? is used when the classification given corresponds to a possible blend without experimental evidence, except for the lines at 12404 and 12939 cm^{-1} , for

which it indicates that alternative classification is possible in the PrI spectrum.

For the line at 12930cm^{-1} , Zeeman data agree with a classification in PrI

- λ Wavelength, in air, in \AA , deduced of σ by use of the Edlén formula
- σ Wavenumber of the line, in vacuum, in cm^{-1} . By convention, it is the wavenumber of the third hyperfine component in the order of decreasing intensity
- C Characteristics of the line:
B: Blend
R: Resolved(all 6 main components observed)
PR: Partially resolved
UR: Unresolved
The indications concerning resolution are given for $\sigma < 14550\text{cm}^{-1}$, so as to allow an estimation of the total intensity of the line
- I Intensity of the line
for $\sigma < 8500\text{ cm}^{-1}$, I is measured as intensity of the highest peak on the Fourier transform charts produced by Vergès
for $8500\text{ cm}^{-1} < \sigma < 14550\text{ cm}^{-1}$ I is the intensity of the peak of same wavenumber in the data by Zalubas and Borchartd
for $14550 < \sigma < 25000\text{cm}^{-1}$, I is the intensity value given in [7]

$\delta\sigma$	Difference $E_o - E_e - \sigma$ between the wavenumber of the observed line and the calculated wavenumber of the transition. According to the conventions used, exact values of E_o , E_e , and σ , yield $\delta\sigma=0$
$\Delta\sigma$	Total splitting of the line, i.e. wavenumber difference of the hyperfine structure components of higher and lower intensity ($\Delta\sigma>0$ if the component of higher intensity has the larger wavenumber)
ΔW	Total splitting calculated for the transition as difference of the splittings of the involved levels
W_o	Total splitting of the odd level, i.e. energy difference between the sublevels of higher and of lower value of the total momentum quantum number F ; $W_o>0$ if the sublevel of higher F value is higher
label o	Configuration and term assignment corresponding to the parametric interpretation of the odd levels by Wyart et al. [14], for the lower configurations $4f^26s$ and $4f^25d$
E_o	Energy of the odd level; by convention, it is the energy of the third hyperfine sublevel in the order of decreasing F values a * at right-hand of E_o indicates a level found in the analysis presented in [10]
J_o	J value of the odd level
E_e	Energy of the even level; same convention as for E_o
J_e	J value of the even level
label e	Configuration and term assignment corresponding to

the parametric interpretation of the even levels given in [11]

Zeeman data Observed data; the following quantities (in U.L.) and designations which are defined for unperturbed Zeeman effect, and the corresponding relations which, then, give the g-values as a function of these characteristics, are used for an approximate description and interpretation of the patterns of Zeeman effect of hyperfine structure observed for praseodymium

The uncertainties depend on the shape of the observed structure

2f Distance between the strongest σ^+ and σ^- components (or their centres of gravity when double in $\Delta J=0$ transitions)

e Distance between components; it corresponds to the g difference for unperturbed Zeeman effect.

2Je Width of the π components pattern, which consists of 2J equal intervals only for unperturbed Zeeman patterns

$\Delta J=0$ Observed type of transition:
 π component intensities are decreasing to zero towards the centre; σ^+ , and σ^- patterns, each, are symmetrical relatively to the centres of gravity of the pairs of components of larger intensity;
 for unperturbed Zeeman effect, $g=f\pm e/2$

$\Delta J=1$ Observed types of transition SI and SO, differentiated

by the shape of the σ patterns; in both cases, π component intensities are decreasing to zero towards the edges

SI

Shade In

the intensity of the $\sigma+$ and $\sigma-$ components decreases towards the centre of the pattern;
for unperturbed Zeeman effect,
 $g_{J+1} = f - Je$ and $g_J = f - (J+1)e$ (so $g_{J+1} > g_J$)

SO

Shade Out

the intensity of the $\sigma+$ and $\sigma-$ components decreases towards the edges of the pattern;
for unperturbed Zeeman effect,
 $g_{J+1} = f + Je$ and $g_J = f + (J+1)e$ (so $g_{J+1} < g_J$)

Tr

Triplet:

patterns reduced to 3 narrow lines, corresponding to any of the previous cases when e is small

Table: Classified strong lines of singly ionised praseodymium (PrII), observed data, classification, and level characteristics, between 2783 and 25000 cm^{-1}

R	λ	σ	C	I	$\delta\sigma$	$\Delta\sigma$	ΔW	Wo	We	label ^o	Eo	Jo	Ee	Je	label ^e	Zee-man data	g^o	g^e
*	34 344.3	2 910.90	UR	20	-20	0	45	655	700	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	7 659.72	8	10 570.64*	9	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$		1.14	1.12
c	32 969.5	3 032.28	R	10	-10	+550	553	833	1386	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	5 108.40	7	8 140.69	6	$f^2 d^2$.89	.81
*	32 820.9	3 046.01	PR	30	-10	-75	-66	656	590	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	9 255.19	10	12 301.21*	10	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$		1.20	1.18
c	30 508.1	3 276.92	R	23	0	+175	175	775	950	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	6 417.83	8	9 694.75	7	$f^2 d^2$		1.04	1.02
c	30 472.1	3 280.80	R	12	-20	+250	245	705	950	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	6 413.93	7	9 694.75	7	$f^2 d^2$		1.05	1.02
*	29 907.2	3 342.76	UR	23	-10	0	-35	626	590	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	8 958.44	9	12 301.21*	10	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$		1.22	1.18
*	28 760.4	3 476.06	UR	24	20	0	2	978	980	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	3 893.46	6	7 369.50*	7	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$.73	.98
c	28 526.6	3 504.54	UR	41	-20	80	-73	712	639	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	7 805.61	9	11 310.17	8	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.13	1.15
c	27 386.6	3 650.43	UR	60	-20	0	-16	655	639	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	7 659.72	8	11 310.17	8	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.14	1.15
c	26 845.6	3 723.99	R	22	-10	+938	931	705	1636	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	6 413.93	7	10 137.93	6	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$		1.05	1.00
c	26 767.4	3 734.87	R	22	0	-1062	-1097	893	-204	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	4 097.58	5	7 832.45	4	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$.69	.65
c	26 371.6	3 790.93	R	23	-10	+367	365	893	1258	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	4 097.58	5	7 888.52	5	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.69	.79
c	25 084.5	3 985.43	R	65	0	+519	519	781	1300	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	5 226.52	6	9 211.95	6	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.91	.95
c	25 024.1	3 995.060	B	90	0	+280	280	978	1258	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	3 893.46	6	7 888.52	5	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.73	.79
*	24 779.98	4 034.415	R	25	-5	+1067	1065	655	1720	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	7 659.72	8	11 694.14*	7	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$		1.14	1.12
c	24 382.17	4 100.239	R	55	-1	+449	449	893	1342	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	4 097.58	5	8 197.82	5	$f^2 d^2$.69	.80
c	24 362.52	4 103.546	R	98	-4	+467	467	833	1300	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	5 108.40	7	9 211.95	6	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.89	.95
c	23 620.75	4 232.411	R	20	1	+660	660	775	1435	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	6 417.83	8	10 650.24	7	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.04	1.05
c	23 347.86	4 281.880	R	15	0	-761	-761	893	132	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	4 097.58	5	8 379.46	5	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.69	.66
*	23 306.615	4 289.457	R	10	7	+894	894	781	1675	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	5 226.52	6	9 515.97*	5	$f^2 d^2$.91	.88
c	23 294.95	4 291.605	R	17	5	-724	-717	672	-45	$f^2 d^2 \text{ } ^5G$	8 965.57	2	13 257.17	3	$f^2 d^2 \text{ } ^5H$.37	.63
c	23 225.915	4 304.361	R	18	1	+359	364	978	1342	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	3 893.46	6	8 197.82	5	$f^2 d^2$.73	.80
c	23 216.91	4 306.030	R	35	10	+130	133	781	914	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	5 226.52	6	9 532.54	6	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.91	1.00
c	22 658.705	4 412.111	R	10	1	+617	610	550	1160	$f^2 d^2 \text{ } ^5G$	9 044.94	3	13 457.05	4	$f^2 d^2$.83	.83
c	22 597.045	4 424.150	PR	80	10	+80	81	833	914	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	5 108.40	7	9 532.54	6	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.89	1.00
c	22 494.57	4 444.305	R	15	5	-270	-271	781	510	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	5 226.52	6	9 670.82	6	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$.91	.98
c	22 285.47	4 486.005	R	90	5	-844	-846	978	132	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	3 893.46	6	8 379.46	5	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$.73	.66
*	22 265.78	4 489.972	R	30	12	+736	735	625	1360	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	8 958.44	9	13 448.40*	8	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$		1.22	
*	22 260.58	4 491.020	B	15	10	+741	740	500	1240	$f^2 d^2 \text{ } ^5G$	10 116.63	4	14 607.64*	5	$f^2 d^2$		1.07	
*	22 191.08	4 505.085	R	10	-5	-472	-475	655	180	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$	7 436.23	5	11 943.32*	4	$f^2 d^2$.88	1.03
*	22 181.94	4 506.942	R	60	22	-729	-731	781	50	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	5 226.52	6	9 733.44*	5	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$.91	.87
c	21 878.60	4 569.430	UR	90	20	70	75	775	850	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	6 417.83	8	10 987.24	7	$f^2 d^2$		1.04	1.13
c	21 860.02	4 573.313	R	35	3	+145	145	705	850	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	6 413.93	7	10 987.24	7	$f^2 d^2$		1.05	1.13
c	21 840.33	4 577.436	R	20	6	+480	480	655	1135	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	7 659.72	8	12 237.15	8	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.14	1.22
c	21 596.065	4 629.210	B	20	30	80	68	500	568	$f^2 d^2 \text{ } ^5G$	10 116.63	4	14 745.81	5	$f^2 d^2 \text{ } ^5J$		1.07	1.04
c	21 385.21	4 674.653	R	12	3	-263	-258	705	447	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	6 413.93	7	11 088.78	6	$f^2 d^2$		1.05	1.03
c	21 358.55	4 680.689	UR	98	-1	0	-15	625	610	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	8 958.44	9	13 639.13	9	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.22	1.23
c	21 093.14	4 739.585	R	90	-5	+629	629	712	1341	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	7 805.61	9	12 545.20	8	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.13	1.15
c	20 674.17	4 835.633	R	25	3	-220	-220	775	555	$f^2 d^2 \text{ } ^5L$	6 417.83	8	11 253.46	7	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.04	1.03
c	20 657.74	4 839.480	PR	70	-50	-150	-150	705	555	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$	6 413.93	7	11 253.46	7	$f^2 d^2 \text{ } ^5K$		1.05	1.03

c	14 929.342	6 696.389	R	25	-1	-851	-851	1801	950	f^3	f^3	7	9 694.75	7	$f^2 d^3$	1.18	1.02
c	14 919.067	6 701.001	R	15	1	-323	-327	623	296	$f^3 d$	$f^3 d$	6	15 166.04*	5		1.03	
c	14 911.981	6 704.230	PR	20	10	-170	-164	893	729	$f^3 d$	$f^3 d$	5	10 801.80	5	$f^2 d^3$.69	.95
c	14 910.769	6 704.730	R	15	10	-527	-529	775	246	$f^3 d$	$f^3 d$	8	13 122.55	7	$f^2 d^3$	1.04	1.07
c	14 732.083	6 786.052	R	60	2	-902	-902	1758	856	f^3	f^3	5	7 228.00	4	$f^2 d^3$.88	.62
c	14 545.665	6 873.022	R	50	-8	-1204	-1204	1843	639	f^3	f^3	8	11 310.17	8	$f^2 d^3$	1.25	1.15
c	14 369.816	6 957.130	UR	90	10	40	44	893	937	$f^3 d$	$f^3 d$	5	11 054.70	4	$f^2 d^3$.69	.90
c	14 162.963	7 058.740	UR	98	10	0	25	705	730	$f^3 d$	$f^3 d$	6	13 472.66	6	$f^2 d^3$	1.05	1.07
c	13 979.771	7 151.238	R	80	8	-180	-175	655	480	$f^3 d$	$f^3 d$	7	14 810.95	7	$f^2 d^3$	1.14	
c	13 838.427	7 224.280	UR	98	-10	30	-55	781	726	$f^3 d$	$f^3 d$	6	12 450.81*	5	$f^2 d^3$.91	
c	13 831.285	7 228.010	R	90	10	+1028	1030	-174	856	f^3	f^3	4	7 228.00	4	$f^2 d^3$.60	.62
c	13 794.975	7 247.035	R	15	5	+1587	1587	-152	1435	f^3	f^3	6	10 650.24	7	$f^2 d^3$	1.04	1.05
c	13 386.393	7 468.230	R	45	0	+1335	1335	-35	1300	f^3	f^3	6	9 211.95	6	$f^2 d^3$.86	.95
c	13 218.756	7 562.940	R	25	0	-471	-470	1770	1300	f^3	f^3	6	9 211.95	6	$f^2 d^3$	1.06	.95
c	13 065.112	7 651.879	R	60	-1	-363	-366	1801	1435	f^3	f^3	7	10 650.24	7	$f^2 d^3$	1.18	1.05
c	13 007.822	7 685.580	R	10	10	+590	599	-152	447	f^3	f^3	6	11 088.78	6	$f^2 d^3$	1.04	1.03
c	12 889.930	7 755.873	R	40	3	-416	-416	1758	1342	f^3	f^3	5	8 197.82	5	$f^2 d^3$.88	.80
c	12 853.385	7 777.924	R	25	-6	-200	-194	623	429	$f^3 d$	$f^3 d$	6	16 242.97	6	$f^2 d^3$	1.03	1.18
c	12 835.396	7 788.825	R	10	5	+956	949	-35	914	f^3	f^3	5	9 532.54	6	$f^2 d^3$.86	1.00
c	12 816.974	7 800.020	R	30	10	-710	-708	1843	1135	f^3	f^3	8	12 237.15	8	$f^2 d^3$	1.25	1.22
c	12 768.841	7 829.423	UR	40	3	0	-14	893	879	$f^3 d$	$f^3 d$	5	11 927.00	5		.69	.97
c	12 763.906	7 832.450	UR	45	0	0	-30	-174	-204	f^3	f^3	4	7 832.45	4	$f^2 d^3$.60	.65
c	12 756.650	7 836.905	R	10	-5	+708	705	-201	504	f^3	f^3	7	12 916.25	7	$f^2 d^3$	1.14	
c	12 742.288	7 845.738	R	12	-2	-712	-713	893	180	$f^3 d$	$f^3 d$	5	11 943.32*	4		.69	1.03
c	12 681.199	7 863.533	R	35	3	-856	-856	1770	914	f^3	f^3	6	9 532.54	6	$f^2 d^3$	1.06	1.00
c	12 673.179	7 886.522	R	90	2	+1432	1432	-174	1258	f^3	f^3	4	7 888.52	5	$f^2 d^3$.60	.79
c	12 594.954	7 937.516	R	10	6	-1629	-1626	1758	132	f^3	f^3	5	8 379.46	5	$f^2 d^3$.88	.66
c	12 513.965	7 988.887	R	35	7	-949	-951	1801	850	f^3	f^3	7	10 987.24	7	$f^2 d^3$	1.18	1.13
c	12 462.596	8 021.816	R	70	6	-1260	-1260	1770	510	f^3	f^3	6	9 670.82	6	$f^2 d^3$	1.06	.98
c	12 440.730	8 035.916	R	80	5	-861	-858	1758	900	f^3	f^3	5	8 477.86	5	$f^2 d^3$.88	.87
c	12 425.541	8 045.738	R	7	-2	-820	-820	1770	950	f^3	f^3	6	9 694.75	7	$f^2 d^3$	1.06	1.02
c	12 356.905	8 090.428	R	8	8	-1354	-1354	1801	447	f^3	f^3	7	11 088.78	6	$f^2 d^3$	1.18	1.03
c	12 330.044	8 108.053	R	4	4	-505	-502	1843	1341	f^3	f^3	8	12 545.20	8	$f^2 d^3$	1.25	1.15
c	12 195.022	8 197.824	R	25	4	+1516	1516	-174	1342	f^3	f^3	5	8 197.82	5	$f^2 d^3$.60	.80
c	12 123.568	8 246.140	UR	20	0	-50	-51	781	730	$f^3 d$	$f^3 d$	6	13 472.66	6	$f^2 d^3$.91	1.07
c	12 110.407	8 255.102	R	15	2	-1247	-1246	1801	555	f^3	f^3	7	11 253.46	7	$f^2 d^3$	1.18	1.03
c	12 067.016	8 284.786	R	4	6	-1135	-1134	1801	667	f^3	f^3	6	11 283.14	6	$f^2 d^3$	1.18	.94
c	12 027.787	8 311.807	R	5	-3	-1162	-1162	1801	639	f^3	f^3	7	11 310.17	8	$f^2 d^3$	1.18	1.15
c	11 930.678	8 379.46	PR	12	0	300	306	-174	132	f^3	f^3	5	8 379.46	5	$f^2 d^3$.60	.66
c	11 905.700	8 397.04	PR	5	20	-225	-225	705	480	$f^3 d$	$f^3 d$	7	14 810.95	7	$f^2 d^3$	1.05	

c	11 792.198	8 477.863	R	15	3	+1074	1074	-174	900	f ³ ₉ s ¹ /	.00	4	-	8 477.86	5	f ² d ² s ¹ /	.60	.87
c	11 790.468	8 479.107	R	10	-3	-1340	-1339	1843	504	f ³ ₉ s ¹ /	4 437.14	8	-	12 916.25	7	f ² d ²	1.25	1.15
c	11 646.131	8 584.193	R	8	3	-980	-980	1843	883	f ³ ₉ s ¹ /	4 437.14	8	-	13 021.33	6	f ² d ²	1.25	1.15
c	11 526.735	8 673.109	R	5	9	+360	352	-152	200	f ³ ₉ s ¹ /	3 403.21	6	-	12 076.31	8	f ² d ²	1.04	1.07
c	11 509.133	8 686.374	R	5	4	-457	-458	893	435	f ³ ₉ s ¹ /	4 097.58	5	-	12 783.95	4	f ² d ²	.69	1.04
c	11 494.455	8 697.466	R	5	6	+1090	1100	-201	899	f ³ ₉ s ¹ /	5 079.34	7	-	13 776.80	6	f ² d ² s ¹ /	1.14	1.13
c	11 461.216	8 722.690	R	5	0	+1250	1250	-35	1215	f ³ ₉ s ¹ /	1 743.72	5	-	10 466.41	4	f ² d ² s ¹ /	.86	.85
c	11 399.384	8 770.003	R	5	3	-470	-458	1758	1300	f ³ ₉ s ¹ /	441.95	5	-	9 211.95	6	s ¹ /	.88	.95
c	11 240.716	8 893.795	R	6	5	-1669	-1669	1758	89	f ³ ₉ s ¹ /	441.95	5	-	9 335.74	4	s ¹ /	.88	.67
c	11 162.494	8 956.119	R	3	-1	+1050	1054	-201	853	f ³ ₉ s ¹ /	5 079.34	7	-	14 035.46	7	f ² d ² s ¹ /	1.14	1.13
c	11 036.808	9 058.07	R	3	-10	+770	764	-35	729	f ³ ₉ s ¹ /	1 743.72	5	-	10 801.80	5	f ² d ²	.86	.95
c	11 012.687	9 077.95	R	4	0	-1800	-1801	1801	200	f ³ ₉ s ¹ /	2 998.36	7	-	12 076.31	6	s ¹ /	1.18	1.07
c	10 997.375	9 090.50	R	5	0	-840	-844	1758	914	f ³ ₉ s ¹ /	441.95	5	-	9 532.54	6	f ² d ² s ¹ /	.88	1.00
c	10 922.639	9 152.79	R	8	0	-1043	-1041	1770	729	f ³ ₉ s ¹ /	1 649.01	6	-	10 801.80	5	f ² d ²	1.06	.95
c	10 864.227	9 202.00	R	8	10	-1233	-1233	1843	610	f ³ ₉ s ¹ /	4 437.14	8	-	13 639.13	9	f ² d ² s ¹ /	1.25	1.23
c	10 820.929	9 238.81	R	4	20	-668	-666	1801	1135	f ³ ₉ s ¹ /	2 998.36	7	-	12 237.15	8	s ¹ /	1.18	1.22
c	10 737.067	9 310.98	R	5	0	+976	972	-35	937	f ³ ₉ s ¹ /	1 743.72	5	-	11 054.70	4	f ² d ² s ¹ /	.86	.90
c	10 719.728	9 326.04	R	3	10	-1254	-1244	1768	514	f ³ ₉ s ¹ /	441.95	5	-	9 767.98	4	f ² d ²	.88	.84
c	10 710.678	9 333.92	R	10	-10	+950	950	-174	776	f ³ ₉ s ¹ /	.00	4	-	9 333.93	3	f ² d ² s ¹ /	.60	.67
c	10 705.735	9 338.23	R	5	0	-920	-920	1770	850	f ³ ₉ s ¹ /	1 649.01	6	-	10 987.24	7	f ² d ²	1.06	1.13
c	10 697.910	9 345.06	B	2	0	+480	482	-35	447	f ³ ₉ s ¹ /	1 743.72	5	-	11 088.78	6	f ² d ²	.86	1.03
c	10 606.870	9 425.27	UR	15	-40	0	-40	550	510	f ³ ₉ s ¹ /	9 044.94	3	-	18 470.25	4	f ² d ²	.83	1.03
c	10 590.566	9 439.78	R	3	10	-1330	-1323	1770	447	f ³ ₉ s ¹ /	1 649.01	6	-	11 088.78	6	f ² d ²	1.06	1.03
c	10 509.007	9 513.04	R	15	0	+660	656	-152	504	f ³ ₉ s ¹ /	3 403.21	6	-	12 916.25	7	f ² d ²	1.04	1.03
c	10 479.902	9 539.43	R	15	10	+703	702	-35	667	f ³ ₉ s ¹ /	1 743.72	5	-	11 283.14	6	s ¹ /	.80	.94
c	10 471.812	9 546.83	R	4	-10	-459	-460	1801	1341	f ³ ₉ s ¹ /	2 998.36	7	-	12 545.20	8	s ¹ /	1.18	1.15
c	10 415.647	9 598.31	R	3	-10	-990	-990	1843	853	f ³ ₉ s ¹ /	4 437.14	8	-	14 035.46	7	f ² d ² s ¹ /	1.25	1.13
c	10 408.999	9 604.44	R	4	-10	-1215	-1215	1770	555	f ³ ₉ s ¹ /	1 649.01	6	-	11 253.46	7	f ² d ² s ¹ /	1.06	1.03
c	10 379.582	9 631.66	UR	20	-20	-230	-241	831	590	f ³ ₉ s ¹ /	13 029.09	8	-	22 660.77	7	s ¹ /	1.01	1.03
c	10 368.053	9 642.37	UR	25	-10	-200	-205	845	640	f ³ ₉ s ¹ /	11 418.61	7	-	21 060.99	6	s ¹ /	.90	
c	10 326.660	9 681.02	R	8	10	+846	837	-152	685	f ³ ₉ s ¹ /	3 403.21	6	-	13 084.22	6	f ² d ² s ¹ /	1.04	1.10
c	10 315.930	9 691.09	R	4	0	+600	602	-152	450	f ³ ₉ s ¹ /	3 403.21	6	-	13 094.30	5	f ² d ²	1.04	1.05
c	10 310.717	9 695.99	UR	25	10	-120	-122	1758	1636	f ³ ₉ s ¹ /	441.95	5	-	10 137.93	6	f ² d ² s ¹ /	.86	1.00
c	10 293.243	9 712.45	R	15	0	+652	652	-201	451	f ³ ₉ s ¹ /	5 079.34	7	-	14 791.79	8	f ² d ²	1.14	1.15
c	10 285.935	9 719.35	R	8	10	+398	398	-152	246	f ³ ₉ s ¹ /	3 403.21	6	-	13 122.55	7	s ¹ /	1.04	1.07
c	10 272.966	9 731.62	R	4	10	+683	681	-201	480	f ³ ₉ s ¹ /	5 079.34	7	-	14 810.95	7	f ² d ² s ¹ /	1.14	
c	10 241.563	9 761.46	R	10	0	-905	-906	1843	937	f ³ ₉ s ¹ /	4 437.14	8	-	14 198.60	7	f ² d ² s ¹ /	1.25	1.06
c	10 234.726	9 767.98	R	4	0	+685	688	-174	514	f ³ ₉ s ¹ /	.00	4	-	9 767.98	4	s ¹ /	.60	.84
c	10 128.987	9 869.95	R	3	-10	-1140	-1142	1843	701	f ³ ₉ s ¹ /	4 437.14	8	-	14 307.10	7	s ¹ /	1.25	1.04
c	10 035.575	9 961.82	R	4	10	+1579	1579	-152	1427	f ³ ₉ s ¹ /	3 403.21	6	-	13 365.02	6	f ² d ² s ¹ /	1.04	1.11

c	9 972.868	10 024.458	R	4	-2	-543	-543	1758	1215	f^3	f^1	441.95	5	-	10 466.41	4	$f^2 d^2$	$f^4 H$	Tr	f=1.00	.88	.85	
c	9 912.150	10 085.864	R	5	4	-1116	-1116	1801	685	f^3	f^1	2 998.36	7	-	13 084.22	6	$f^2 d^2$	$f^4 H$			1.18	1.10	
c	9 817.328	10 183.279	R	4	-1	+914	914	-35	879	f^3	f^1	1 743.72	5	-	11 927.00	5	$f^2 d^2$.86	.97	
*	9 784.101	10 217.861	R	4	1	-779	-780	1801	1021	f^3	f^1	2 998.36	7	-	13 216.22*	6	$f^2 d^2$				1.18		
c	9 650.007	10 359.846	R	4	-4	-1028	-1029	1758	729	f^3	f^1	441.95	5	-	10 801.80	5	$f^2 d^2$.88	.95	
c	9 571.291	10 445.046	UR	75	30	0	105	623	650	$f^3 d$	f^1	8 465.04	6	-	18 910.11	5	$f^2 d^2$	f^2	SI	f=1.08	2Je=.86	1.03	.95
c	9 460.31	10 567.58	BUR	15	-9	130	140	600	740	$f^3 d$	f^1	11 749.49	6	-	22 317.04	5	$f^2 d^2$				1.21	1.18	
c	9 455.235	10 573.251	UR	15	-9	130	140	600	740	$f^3 d$	f^1	11 611.01	8	-	22 184.27	7	$f^2 d^2$				1.24		
c	9 434.192	10 596.835	UR	98	-5	+308	305	720	1025	$f^3 d$	f^1	13 373.61	8	-	23 970.45	8	$f^2 d^2$	$f^2 K$	Tr	f=1.16	1.14	1.14	
c	9 387.106	10 649.989	R	4	-11	-1089	-1093	1843	750	f^3	f^1	4 437.14	8	-	15 087.14	7	$f^2 d^2$	$f^2 L$			1.25	1.05	
c	9 362.79	10 677.65	UR	75	-20	135	105	660	765	$f^3 d$	f^1	11 794.35	7	-	22 472.02	6	$f^2 d^2$				1.12		
c	9 256.404	10 800.367	UR	15	-23	0	8	550	558	$f^3 d$	f^1	9 044.94	3	-	19 845.33	4	$f^2 d^2$.83	.99	
c	9 255.182	10 801.794	BPR	5	-6	+901	903	-174	729	f^3	f^1	.00	4	-	10 801.80	5	$f^2 d^2$.60	.95	
c	9 247.743	10 810.483	UR	15	-7	60	75	576	650	$f^3 d$	f^1	8 099.62	4	-	18 910.11	5	$f^2 d^2$	f^2			.83	.95	
*	9 243.178	10 815.822	R	4	-28	-981	-981	1758	777	f^3	f^1	441.95	5	-	11 257.80*	4	$f^2 d^2$	f^2			.88		
c	9 221.547	10 841.193	R	8	3	-1092	-1091	1758	667	f^3	f^1	441.95	5	-	11 283.14	6	$f^2 d^2$	$f^2 K$.88	.94	
*	9 219.405	10 843.712	R	8	-18	+602	602	-174	428	f^3	f^1	.00	4	-	10 843.73*	3	$f^2 d^2$	$f^2 H$.60	.85	
c	9 200.149	10 866.407	UR	50	-13	30	-70	660	590	$f^3 d$	f^1	11 794.35	7	-	22 660.77	7	$f^2 d^2$				1.12	1.03	
c	9 168.522	10 903.891	R	3	1	+848	853	-152	701	f^3	f^1	3 403.21	6	-	14 307.10	7	$f^2 d^2$	f^1	SOT	f=1.05	1.04	1.04	
*	9 055.299	11 040.227	PR	2	-3	470	470	-35	436	f^3	f^1	1 743.72	5	-	12 783.96*	4	$f^2 d^2$.80	1.04	
c	8 872.857	11 267.234	R	5	-6	-1266	-1266	1770	594	f^3	f^1	1 649.01	6	-	12 916.25	7	$f^2 d^2$				1.00		
c	8 840.278	11 308.756	BUR	5	16	-1090	-1100	1801	701	f^3	f^1	2 998.36	7	-	14 307.10	7	$f^2 d^2$	f^1			1.18	1.04	
c	8 815.536	11 340.496	B	3	-4	+713	720	-35	685	f^3	f^1	1 743.72	5	-	13 084.22	6	$f^2 d^2$	$f^2 H$.86	1.10	
c	8 813.897	11 342.605	R	4	5	+720	720	-152	568	f^3	f^1	3 403.21	6	-	14 745.81	5	$f^2 d^2$	f^1			1.04	1.04	
c	8 763.569	11 407.743	R	2	3	+650	632	-152	480	f^3	f^1	3 403.21	6	-	14 810.95	7	$f^2 d^2$	f^1			1.04	1.04	
c	8 756.395	11 417.000	UR	25	-10	120	123	623	746	$f^3 d$	f^1	8 465.04	6	-	19 882.14	6	$f^2 d^2$				1.03		
c	8 755.378	11 418.416	UR	25	-4	-1060	-1056	1801	745	f^3	f^1	2 998.36	7	-	14 416.78	6	$f^2 d^2$				1.18	.93	
c	8 714.590	11 471.859	UR	10	-21	0	-5	655	650	$f^3 d$	f^1	7 438.23	5	-	18 910.11	5	$f^2 d^2$	f^2	$\Delta J=0$	f=.96	2Je=.64	.88	.95
c	8 605.308	11 617.543	UR	5	-37	60	-136	741	605	$f^3 d$	f^1	10 163.48	6	-	21 781.06	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$.93		
c	8 602.526	11 621.301	R	3	1	+1462	1462	-35	1427	f^3	f^1	1 743.72	5	-	13 365.02	6	$f^2 d^2$	f^2	SI	f=1.02	2Je=2.32	e=.19	1.14
c	8 532.985	11 716.010	BPR	0	0	-350	-343	1770	1427	f^3	f^1	1 649.01	6	-	13 365.02	6	$f^2 d^2$	$f^2 H$			1.06	1.14	
c	8 476.968	11 793.430	BPR	3	0	-1350	-1350	1801	451	f^3	f^1	2 998.36	7	-	14 791.79	8	$f^2 d^2$				1.18	1.15	
c	8 463.224	11 812.583	R	2	-7	-1321	-1321	1801	480	f^3	f^1	2 998.36	7	-	14 810.95	7	$f^2 d^2$	f^1			1.18		
c	8 455.299	11 823.655	R	3	5	-1047	-1040	1770	730	f^3	f^1	1 649.01	6	-	13 472.66	6	$f^2 d^2$	f^1	Tr	f=1.07	1.06	1.07	
*	8 324.901	12 008.854	R	3	-6	-1032	-1032	1758	726	f^3	f^1	441.95	5	-	12 450.81*	5	$f^2 d^2$	f^2			.88		
*	8 308.137	12 033.086	PR	4	6	+934	934	-35	899	f^3	f^1	1 743.72	5	-	13 776.80*	6	$f^2 d^2$	$f^2 H$.86		
c	8 181.34	12 219.58	UR	8	-20	150	-141	831	690	$f^3 d$	f^1	13 029.09	8	-	25 248.69	7	$f^2 d^2$	f^2			1.01	1.07	
*	8 122.794	12 307.65	R	3	-30	+782	781	-201	580	f^3	f^1	5 079.34	7	-	17 387.02*	7	$f^2 d^2$	f^1	$\Delta J=0$	f=1.14	1.14	1.14	
7	8 059.673	12 404.041	R	3	1	+886	886	-201	685	f^3	f^1	5 079.34	7	-	17 483.38	8	$f^2 d^2$	f^2	Tr	f=1.13	1.14	1.15	
d	8 046.607	12 424.182	R	2	2	+692	692	-35	657	f^3	f^1	1 743.72	5	-	14 167.90d	4	$f^2 d^2$.86		

•	7 942.399	12 587.192	R	3	2	+1043	1042	-152	890	f^2_a	2_j	3 403.21	6	-	15 990.40*	7	3_K	$\Delta J=0$	2Je=1.57	e=.11	1.14	1.04
c	7 915.203	12 630.441	UR	8	-9	0	0	590	590	f^2_d	3_j	10 030.32	7	-	22 660.77	7	3_K				1.06	1.03
c	7 897.915	12 658.088	UR	76	-2	-1071	-1069	1770	701	f^2_a	5_j	1 649.01	6	-	14 307.10	7	5_j	Tr	f=1.22		.86	.93
c	7 888.583	12 673.061	BPR	10	1	775	780	-35	745	f^2_a	2_j	1 743.72	5	-	14 416.78	6	f^2_d				.86	
•	7 841.287	12 749.501	R	8	1	+580	580	-35	545	f^2_a	3_j	1 743.72	5	-	14 493.22*	5	f^2_d				1.25	1.18
•	7 811.542	12 798.048	B	2	-12	-612	-613	1843	1230	f^2_a	5_j	4 437.14	8	-	17 235.20*	7	5_H				.87	1.05
•	7 806.527	12 806.270	PR	3	0	-1541	-1536	1758	220	f^2_a	5_j	441.95	5	-	13 248.22*	4	3_G				1.14	1.13
c?	7 791.550	12 830.887	UR	20	-3	50	-95	655	560	f^2_d	5_K	7 659.72	8	-	20 490.61	7	f^2_d	$\Delta J=0$	2Je=1.94	e=.15	1.04	1.08
•	7 786.162	12 839.765	R	15	6	672	681	-152	429	f^2_a	3_j	3 403.21	6	-	16 242.97	6	f^2_d	$\Delta J=0$	7f(=1.19	2Je=1.25	1.18	1.18
•?	7 726.225	12 939.371	PR	3	1	-680	-701	1801	1100	f^2_a	5_j	2 998.36	7	-	15 937.73*	6	5_H	Tr				
•	7 719.949	12 949.890	R	3	10	-1250	-1263	1843	680	f^2_a	5_j	4 437.14	8	-	17 387.02*	7	f^2_d	SI ?	f=1.15		1.25	1.14
•	7 714.745	12 958.625	R	3	-5	-533	-530	1770	1240	f^2_a	5_j	1 649.01	6	-	14 607.64*	5	5_H				1.06	1.07
c	7 704.925	12 975.140	B	5	0	250	-280	845	565	f^2_d	3_L	11 418.61	7	-	24 393.75	6	f^2_d	Tr	f=1.13		1.14	1.03
c	7 691.443	12 997.885	B	3	-5	+1338	1346	-201	1145	f^2_a	3_j	5 079.34	7	-	18 077.23	7	f^2_d				.88	
c	7 681.264	13 016.109	R	4	9	-597	-598	1758	1160	f^2_a	5_j	441.95	5	-	13 457.05	4	f^2_d				1.18	1.07
•	7 675.964	13 024.095	R	3	5	-1141	-1141	1801	660	f^2_a	5_j	2 998.36	7	-	16 022.45*	6	f^2_d				.88	1.07
c	7 672.050	13 030.740	R	2	30	-1040	-1028	1758	730	f^2_a	5_j	441.95	5	-	13 472.66	6	f^2_d				1.11	1.07
c	7 645.668	13 075.703	B	6	-27	0	-1	811	810	f^2_d	5_j	14 705.96	9	-	27 781.69	8	f^2_p				.86	.63
•	7 593.707	13 165.175	PR	1	-15	680	680	-35	645	f^2_a	3_j	1 743.72	5	-	14 908.91*	5	f^2_d	Tr	f=.63		1.06	.85
c	7 541.011	13 257.171	UR	10	1	100	129	-174	-45	f^2_a	5_j	.00	4	-	13 257.17	3	f^2_d				1.06	1.16
•	7 539.471	13 259.980	BR	3	-20	-1145	-1125	1770	645	f^2_a	5_j	1 649.01	6	-	14 908.91*	5	f^2_d				.88	.85
•	7 497.066	13 334.880	R	2	30	-865	-859	1758	890	f^2_a	5_j	441.95	5	-	13 776.80*	6	f^2_d	SO	2Je=2.10		1.01	1.06
c	7 451.723	13 416.021	BUR	15	21	-140	-191	831	640	f^2_d	3_L	13 029.09	8	-	26 445.09	7	f^2_d		e=.98	7e=.16	.88	1.11
•	7 451.445	13 416.52	B	15	0	-1300	-1328	1758	430	f^2_a	5_j	441.95	5	-	13 858.47	4	f^2_d	SO	f=.71	2Je=.79	1.11	1.10
c	7 407.568	13 495.991	UR	5	1	-30	-41	811	770	f^2_d	3_L	14 705.96	9	-	28 201.95	8	f^2_d	Tr	f=1.08		1.06	.85
•	7 396.032	13 517.040	BR	3	10	-1462	-1474	1770	296	f^2_a	5_j	1 649.01	6	-	15 166.04*	5	f^2_d				.88	.85
c	7 318.468	13 660.298	R	3	8	-1500	-1500	1758	258	f^2_a	5_j	441.95	5	-	14 102.24	4	f^2_d				1.04	1.15
•	7 285.721	13 721.697	BR	2	-3	+1060	1062	-152	910	f^2_a	3_j	3 403.21	6	-	17 124.91*	7	f^2_d	SO	f=.26	2Je=1.45	1.01	1.11
c	7 227.700	13 831.848	UR	15	-12	40	-96	831	735	f^2_d	3_L	13 029.09	8	-	26 860.95	7	f^2_p				1.14	1.10
c	7 208.845	13 868.026	R	1	6	495	500	590	1090	f^2_d	3_j	10 030.32	7	-	23 898.34	7	f^2_d				1.14	1.10
c	7 167.758	13 947.520	UR	3	10	50	76	590	665	f^2_d	3_j	10 030.32	7	-	23 977.83	6	f^2_d		f=1.15		1.14	1.15
c	7 153.735	13 974.859	UR	4	29	-1010	-1013	1758	745	f^2_a	5_j	441.95	5	-	14 416.78	6	f^2_d		f=1.05		.88	.93
c	7 137.315	14 007.010	UR	3	30		142	623	765	f^2_d	3_j	8 465.04	6	-	22 472.02	6	f^2_d				1.03	1.03
•	7 114.823	14 051.290		20	20	-1200	-1213	1758	545	f^2_a	5_j	441.95	5	-	14 493.22*	5	f^2_d				.86	.86
c	7 044.470	14 191.619	BUR	10	29	100	-255	845	590	f^2_d	3_L	11 418.61	7	-	25 610.20	6	f^2_d				.90	1.12
c	7 021.512	14 238.020	UR	20	-60	90	-135	845	710	f^2_d	3_L	11 418.61	7	-	25 656.69	6	f^2_p	$\Delta J=1$	g=.90	g=1.05	.90	1.05
c	6 975.855	14 331.208	UR	3	-2	0	-3	668	665	f^2_d	5_j	9 646.62	6	-	23 977.83	6	f^2_d				1.08	1.15
c	6 970.203	14 342.829	UR	8	-1	0	-50	655	605	f^2_d	3_j	7 438.23	5	-	21 781.06	6	f^2_d				.88	.88
•	6 947.988	14 388.667		27	-1200	-1221	1801	580	580	f^2_a	5_j	2 998.36	7	-	17 387.02*	7	f^2_d				1.18	1.14
c	6 938.632	14 408.069	UR	20	9	100	90	720	810	f^2_d	3_K	13 373.61	8	-	27 781.69	8	f^2_p				1.14	1.07

a	6 910.392	14 466.968	R	2	8	-1120	-1113	1758	645	$f^2 d^2$	5	14 908.91°	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$.88
c	6 900.274	14 488.181	UR	5	-19	0	19	626	645	$f^2 d^2$	4	9 128.66	4	$f^2 d^2$.91	
c	6 895.040	14 499.180	PR	1	-70	450	464	-35	429	$f^2 d^2$	5	16 242.97	6	$f^2 d^2$.86	
c	6 881.016	14 528.73	UR	3	-30	200	180	600	780	$f^2 d^2$	8	26 139.77	8	$f^2 d^2$			1.24	
a	6 850.405	14 593.65	B	17	30	-296	796	500	500	$f^2 d^2$	4	22 040.05	5	$f^2 d^2$.64	
												7e=.36					1.00	
c	6 850.253	14 593.975	B	17	15	-1350	-1341	1770	429	$f^2 d^2$	6	16 242.97	6	$f^2 d^2$	Tr	f=1.03	1.06	
c	6 846.605	14 601.75		9	-70	150	-155	655	500	$f^2 d^2$	5	22 040.05	5	$f^2 d^2$.88	
c	6 845.475	14 604.16		9	-10	55	660	715	704.35	$f^2 d^2$	7	26 398.52	6	$f^2 d^2$			1.12	
c	6 830.502	14 636.174		19	-16	20	0	720	720	$f^2 d^2$	8	28 009.80	7	$f^2 d^2$			1.14	
a	6 827.594	14 642.407		35	-3	+1393	1393	-201	1192	$f^2 d^2$	7	19 721.75°	8	$f^2 d^2$			1.14	
c	6 814.055	14 671.50		13	-50	-250	-231	741	510	$f^2 d^2$	6	24 835.03	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=.86	1.01	
c	6 812.870	14 674.052		17	32	+1290	1297	-152	1145	$f^2 d^2$	7	18 077.23	7	$f^2 d^2$	Tr	f=1.02	1.03	
c	6 811.771	14 676.42		11	20	200	137	623	760	$f^2 d^2$	6	23 141.44	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	f=1.06	1.06	
c	6 673.774	14 979.89		75	-20	150	-130	845	715	$f^2 d^2$	7	26 398.52	6	$f^2 d^2$.90	
c	6 673.409	14 980.71		55	0	150	-111	831	720	$f^2 d^2$	8	28 009.80	7	$f^2 d^2$			1.01	
c	6 656.876	15 018.027		76	17	50	-61	811	750	$f^2 d^2$	8	29 723.97	8	$f^2 d^2$	SO	f=.80	1.15	
c	6 618.339	15 105.36		11	-30	0	-140	845	705	$f^2 d^2$	7	26 524.00	6	$f^2 d^2$	SI	f=1.43	1.02	
c	6 593.741	15 161.71		9	-30	50	-35	575	540	$f^2 d^2$	5	23 281.36	5	$f^2 d^2$.83	
c	6 584.560	15 182.85	B	6	-10	190	530	720	720	$f^2 d^2$	6	28 009.80	7	$f^2 d^2$	SO	f=.84	1.14	
c	6 566.766	15 223.99		45	-10	+470	473	-35	438	$f^2 d^2$	6	16 987.72	6	$f^2 d^2$.86	
a	6 564.610	15 228.99		22	-20	130	-84	796	710	$f^2 d^2$	4	22 675.44	5	$f^2 d^2$	SI	f=1.60	.84	
c	6 518.791	15 336.03		16	20	150	-156	741	585	$f^2 d^2$	5	25 499.49	5	$f^2 d^2$	SO		1.00	
c	6 498.933	15 382.89		18	30	100	85	500	595	$f^2 d^2$	4	20 490.49	5	$f^2 d^2$	SO	f=.57	1.07	
c	6 486.962	15 411.278		9	8	+758	761	-201	560	$f^2 d^2$	7	20 490.61	7	$f^2 d^2$	Tr	f=1.14	1.13	
c	6 478.011	15 432.572		35	12	+820	820	-152	648	$f^2 d^2$	6	18 835.77	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.04	1.04	
a	6 475.260	15 439.13		9	0	50	39	796	835	$f^2 d^2$	5	22 885.56	5	$f^2 d^2$	SI	f=2.44	1.00	
a	6 454.840	15 487.97		9	10	50	-63	728	665	$f^2 d^2$	6	23 977.83	6	$f^2 d^2$	SI	f=2.34	1.15	
c	6 443.906	15 514.25		9	20	100	110	550	640	$f^2 d^2$	5	26 961.96	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.20	1.08	
c	6 442.797	15 516.92		7	-70	250	600	850	850	$f^2 d^2$	8	27 128.00	8	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=1.20	1.24	
c	6 431.842	15 543.35		45	0	180	-185	845	660	$f^2 d^2$	7	26 961.96	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=.90	1.08	
c	6 429.629	15 548.70		45	0	150	-161	831	670	$f^2 d^2$	8	28 577.79	7	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.01	1.19	
c	6 413.677	15 587.372		40	-8	50	44	626	670	$f^2 d^2$	4	24 716.04	5	$f^2 d^2$	Tr	f=.92	.91	
a	6 397.966	15 625.60		45	-10	180	167	728	895	$f^2 d^2$	6	24 115.48	6	$f^2 d^2$	SI	f=1.19	.97	
c	6 363.625	15 709.97		11	-40	150	-130	550	420	$f^2 d^2$	3	24 754.95	4	$f^2 d^2$	SI	f=1.13	.90	
c	6 347.109	15 750.85		28	0	120	140	530	670	$f^2 d^2$	6	28 577.79	7	$f^2 d^2$	SO	g=1.29	1.28	
c	6 318.127	15 823.10		11	-30	130	-115	655	540	$f^2 d^2$	5	23 261.36	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=.92	.88	
a	6 305.232	15 855.46		35	30	100	39	696	735	$f^2 d^2$	7	26 860.95	7	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.12	1.15	
d7	6 305.232	15 855.46		35	10	100	40	590	630	$f^2 d^2$	6	27 604.04d	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.12	1.13	
c	6 302.354	15 862.70		35	-20	80	99	616	716	$f^2 d^2$	5	26 398.52	6	$f^2 d^2$	SOT	f=.34	.99	
c	6 281.280	15 915.92		110	0	160	-51	706	655	$f^2 d^2$	3	23 660.08	4	$f^2 d^2$	SO	f=.14	.66	

A	6 278.684	15 922.50	40	-70	225	202	668	870	f^2_d	f^2_d	6	9 646.62	6	25 569.19	7	f^3_p	f^3_p	SI	f=1.07	2Je=.13	1.08	1.07
C	0 274.807	15 932.340	20	20	+789	780	-35	754	f^2_d	f^2_d	5	1 743.72	5	17 676.04	5	f^2_d	f^2_d	$\Delta J=0$	f=.88	2Je=.84	.86	.95
C	6 274.661	15 932.71	22	-10	75	550	625	f^2_d	f^2_d	5	11 447.73	5	27 380.45	5	f^2_d	f^2_d				1.20	1.06	
C	6 264.536	15 958.46	18	20	200	170	600	770	f^2_d	f^2_d	7	12 243.51	7	28 201.95	8	f^2_d	f^2_d		f=1.12	2Je=.24	1.18	1.16
A	6 262.539	15 963.55	40	-30	120	-78	668	590	f^2_d	f^2_d	6	9 646.62	6	25 610.20	6	f^2_d	f^2_d	$\Delta J=0$	f=1.11	2Je=.49	1.08	1.12
C	6 255.098	15 982.64	35	10	200	-176	741	565	f^2_d	f^2_d	6	10 163.48	6	26 146.01	5	f^2_d	f^2_d				.93	1.07
A	6 244.345	16 010.060	45	-10	50	42	668	710	f^2_d	f^2_d	6	9 646.62	6	25 656.69	6	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.06	2Je=.39	1.07	1.05
C	6 205.633	16 109.935	13	5	50	-35	500	485	f^2_d	f^2_d	4	10 116.63	4	26 226.56	4	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	g=1.07	g=.91	1.07	.91
C	6 200.808	16 122.47	35	-10	170	154	606	860	f^2_d	f^2_d	7	11 005.52	7	27 128.00	8	f^2_p	f^2_p	Tr	f=1.15		1.15	1.15
C	6 197.444	16 131.22	35	-10	170	175	560	735	f^2_d	f^2_d	6	10 729.72	6	26 860.95	7	f^2_p	f^2_p	SI	f=1.12		1.11	1.11
A	6 182.340	16 170.63	55	-50	225	210	600	810	f^2_d	f^2_d	8	11 611.01	8	27 781.69	8	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	g=1.24	g=1.07	1.24	1.07
A	6 165.940	16 213.64	270	-10	-150	-141	796	655	f^2_d	f^2_d	4	7 446.43	4	23 660.08	4	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	f=.69	2Je=.4	.64	.66
A	6 161.185	16 226.154	190	-16	50	-58	728	670	f^2_d	f^2_d	5	8 489.87	5	24 716.04	5	f^2_p	f^2_p				.93	.91
A	6 159.105	16 231.632	13	-18	0	28	562	590	f^2_d	f^2_d	5	9 378.55	5	25 610.20	6	f^2_d	f^2_d				1.05	1.12
C	6 157.816	16 235.03	22	-10	0	-26	741	715	f^2_d	f^2_d	6	10 163.48	6	26 398.52	6	f^2_p	f^2_p				.93	.99
C	6 148.243	16 260.31	0	0	150	130	590	720	f^2_d	f^2_d	6	11 749.49	6	28 009.80	7	f^2_p	f^2_p			2Je=1.1	1.21	1.14
A	6 141.516	16 278.12	35	-20	0	148	562	710	f^2_d	f^2_d	5	9 378.55	5	25 656.69	6	f^2_p	f^2_p	Tr	f=1.04		1.05	1.05
C	6 114.383	16 350.353	65	-7	50	30	720	750	f^2_d	f^2_d	8	13 373.61	8	29 723.97	8	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.14	2Je=.37	1.14	1.15
C	6 106.725	16 370.858	22	28	50	-41	628	585	f^2_d	f^2_d	4	9 128.66	4	25 499.49	5	f^2_d	f^2_d				.91	1.00
C	6 093.042	16 407.62	28	20	100	110	660	770	f^2_d	f^2_d	7	11 794.35	7	28 201.95	8	f^2_d	f^2_d	SI	f=1.45	2Je=.6	1.12	1.16
C	6 090.380	16 414.794	20	24	50	50	590	640	f^2_d	f^2_d	7	10 030.32	7	26 445.09	7	f^2_d	f^2_d	$\Delta J=0$	7f=1.07	7e=.76	1.14	1.06
C	6 087.515	16 422.517	65	-13	0	0	550	550	f^2_d	f^2_d	3	9 044.94	3	25 467.47	4	f^2_d	f^2_d	SI	f=1.10	2Je=.37	.83	.90
C	6 086.165	16 426.16	28	0	50	44	616	660	f^2_d	f^2_d	5	10 535.80	5	26 961.96	6	f^2_p	f^2_p				1.11	1.08
C	6 067.239	16 477.40	13	20	200	-201	741	540	f^2_d	f^2_d	6	10 163.48	6	26 640.86	5	f^2_d	f^2_d				.93	1.03
C	6 050.040	16 524.24	28	10	100	40	500	540	f^2_d	f^2_d	4	10 116.63	4	26 640.86	5	f^2_d	f^2_d				1.07	1.03
C	6 046.661	16 533.475	55	-5	100	-30	550	520	f^2_d	f^2_d	3	9 044.94	3	25 578.42	3	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	g=.83	g=.57	.83	.55
C	6 042.873	16 543.84	35	10	250	-321	741	420	f^2_d	f^2_d	6	10 163.48	6	26 707.31	6	f^2_d	f^2_d				.93	1.07
A	6 025.717	16 590.94	150	0	180	170	600	770	f^2_d	f^2_d	8	11 611.01	8	28 201.95	8	f^2_d	f^2_d	$\Delta J=0$	f=1.20	2Je=1.12	1.24	1.16
C	6 017.799	16 612.77	150	-80	180	-152	672	520	f^2_d	f^2_d	2	8 965.57	2	25 578.42	3	f^2_p	f^2_p	SI	7f=1.00	7e=.18	.37	.55
C	6 016.477	16 616.42	55	0	120	95	575	670	f^2_d	f^2_d	4	8 099.62	4	24 716.04	5	f^2_p	f^2_p	SI	f=1.21	2Je=.58	.83	.91
C	6 006.333	16 644.465	90	-5	80	-100	720	620	f^2_d	f^2_d	7	13 373.61	7	30 018.10	7	f^2_p	f^2_p	SO	f=.75	2Je=.72	1.14	1.21
C	6 002.422	16 655.33	29	0	180	-155	575	420	f^2_d	f^2_d	4	8 099.62	4	24 754.95	4	f^2_d	f^2_d	$\Delta J=0$	f=.88	2Je=.54	.83	.90
C	5 981.195	16 714.437	65	-3	0	30	660	690	f^2_d	f^2_d	7	11 794.35	7	28 508.79	6	f^2_p	f^2_p	Tr	f=1.12		1.12	1.09
A	5 967.822	16 751.893	110	-7	50	47	668	715	f^2_d	f^2_d	6	9 646.62	6	26 398.52	6	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	g=1.08	g=.99	1.08	.99
C	5 956.603	16 783.442	90	2	20	10	660	670	f^2_d	f^2_d	7	11 794.35	7	28 577.79	7	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.11	2Je=.99	1.12	1.19
C	5 951.739	16 797.16	20	10	-200	-172	672	500	f^2_d	f^2_d	3	8 965.57	2	25 762.72	3	f^2_d	f^2_d	3G	g=.86	e=.45	.37	.86
C	5 947.164	16 810.08	35	70	-250	-181	741	560	f^2_d	f^2_d	6	10 163.48	6	26 973.49	5	f^2_d	f^2_d				.93	1.12
C	5 940.721	16 828.312	65	12	50	80	590	670	f^2_d	f^2_d	6	11 749.49	6	28 577.79	7	f^2_p	f^2_p	SO	f=1.00	2Je=.26	1.21	1.19
C	5 939.906	16 830.62	160	-10	200	145	590	735	f^2_d	f^2_d	7	10 030.32	7	26 860.95	7	f^2_p	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.15	2Je=.34	1.14	1.11
C	5 930.655	16 856.873	40	13	50	60	500	560	f^2_d	f^2_d	4	10 116.63	4	26 973.49	5	f^2_d	f^2_d	SO			1.07	1.12

c	5	904.456	16	931.67	45	30	100	70	590	680	$f^3 d^2$	$^2 j$	10	030.32	7	-	26	961.96	6	$f^3 p$	$^6 H$	SI	f=1.64	2Je=.86	1.14	1.08
a	5	892.240	16	966.77	55	-10	120	70	600	670	$f^3 d$	$^6 j$	11	611.01	8	-	28	577.79	7	$f^3 p$	$^6 H$	SI	f=1.62	2Je=.76	1.24	1.19
a	5	879.246	17	004.271	80	-9	50	24	696	720	$f^3 d$	$^6 j$	11	005.52	7	-	28	009.80	7	$f^3 p$	$^3 K$	$\Delta J=0$	f=1.09		1.15	1.14
c	5	873.827	17	019.96	22	-10	200	153	562	715	$f^3 d$	$^6 H$	9	378.55	5	-	26	398.52	6	$f^3 p$	$^2 K$			1.05	.99	
c	5	868.827	17	034.46	80	10	0	-38	623	585	$f^3 d$	$^3 j$	8	465.04	6	-	25	499.49	5	$f^3 d^2$				1.03	1.00	
c	5	859.680	17	061.05	90	-10	200	140	550	690	$f^3 d$	$^6 G$	11	447.73	5	-	28	508.79	6	$f^3 p$	$^6 H$	SO	f=.67	2Je=.90	1.20	1.09
d	5	856.906	17	069.13	55	-10	100	14	616	630	$f^3 d$	$^3 H$	10	535.80	5	-	27	604.94d	6	$f^3 d^2$		Tr	f=1.20		1.11	1.13
c	5	852.827	17	081.61	45	0	50	50	500	550	$f^3 d$	$^6 G$	10	116.63	4	-	27	198.24	5			Tr	f=1.05		1.07	1.07
c	5	850.630	17	087.44	65	40	+720	712	-162	560	$f^3 d$	$^3 j$	3	403.21	6	-	20	490.61	7	$f^3 d^2$	$^2 j$			1.04	1.13	
c	5	847.081	17	097.81	65	-90	100	-161	626	465	$f^3 d$	$^2 H$	9	128.66	4	-	26	226.56	4		$^6 H$	$\Delta J=0$	f=.90	2Je=.2	.91	.91
c	5	844.644	17	104.94	35	10	+950	941	-201	740	$f^3 d$	$^6 G$	5	079.34	7	-	22	184.27	7	$f^3 d^2$				1.14		
c	5	830.944	17	145.13	45	-30	50	-33	623	590	$f^3 d$	$^3 j$	8	465.04	6	-	25	610.20	6	$f^3 d^2$	$^2 H$			1.03	1.12	
c	5	823.718	17	166.402	90	12	+700	685	-35	650	$f^3 d$	$^2 j$	1	743.72	5	-	18	910.11	5	$f^3 d^2$	$^2 j$.86	.95	
c	5	820.620	17	175.54	40	10	300	285	-35	250	$f^3 d$	$^3 j$	1	743.72	5	-	18	919.25*	4	$f^3 d^2$.86		
c	5	818.573	17	181.58	55	-40	100	-85	550	465	$f^3 d$	$^6 G$	9	044.94	3	-	26	226.56	4		$^6 H$.83	.91
c	5	815.331	17	191.16	160	0	100	90	530	620	$f^3 d$	$^6 G$	12	826.94	6	-	30	018.10	7	$f^3 p$	$^2 j$			1.28	1.21	
c7	5	815.165	17	191.65	160	0	100	87	623	710	$f^3 d$	$^3 j$	8	465.04	6	-	25	656.69	6	$f^3 p$	$^6 j$		f=1.05		1.03	1.05
c7	5	815.165	17	191.65	160	60	100	-27	562	535	$f^3 d$	$^6 H$	9	378.55	5	-	26	570.14*	4	$f^3 d^2$		$\Delta J=07$	f=1.05		1.05	1.05
a	5	813.645	17	196.44	16	10	100	74	696	770	$f^3 d$	$^6 j$	11	005.52	7	-	28	201.95	8	$f^3 d^2$	$^1 L$	$\Delta J=07$			1.15	1.16
a	5	810.579	17	205.22	40	-20	200	200	600	800	$f^3 d$	$^6 j$	11	611.01	8	-	28	816.25	9	$f^3 p$	$^6 K$			1.24	1.22	
a	5	791.365	17	262.30	45	-10	50	-22	562	540	$f^3 d$	$^6 H$	9	378.55	5	-	26	640.86	5	$f^3 d^2$		$\Delta J=0$	f=1.05	2Je=.18	1.05	1.03
c	5	790.865	17	263.79	16	-30	100	125	500	625	$f^3 d$	$^6 G$	10	116.63	4	-	27	380.45	5	$f^3 d^2$		Tr	f=1.02		1.07	1.06
c	5	788.930	17	269.56	16	-50	200	-126	796	670	$f^3 d$	$^6 j$	7	446.43	4	-	24	716.04	5	$f^3 p$	$^6 j$	$\Delta J=1$	g=.64	g=.91	.64	.91
c	5	786.173	17	277.79	65	-20	50	15	655	670	$f^3 d$	$^3 j$	7	438.23	5	-	24	716.04	5	$f^3 p$	$^6 j$	$\Delta J=0$	f=.88	2Je=.37	.88	.91
c	5	777.295	17	304.34	16	-20	50	-55	560	505	$f^3 d$	$^6 H$	10	729.72	6	-	28	034.08	6	$f^3 d^2$		$\Delta J=0$	f=1.12	2Je=.3	1.11	
a	5	775.906	17	308.50	11	-20	7700	-376	706	420	$f^3 d$	$^6 j$	7	446.43	4	-	24	754.95	4	$f^3 d^2$.64	.90	
c	5	773.165	17	316.72	45	0	100	-235	655	420	$f^3 d$	$^3 j$	7	438.23	5	-	24	754.95	4	$f^3 d^2$.88	.90	
c	5	769.786	17	326.86	16	-10	100	-108	668	560	$f^3 d$	$^6 j$	9	646.62	6	-	26	973.49	5	$f^3 d^2$				1.08	1.12	
c	5	769.170	17	328.71	22	-50	300	-142	562	420	$f^3 d$	$^6 H$	9	378.55	5	-	26	707.31	5					1.05	1.07	
c	5	756.169	17	367.851	90	1	50	-25	575	550	$f^3 d$	$^6 H$	8	099.62	4	-	26	467.47	4	$f^3 d^2$		$\Delta J=0$	g=.84	g=.90	.83	.90
c	5	753.028	17	377.33	22	-20	20	-3	623	620	$f^3 d$	$^3 j$	8	465.04	6	-	25	842.39	5	$f^3 d^2$		Tr	f=1.05	2Je=.2	1.03	1.00
c	5	747.954	17	392.67	11	-10	+970	966	-201	765	$f^3 d$	$^3 j$	5	079.34	7	-	22	472.02	6	$f^3 d^2$				1.14		
d	5	731.875	17	441.46	40	0	200	-111	741	630	$f^3 d$	$^3 K$	10	163.48	6	-	27	604.94d	6	$f^3 d^2$		$\Delta J=0$	e=.22	2Je=.27	.93	1.13
c7	5	731.875	17	441.46	40	-20	200	-91	626	535	$f^3 d$	$^3 H$	9	128.66	4	-	26	570.14*	4	$f^3 d^2$.91	1.05	
c	5	719.627	17	478.81	45	10	100	-55	575	520	$f^3 d$	$^6 H$	8	099.62	4	-	25	578.42	3	$f^3 p$	$^6 H$	SI	e=.27		.83	.55
a7	5	719.087	17	480.46	45	-50	150	315	775	1090	$f^3 d$	$^6 L$	6	417.83	8	-	23	898.34	7	$f^3 d^2$		SO	f=1.06	2Je=.2	1.04	1.10
c	5	719.087	17	480.46	45	0	150	150	600	750	$f^3 d$	$^6 H$	12	243.51	7	-	29	723.97	8	$f^3 p$	$^3 K$	SO	f=1.06	2Je=.2	1.18	1.15
a	5	711.637	17	503.26	40	-10	50	-6	696	690	$f^3 d$	$^6 j$	11	005.52	7	-	28	508.79	6	$f^3 p$	$^6 H$	SI	f=1.47	2Je=.53	1.15	1.09
a	5	695.899	17	551.62	22	0	100	-118	668	550	$f^3 d$	$^6 j$	9	646.62	6	-	27	198.24	5			Tr	f=1.07		1.08	1.07
a	5	689.209	17	572.26	22	-10	100	-26	696	670	$f^3 d$	$^6 j$	11	005.52	7	-	28	577.79	7	$f^3 p$	$^6 H$	$\Delta J=0$	f=1.19	2Je=.29	1.15	1.19

d	5 688.442	17 574.63		65	10	100	40	590	630	$f^2 d^2$	7	-	27 604.94d	6	$f^2 d^2$	Tr	f=1.30	2Je=.3	1.14	1.13
c	5 687.16	17 578.6	B	22	-50	-206	-206	626	420	$f^2 d^2$	4	-	26 707.31	5	$f^2 d^2$		e=.30		.91	1.07
a	5 687.173	17 578.55	B	22	10	-640	-633	893	260	$f^2 d^2$	5	-	21 676.12	5	$f^2 d^2$.69	1.00	
a	5 685.608	17 583.39		13	-20	150	98	562	660	$f^2 d^2$	5	-	26 961.96	6	$f^2 d^2$			1.05	1.08	
a	5 681.882	17 594.92		55	-20	100	-2	562	560	$f^2 d^2$	5	-	26 973.49	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.08	2Je=.70	1.05	1.12
a	5 677.033	17 609.95		16	0	50	-23	833	810	$f^2 d^2$	7	-	22 718.35	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=.89	g=1.05	.89	1.05
a	5 662.190	17 656.11		16	-30	200	-163	728	565	$f^2 d^2$	5	-	26 146.01	5	$f^2 d^2$.93	1.07	
c	5 654.229	17 680.97		35	0	100	-58	623	565	$f^2 d^2$	6	-	26 146.01	5	$f^2 d^2$	Tr	f=1.04		1.03	1.07
a	5 640.368	17 724.42		16	-10	100	-30	500	470	$f^2 d^2$	4	-	27 841.06*	4	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	2Je=.35	1.07		
c	5 638.787	17 729.389		55	9	+810	810	-201	609	$f^2 d^2$	7	-	22 808.72	8	$f^2 d^2$	Tr	f=1.14		1.14	1.14
c	5 636.466	17 736.69		22	0	200	-263	728	465	$f^2 d^2$	5	-	26 226.56	4	$f^2 d^2$	SI ↑	Tr	Tr	.93	.91
c	5 624.448	17 774.59		90	0	100	20	600	620	$f^2 d^2$	7	-	30 018.10	7	$f^2 d^2$	Tr	f=1.20		1.18	1.21
c	5 623.049	17 779.01		110	-60	200	130	560	690	$f^2 d^2$	6	-	28 508.79	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.14	2Je=.30	1.11	1.09
a	5 621.802	17 782.67		45	10	-600	-718	978	260	$f^2 d^2$	6	-	21 676.12	5	$f^2 d^2$.73	1.00	
a	5 610.216	17 819.68		55	-10	100	-12	562	550	$f^2 d^2$	5	-	27 198.24	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.06	2Je=.20	1.05	1.07
c	5 606.925	17 823.78		28	20	80	71	-35	36	$f^2 d^2$	5	-	19 567.48	4	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=.86	g=1.04	.86	1.04
c	5 605.654	17 834.18		90	-80	50	-186	706	520	$f^2 d^2$	3	-	25 576.42	3	$f^2 d^2$	Tr	f=.56	2Je=.19	.52	.55
c	5 601.304	17 848.03		13	-40	50	110	560	670	$f^2 d^2$	6	-	28 577.79	7	$f^2 d^2$	SI	f=1.45	2Je=.43	1.11	1.19
a	5 584.026	17 903.26		11	10	100	-110	550	440	$f^2 d^2$	5	-	29 350.98*	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.14		1.20	1.11
a	5 582.347	17 908.64	B	13	-10	100	-13	728	715	$f^2 d^2$	5	-	26 398.52	6	$f^2 d^2$.93	.99	
c	5 574.615	17 933.48		11	0	100	92	623	715	$f^2 d^2$	6	-	26 398.52	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	2Je=.6		1.03	.99
a	5 571.828	17 942.45		45	-20	-380	-393	893	500	$f^2 d^2$	5	-	22 040.05	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.69	g=1.00	.69	1.00
d	5 566.907	17 958.31		13	-10	0	-38	668	630	$f^2 d^2$	6	-	27 604.94d	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.13	2Je=.55	1.08	1.13
c	5 553.418	18 001.93		11	30	100	63	562	625	$f^2 d^2$	5	-	27 380.45	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.06	2Je=.16	1.05	1.06
c	5 545.012	18 029.22		55	-20	150	-105	655	550	$f^2 d^2$	4	-	25 467.47	4	$f^2 d^2$	SO	f=.75	2Je=.23	.88	.90
c	5 535.175	18 061.26		150	0	50	-70	655	585	$f^2 d^2$	5	-	25 499.49	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.88	g=.99	.88	1.00
c	5 525.911	18 091.54		28	0	+1070	1072	-152	920	$f^2 d^2$	6	-	21 494.76	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=07$	7e=.18		1.04	
c	5 522.830	18 101.63		45	20	600	593	-35	558	$f^2 d^2$	4	-	19 845.33	4	$f^2 d^2$		7e=.13		.86	.98
a	5 519.388	18 112.92		13	-40	200	150	600	750	$f^2 d^2$	8	-	29 723.97	8	$f^2 d^2$			1.24	1.15	
c	5 515.125	18 126.92		28	-20	50	-110	575	465	$f^2 d^2$	4	-	26 226.56	4	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=.88	2Je=.59	.83	.91
c	5 513.577	18 132.01		55	20	320	-276	796	520	$f^2 d^2$	4	-	25 578.42	3	$f^2 d^2$	Tr	Tr	.64	.55	
c	5 511.628	18 138.42	B	16	0	7800	781	-35	746	$f^2 d^2$	5	-	19 882.14	6	$f^2 d^2$.86		
a	5 509.153	18 146.57		65	-20	-490	-478	978	500	$f^2 d^2$	6	-	22 040.05	5	$f^2 d^2$	SO	g=.73	g=1.00	.73	1.00
c	5 432.050	18 404.14		28	-20	40	-35	655	620	$f^2 d^2$	5	-	25 842.39	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	7e=.17		.88	1.00
c	5 413.220	18 468.160		80	0	-1110	-1108	1758	650	$f^2 d^2$	5	-	18 910.11	5	$f^2 d^2$	Tr	f=.92		.88	.95
a	5 411.544	18 473.88		55	0	-400	-428	893	465	$f^2 d^2$	5	-	22 571.46	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.69	g=1.18	.69	1.17
a	5 410.542	18 477.30		45	0	-1510	-1508	1758	250	$f^2 d^2$	5	-	18 919.25*	4	$f^2 d^2$.88		
c	5 404.803	18 496.92		18	0	50	37	623	660	$f^2 d^2$	6	-	26 961.96	6	$f^2 d^2$			1.03	1.08	
a	5 381.701	18 576.32		18	-30	150	-146	626	480	$f^2 d^2$	4	-	27 705.01*	4	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=.95	2Je=.6	.91	.97
a	5 381.255	18 577.86		18	0	-300	-183	893	710	$f^2 d^2$	5	-	22 675.44	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	7e=.15		.69	.84

a	5 352.404	18 677.998	200	-2	-500	-513	978	465	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	3 893.46	6	-	22 571.46	5	$f^2 d^2$.73	1.17
c	5 343.892	18 707.75	55	-30	100	-90	655	565	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	7 436.23	5	-	26 146.01	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$e=.17$.88	1.07
a	5 342.575	18 712.36	20	-40	7100	-156	626	470	$f^3 d^2 \text{ } ^3 H$	9 128.66	4	-	27 841.06*	4				.91	1.15	
a	5 331.478	18 751.31	65	0	100	-116	781	665	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	5 226.52	6	-	23 977.83	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$g=.91$	$g=1.15$.73	.84
a	5 322.772	18 781.98	430	0	-260	-268	978	710	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	3 893.46	6	-	22 675.44	5	$f^3 p \text{ } ^6 K$					
a	5 321.814	18 785.36	40	-10	50	-15	655	640	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	7 659.72	8	-	26 445.09	7	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$				1.14	1.06
a	5 321.074	18 787.973	90	-7	40	-58	893	835	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	4 097.58	5	-	22 885.56	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$g=.70$	$g=1.01$.69	1.00
a	5 313.393	18 815.13	28	-50	150	-176	616	440	$f^3 d^2 \text{ } ^3 H$	10 535.80	5	-	29 350.98*	5	$f^2 d^2$	Tr	$f=1.11$		1.11	1.11
a	5 311.113	18 823.21	90	-40	200	185	625	810	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	8 956.44	9	-	27 781.69	8	$f^3 p \text{ } ^6 J$	SI	$f=2.44$	$2J_e=2.37$	1.22	1.07
a	5 308.982	18 830.87	22	10	40	-85	775	690	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	6 417.83	8	-	25 248.69	7	$f^2 d^2 \text{ } ^3 J$				1.04	1.07
a	5 298.098	18 869.45	230	20	160	-168	833	665	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	5 108.40	7	-	23 977.83	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$.89	1.15
a	5 292.620	18 888.08	340	20	100	114	781	895	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	5 226.52	6	-	24 115.48	6	$f^3 p \text{ } ^6 K$	$\Delta J=0$.91	.97
a	5 292.024	18 891.104	340	-4	+1231	1226	-201	1025	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	5 079.34	7	-	23 970.45	8	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$				1.14	1.14
c	5 285.649	18 913.89	90	60	850	847	-152	695	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	3 403.21	6	-	22 317.04	5	$f^2 d^2$				1.04	1.18
c	5 272.708	18 960.31	16	20	0	60	655	715	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	7 438.23	5	-	26 398.52	6	$f^3 p \text{ } ^6 K$.68	.99
a	5 263.852	18 992.10	180	0	120	-143	978	835	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	3 893.46	6	-	22 885.56	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	$g=.73$	$g=1.00$.73	1.00
a	5 259.737	19 007.068	680	-12	50	62	833	895	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	5 108.40	7	-	24 115.48	6	$f^3 p \text{ } ^6 K$	SO	$f=.64$	$2J_e=.54$.89	.97
a	5 251.707	19 036.13	65	-10	+1070	1096	-201	895	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	5 079.34	7	-	24 115.48	6	$f^3 p \text{ } ^6 K$	$\Delta J=1$			1.14	.97
a	5 243.691	19 065.23	20	-20	-130	-136	616	480	$f^3 d^2 \text{ } ^3 H$	10 535.80	5	-	29 601.05*	5	$f^2 d^2 \text{ } ^3 H$	Tr	$f=1.09$	$2J_e=.20$	1.11	1.07
c	5 242.708	19 068.81	22	0	+910	917	-152	765	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	3 403.21	6	-	22 472.02	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$			1.04	
a	5 220.108	19 151.36	560	0	80	96	775	870	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	6 417.83	8	-	25 569.19	7	$f^3 p \text{ } ^6 K$				1.04	1.07
a	5 219.048	19 155.25	360	-10	180	165	705	870	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	6 413.93	7	-	25 569.19	7	$f^3 p \text{ } ^6 K$				1.05	1.07
a	5 216.719	19 163.80	45	20	-350	-353	893	540	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	4 097.58	5	-	23 261.36	5	$f^2 d^2$.69	.95
a	5 207.893	19 196.28	150	10	100	-115	705	590	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	6 413.93	7	-	25 610.20	6	$f^2 d^2 \text{ } ^3 H$				1.05	1.12
a	5 206.581	19 201.19	360	-40	110	80	655	735	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	7 659.72	8	-	26 860.95	7	$f^3 p \text{ } ^6 J$				1.14	1.11
a	5 195.316	19 242.75	200	-10	0	5	705	710	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	6 413.93	7	-	25 656.69	6	$f^3 p \text{ } ^6 J$				1.05	1.05
a	5 195.116	19 243.40	150	-20	150	145	625	770	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	8 958.44	9	-	28 201.95	8	$f^2 d^2 \text{ } ^6 L$				1.22	1.16
c	5 191.323	19 257.548	200	-12	+743	742	-152	590	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	3 403.21	6	-	22 660.77	7	$f^3 p \text{ } ^6 K$	Tr	$f=1.03$		1.04	1.03
c	5 188.222	19 269.06	22	-20	250	-235	655	420	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	7 438.23	5	-	26 707.31	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$g=.88$	$g=1.07$.88	1.07
a	5 183.853	19 285.30	45	-50	250	-268	833	565	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	5 108.40	7	-	24 393.75	6	$f^2 d^2 \text{ } ^3 J$	SO	$f=.54$	$2J_e=.70$.89	.95
a	5 175.839	19 318.16	45	20	+940	962	-152	810	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	3 403.21	6	-	22 718.35	6					1.04	1.05
c	5 175.271	19 317.28	80	10	+680	675	-35	640	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	1 743.72	5	-	21 060.99	6	$f^3 p \text{ } ^6 K$	$\Delta J=1$.86	
a	5 173.905	19 322.38	620	-10	120	138	712	850	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	7 805.61	9	-	27 128.00	8	$f^3 p \text{ } ^6 K$	SO7	$f=.99$	$2J_e=.42$	1.13	1.15
a	5 161.749	19 367.98	200	-20	-450	-438	978	540	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	3 893.46	6	-	23 261.36	5	$f^2 d^2$	SO			.73	.95
c	5 156.515	19 387.54	80	0	+670	660	-35	625	$f^3 d^2 \text{ } ^3 J$	1 743.72	5	-	21 131.26	5	$f^2 d^2$	SI7			.86	
c	5 152.305	19 403.385	100	5	-1200	-1200	1758	558	$f^3 d^2 \text{ } ^6 J$	441.95	5	-	19 845.33	4	$f^2 d^2$	SI	$f=.85$.88	.99
a	5 135.141	19 468.24	270	-40	150	195	655	850	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	7 659.72	8	-	27 128.00	8	$f^3 p \text{ } ^6 K$	Tr	$f=1.13$		1.14	1.15
a	5 129.536	19 489.51	410	-10	100	-111	781	670	$f^3 d^2 \text{ } ^6 K$	5 226.52	6	-	24 716.04	5	$f^3 p \text{ } ^6 J$	Tr	$f=.91$.91	.91
a	5 118.031	19 533.32	22	10	-810	-818	1843	1025	$f^3 d^2 \text{ } ^6 J$	4 437.14	8	-	23 970.45	6	$f^2 d^2 \text{ } ^6 K$	$\Delta J=0$			1.25	1.14
a	5 110.763	19 561.10	560	40	110	144	656	800	$f^3 d^2 \text{ } ^6 L$	9 255.19	10	-	26 816.25	9	$f^3 p \text{ } ^6 K$	SO	$f=1.00$	$2J_e=.41$	1.20	1.22

a	5	110.384	19	562.55	360	50	-230	-238	893	655	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	4	097.58	5	-	23	660.08	4	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	Tr	f=.68	.69	.66
c	5	070.023	19	718.28	28	0	320	335	-35	300	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	4	743.72	5	-	21	462.00	4	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	Tr	f=1.06	.86	1.06
a	5	064.896	19	738.24	28	10	+760	912	-152	760	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	3403.21	6	-	23	141.44	4	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	Tr	f=1.06	1.04	1.06
c	5	037.458	19	845.75	65	10	-860	-850	1770	920	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	1649.01	6	-	21	404.75	5	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=17$	2Je=.8	1.06	1.06
a	5	034.406	19	857.78	270	-30	170	175	625	800	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	9	8958.44	9	-	28	816.25	9	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	Tr	f=1.21	1.22	1.22
a	5	015.543	19	932.46	28	60	+200	295	-35	260	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	1743.72	5	-	21	676.12	5	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	f=1.60	.86	1.00
a	5	004.804	19	976.03	45	-50	100	98	712	810	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	8	7805.61	9	-	27	781.69	8	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	SI	f=1.60	1.13	1.07
a	5	002.438	19	984.68	90	90	60	10	705	715	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	6413.93	7	-	26	398.52	6	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	SI	f=1.44	1.05	.99
c	4	989.292	20	037.33	90	-10	+670	640	-36	605	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	1743.72	5	-	21	781.06	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	SI	f=1.44	.86	.86
a	4	956.640	20	169.33	80	-20	+860	891	-201	690	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	5079.34	7	-	25	248.69	7	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	f=1.21	1.14	1.07
a	4	943.729	20	222.00	28	-20	50	-83	978	895	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	3893.46	6	-	24	115.48	6	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.73	.97
a	4	925.631	20	296.30	28	-30	+540	535	-35	500	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	1743.72	5	-	22	040.05	5	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.86	1.00
a	4	912.625	20	350.03	55	-50	0	65	655	720	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	8	7659.72	8	-	28	009.80	7	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.14	1.14
a	4	901.474	20	396.33	28	-10	50	58	712	770	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	9	7805.61	9	-	28	201.95	8	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.13	1.16
c	4	890.260	20	443.10	55	-20	50	-40	775	735	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	8	6417.83	8	-	26	860.95	7	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	SO	f=.46	1.04	1.11
a	4	866.042	20	460.75	28	-40	0	37	833	870	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	5108.40	7	-	25	569.19	7	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.89	1.07
a	4	879.107	20	489.83	11	-20	+1120	1071	-201	870	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	5079.34	7	-	25	569.19	7	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.14	1.07
a	4	877.844	20	495.136	90	5	+1241	1242	-152	1090	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	3403.21	6	-	23	898.34	7	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.04	1.10
a	4	876.259	20	501.80	35	0	200	-243	833	590	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	5108.40	7	-	25	610.20	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.89	1.12
a	4	865.288	20	548.03	55	0	0	-45	705	660	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	6413.93	7	-	26	961.96	6	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.05	1.08
c	4	865.231	20	548.27	55	-20	50	-123	833	710	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	5108.40	7	-	25	656.69	6	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.89	1.05
c	4	858.997	20	574.63	28	10	900	817	-152	665	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	3403.21	6	-	23	977.83	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.04	1.15
c	4	848.527	20	619.06	40	30	-1120	-1118	1758	640	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	441.95	5	-	21	060.99	4	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.88	.88
a	4	839.528	20	657.40	40	30	-500	-473	893	420	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	4097.58	5	-	24	754.95	4	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.69	.90
c	4	837.040	20	668.025	45	-5	-1040	-1078	1770	695	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	1649.01	6	-	22	317.04	5	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	1.06	1.18
c	4	832.064	20	689.31	40	0	-1190	-1133	1788	625	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	441.95	5	-	21	131.26	5	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.88	.88
c	4	822.977	20	728.29	90	-10	+810	800	-35	765	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	1743.72	5	-	22	472.02	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=.75	.86	.86
a	4	814.344	20	765.46	45	-70	+320	125	625	750	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	9	8958.44	9	-	29	723.97	8	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	SI	g=1.22	1.22	1.15
a	4	801.125	20	822.63	1830	50	300	-308	978	670	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	3893.46	6	-	24	716.04	5	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	.73	.91
a	4	783.359	20	899.97	110	-10	-720	-711	1801	1090	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	2998.36	7	-	23	898.34	7	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.18	1.10
a	4	779.227	20	918.04	28	-30	+50	15	655	670	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	8	7659.72	8	-	28	577.79	7	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.14	1.19
a	4	765.232	20	979.47	65	0	-1150	-1136	1801	665	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	2998.36	7	-	23	977.83	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.18	1.15
c	4	762.719	20	990.54	100	0	+740	717	-152	565	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	3403.21	6	-	24	393.76	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.04	.95
c	4	757.911	21	011.75	80	-10	-1190	-1180	1770	590	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	1649.01	6	-	22	660.77	7	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.06	1.03
c	4	756.035	21	020.04	65	-10	-1480	-1458	1758	300	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	441.95	5	-	21	462.00	4	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.06	1.03
c	4	746.920	21	060.40	150	-30	+990	981	-201	780	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	8	5079.34	8	-	26	139.77	8	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.14	1.19
a	4	744.908	21	069.34	90	0	-950	-960	1770	810	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	6	1649.01	6	-	22	718.35	6	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.06	1.05
a	4	734.172	21	117.11	45	-10	-1000	-906	1801	895	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	7	2998.36	7	-	24	115.48	6	$f^2 p^2$	$f^2 p^2$	$\Delta J=1$	g=1.22	1.18	.97
a	4	728.634	21	141.84	65	0	+860	870	-35	835	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	1743.72	5	-	22	885.56	5	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=1.22	.86	1.00
a	4	708.073	21	234.17	140	0	-1510	-1498	1758	260	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	5	441.95	5	-	21	676.12	5	$f^2 d^2$	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	g=1.22	.88	1.00

a	4 707.543	21 236.56	55	10	-930	-935	1770	835	f^2_a	f^2_a	1 649.01	6	-	22 885.56	6	$f^2_d^2$	1.06	1.00
c	4 684.922	21 339.10	55	-10	-1130	-1153	1758	605	f^2_a	f^2_a	441.95	5	-	21 781.06	6	$f^2_d^2$.88	
a	4 679.078	21 365.75	40	0	+800	841	-201	640	f^2_a	f^2_a	5 079.34	7	-	26 445.09	7	$f^2_d^2$	1.14	1.06
a	4 678.172	21 369.89	55	0	400	-343	893	550	f^2_d	f^2_d	4 097.58	5	-	25 467.47	4	$f^2_d^2$.60	.90
a	4 672.090	21 397.71	270	-10	810	795	-35	760	f^2_a	f^2_a	1 743.72	5	-	23 141.44	6	$f^2_d^2$.86	1.06
a	4 664.656	21 431.81	140	-10	+670	662	-152	510	f^2_a	f^2_a	3 403.21	6	-	24 835.03	6	$f^2_d^2$	1.04	1.01
c	4 658.098	21 461.98	28	-20	500	474	-174	300	f^2_a	f^2_a	.00	4	-	21 462.00	4	$f^2_d^2$.60	.97
a	4 651.501	21 492.42	200	-10	-990	-1010	1770	760	f^2_a	f^2_a	1 649.01	6	-	23 141.44	6	$f^2_d^2$	1.06	1.06
a	4 646.081	21 517.63	140	-10	+520	575	-35	540	f^2_a	f^2_a	1 743.72	5	-	23 261.36	5	$f^2_d^2$.86	.95
c	4 643.485	21 529.52	110	10	-1240	-1243	1758	515	f^2_a	f^2_a	441.95	5	-	21 971.46	4	$f^2_d^2$.88	.84
a	4 628.743	21 598.09	270	-10	-1255	-1258	1758	500	f^2_a	f^2_a	441.95	5	-	22 040.05	5	$f^2_d^2$.88	1.00
a	4 627.042	21 606.03	35	0	-400	-393	978	585	f^2_d	f^2_d	3 893.46	6	-	25 499.40	5	$f^2_d^2$.73	1.00
a	4 617.998	21 648.34	22	10	400	-400	900	1300	f^2_d	f^2_d	30 860.28*	6	-	9 211.95	6	$f^2_d^2$.85	.95
a	4 612.078	21 676.13	140	10	+435	434	-174	260	f^2_a	f^2_a	.00	4	-	21 676.12	5	$f^2_d^2$.60	1.00
c	4 606.448	21 702.62	40	-10	-1060	-1063	1843	780	f^2_a	f^2_a	4 437.14	8	-	26 139.77	8	$f^2_d^2$	1.25	
a	4 600.383	21 731.23	35	0	+430	420	600	180	f^2_dp	f^2_dp	33 674.55	5	-	11 943.32*	4	$f^2_d^2$.97	1.03
c	4 596.933	21 747.54	65	-10	300	-279	600	879	f^2_dp	f^2_dp	33 674.55	5	-	11 927.00	5	$f^2_d^2$.97	.97
a	4 595.879	21 752.53	28	-20	7100	-98	833	735	f^2_d	f^2_d	5 108.40	7	-	26 860.95	7	$f^2_d^2$.89	1.11
c	4 593.934	21 761.74	28	0	+770	775	-35	740	f^2_a	f^2_a	1 743.72	5	-	23 505.46	6	$f^2_d^2$.86	
a	4 578.170	21 836.67	55	0	-1290	-1291	1801	510	f^2_a	f^2_a	2 998.36	7	-	24 835.03	6	$f^2_d^2$	1.18	1.01
a	4 576.326	21 845.47	65	-10	+830	842	-152	690	f^2_a	f^2_a	3 403.21	6	-	25 248.69	7	$f^2_d^2$	1.04	1.07
a	4 570.538	21 873.13	65	-10	+670	680	-35	645	f^2_a	f^2_a	1 743.72	5	-	23 616.86	5	$f^2_d^2$.86	.95
c7	4 570.538	21 873.13	65	-100	+670	-1	700	701	f^2_dp	f^2_dp	36 180.33*	7	-	14 307.10	7	$f^2_d^2$	1.03	1.04
a	4 568.534	21 882.63	22	10	+880	861	-201	660	f^2_a	f^2_a	5 079.34	7	-	26 961.96	6	$f^2_d^2$	1.14	1.08
c	4 563.151	21 908.54	200	10	+640	660	-35	625	f^2_a	f^2_a	1 743.72	5	-	23 652.25	5	$f^2_d^2$.86	.98
a	4 563.120	21 908.69	200	10	-130	1170	1300	1300	f^2_dp	f^2_dp	31 120.63*	6	-	9 211.95	6	$f^2_d^2$.85	.95
a	4 550.831	21 967.85	35	0	-1120	-1125	1770	645	f^2_a	f^2_a	1 649.01	6	-	23 616.86	5	$f^2_d^2$	1.06	1.07
c	4 550.077	21 971.49	28	30	650	689	-174	515	f^2_a	f^2_a	.00	4	-	21 971.46	4	$f^2_d^2$.60	.84
a	4 549.825	21 972.71	40	0	500	495	715	220	f^2_dp	f^2_dp	35 220.93	5	-	13 248.22*	4	$f^2_d^2$.95	1.05
c	4 542.527	22 008.01	65	60	-1200	-1203	1843	640	f^2_a	f^2_a	4 437.14	8	-	26 445.09	7	$f^2_d^2$	1.25	1.06
c	4 542.527	22 008.01	65	40	200	152	666	514	f^2_dp	f^2_dp	31 775.95	4	-	9 767.98	4	$f^2_d^2$.82	.84
a	4 535.923	22 040.05	340	0	+674	674	-174	500	f^2_a	f^2_a	.00	4	-	22 040.05	5	$f^2_d^2$.60	1.00
a	4 534.154	22 046.65	340	-10	+1060	1051	-201	850	f^2_a	f^2_a	5 079.34	7	-	27 128.00	8	$f^2_d^2$	1.14	1.15
a	4 520.764	22 113.95	200	30	400	463	1130	667	f^2_dp	f^2_dp	33 397.06*	7	-	11 283.14	6	$f^2_d^2$.95	.94
a	4 517.582	22 129.53	200	20	-1280	-1293	1758	465	f^2_a	f^2_a	441.95	5	-	22 571.46	5	$f^2_d^2$.88	1.17
a	4 510.153	22 165.98	790	0	+1020	1022	-152	870	f^2_a	f^2_a	3 403.21	6	-	25 569.19	7	$f^2_d^2$	1.04	1.07
a	4 501.822	22 207.00	40	10	+740	742	-152	590	f^2_a	f^2_a	3 403.21	6	-	25 610.20	6	$f^2_d^2$	1.04	1.12
a	4 496.456	22 233.50	1100	10	-1044	-1048	1758	710	f^2_a	f^2_a	441.95	5	-	22 675.44	5	$f^2_d^2$.88	.84
a	4 498.329	22 234.13	1100	20	690	700	-35	665	f^2_a	f^2_a	1 743.72	5	-	23 977.83	6	$f^2_d^2$.86	1.15
c	4 494.184	22 244.74	35	0	-1460	-1458	1758	300	f^2_a	f^2_a	441.95	5	-	22 696.69	4	$f^2_d^2$.88	

a	4 493.253	22 249.35	20	-610	-680	1770	1090	$f^2_{d^2}$	1 649.01	6	-	23 898.34	7	$f^2_{d^2}$	1.06	1.10
a	4 493.055	22 250.33	0	-1100	-1111	1801	690	$f^2_{d^2}$	2 998.36	7	-	25 248.69	7	$f^2_{d^2}$	1.18	1.07
a	4 492.415	22 253.50	55	+870	862	-152	710	$f^2_{d^2}$	3 403.21	6	-	25 656.69	6	$f^2_{d^2}$	1.04	1.05
a	4 487.701	22 276.43	28	+30	-948	1758	810	$f^2_{d^2}$	441.95	5	-	22 718.35	6	$f^2_{d^2}$.88	1.05
a	4 477.259	22 328.83	140	-1050	-1105	1770	665	$f^2_{d^2}$	1 649.01	6	-	23 977.83	6	$f^2_{d^2}$	1.06	1.15
c	4 469.654	22 366.82	22	200	155	1055	900	$f^2_{d^2}$	30 844.66	5	-	8 477.86	5	$f^2_{d^2}$.76	.87
c	4 468.663	22 371.78	960	+935	930	-35	895	$f^2_{d^2}$	1 743.72	5	-	24 115.48	6	$f^2_{d^2}$.86	.97
a	4 458.296	22 423.80	90	-1110	-1108	1843	735	$f^2_{d^2}$	4 437.14	8	-	26 860.95	7	$f^2_{d^2}$	1.25	1.11
c	4 454.681	22 442.00	140	-20	-110	666	776	$f^2_{d^2}$	31 775.95	4	-	9 333.93	3	$f^2_{d^2}$.82	.67
a	4 454.358	22 443.64	65	30	-923	1758	835	$f^2_{d^2}$	441.95	5	-	22 885.56	5	$f^2_{d^2}$.88	1.00
a	4 449.826	22 466.48	730	10	-865	1770	895	$f^2_{d^2}$	1 649.01	6	-	24 115.48	6	$f^2_{d^2}$	1.06	.97
a	4 446.990	22 480.81	90	-10	+770	768	900	$f^2_{d^2}$	30 860.28	6	-	8 379.46	5	$f^2_{d^2}$.85	.66
a	4 444.031	22 495.78	55	-60	-900	-747	970	$f^2_{d^2}$	32 950.10	6	-	10 454.26	6	$f^2_{d^2}$.98	1.04
d	4 438.147	22 525.60	90	0	+840	831	-201	$f^2_{d^2}$	5 079.34	7	-	27 604.94d	6	$f^2_{d^2}$	1.14	1.13
a	4 429.254	22 570.83	0	-880	-931	1801	870	$f^2_{d^2}$	2 998.36	7	-	25 689.19	7	$f^2_{d^2}$	1.18	1.07
a	4 429.128	22 571.47	1200	10	+630	639	-174	$f^2_{d^2}$.00	4	-	22 571.46	5	$f^2_{d^2}$.60	1.17
a	4 424.155	22 596.84	22	60	100	-1210	428	$f^2_{d^2}$	33 440.51	4	-	10 843.73	3	$f^2_{d^2}$.85	.85
a	4 421.222	22 611.83	160	-10	-1210	-1211	1801	$f^2_{d^2}$	2 998.36	7	-	25 610.20	6	$f^2_{d^2}$	1.18	1.12
c	4 419.653	22 619.86	190	10	-337	600	937	$f^2_{d^2}$	33 674.55	5	-	11 054.70	4	$f^2_{d^2}$.97	.90
a	4 419.653	22 619.86	B	20	+1160	1162	970	$f^2_{d^2}$	32 950.10	6	-	10 330.26	5	$f^2_{d^2}$.98	.98
c	4 414.387	22 646.84	80	0	-260	-287	1055	$f^2_{d^2}$	30 844.66	5	-	8 107.82	5	$f^2_{d^2}$.76	.80
c	4 413.770	22 650.01	410	-20	+590	600	-35	$f^2_{d^2}$	1 743.72	5	-	24 303.75	6	$f^2_{d^2}$.86	.95
a	4 412.149	22 656.33	80	0	-1090	-1091	1801	$f^2_{d^2}$	2 998.36	7	-	25 656.69	6	$f^2_{d^2}$	1.18	1.05
a	4 408.820	22 675.44	1700	0	+882	884	-174	$f^2_{d^2}$.00	4	-	22 675.44	5	$f^2_{d^2}$.60	.84
c	4 406.637	22 686.67	65	-20	450	474	-174	$f^2_{d^2}$.00	4	-	22 686.69	4	$f^2_{d^2}$.60	1.02
a	4 405.825	22 690.85	430	-10	-990	-993	1843	$f^2_{d^2}$	4 437.14	8	-	27 128.00	8	$f^2_{d^2}$	1.25	1.15
a	4 403.597	22 702.33	170	-20	+1000	1011	-201	$f^2_{d^2}$	5 079.34	7	-	27 781.69	8	$f^2_{d^2}$	1.14	1.07
c	4 403.277	22 703.98	65	10	400	-331	1055	$f^2_{d^2}$	30 844.66	5	-	8 140.69	6	$f^2_{d^2}$.76	.81
a	4 400.250	22 719.60	80	10	-430	-486	900	$f^2_{d^2}$	30 860.28	6	-	8 140.69	6	$f^2_{d^2}$.85	.81
a	4 398.240	22 729.98	65	-20	500	530	760	$f^2_{d^2}$	35 978.22	5	-	13 248.22	4	$f^2_{d^2}$	1.03	1.05
a	4 396.076	22 741.17	270	0	+1050	1038	1170	$f^2_{d^2}$	31 120.63	6	-	8 379.46	5	$f^2_{d^2}$.85	.66
a	4 394.982	22 746.83	180	10	-350	-305	1130	$f^2_{d^2}$	33 397.06	7	-	10 650.24	7	$f^2_{d^2}$.95	1.05
a	4 382.390	22 812.19	160	20	-660	-666	970	$f^2_{d^2}$	32 950.10	6	-	10 137.93	6	$f^2_{d^2}$.98	1.00
c	4 370.788	22 872.74	90	-10	100	-129	600	$f^2_{d^2}$	33 674.55	5	-	10 801.60	5	$f^2_{d^2}$.97	.95
c	4 368.334	22 885.59	1200	30	+1011	1009	-174	$f^2_{d^2}$.00	4	-	22 885.56	5	$f^2_{d^2}$.60	1.00
c	4 361.808	22 919.83	45	-50	416	926	510	$f^2_{d^2}$	32 590.70	5	-	9 670.82	6	$f^2_{d^2}$.75	.98
a	4 361.241	22 922.81	45	0	300	-172	1170	$f^2_{d^2}$	31 120.63	6	-	8 107.82	5	$f^2_{d^2}$.85	.80
a	4 359.788	22 930.45	410	-10	+890	921	-201	$f^2_{d^2}$	5 079.34	7	-	28 009.80	7	$f^2_{d^2}$	1.14	1.14
c	4 357.492	22 942.53	45	-10	+390	403	850	$f^2_{d^2}$	34 031.32	6	-	11 088.78	6	$f^2_{d^2}$.90	1.03
d	4 357.492	22 942.53	B	-10	63	720	657	$f^2_{d^2}$	37 110.44	4	-	14 167.90d	4	$f^2_{d^2}$.90	1.03

c	4 355.180	22 954.71	45	-30	+680	706	-201	505	f^2_p	5 079.34	7	-	28 034.08	6	f^2_d	SO	f=1.11	1.14	
a	4 351.844	22 972.31	1100	-10	+720	705	-35	670	f^2_p	1 743.72	5	-	24 716.04	5	f^2_p	$\Delta J=0$	f=.83	2Je=.48	.91
a	4 350.399	22 979.94	340	0	300	-216	1170	1386	f^2_dp	31 120.63*	6	-	8 140.69	6	f^2_p			.85	
a	4 347.491	22 995.31	470	0	+850	867	-152	715	f^2_p	3 403.21	6	-	26 398.52	6	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.06	1.04	
a	4 342.816	23 020.06		-10	450	454	700	246	f^2_dp	36 142.62*	6	-	13 122.55	7	f^2_p	Tr		1.07	
a	4 338.702	23 041.80	360	10	+770	792	-152	640	f^2_p	3 403.21	6	-	26 445.09	7	f^2_p	$\Delta J=0$		1.04	
c	4 335.800	23 057.31	200	0	+500	508	715	207	f^2_dp	35 133.62	6	-	12 076.31	6	f^2_p		f=1.06	2Je=.50	1.03
a	4 335.712	23 057.76	200	0	420	454	700	246	f^2_dp	36 180.33*	7	-	13 122.55	7	f^2_p	SI		.88	
c	4 334.633	23 063.52	90	10	-1000	-1018	1758	740	f^2_p	441.95	5	-	23 505.46	6	f^2_d			1.06	
a	4 333.973	23 067.03	1300	0	-1104	-1100	1770	670	f^2_p	1 649.01	6	-	24 716.04	5	f^2_p			.91	
c	4 331.277	23 081.39	55	30	200	229	680	451	f^2_dp	37 873.15*	8	-	14 791.79	8	f^2_d	$\Delta J=0$	f=1.15	2Je=.60	1.15
c7	4 331.277	23 081.39	55	-10	200	399	1100	701	f^2_dp	37 388.50*	7	-	14 307.10	7	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.15	2Je=.60	1.04
a	4 330.418	23 085.97	55	20	-1280	-1283	1758	475	f^2_p	441.95	5	-	23 527.90	4	f^2_d	$\Delta J=0$.88	
a	4 329.411	23 091.34	270	30	650	546	-39	510	f^2_p	1 743.72	5	-	24 835.03	6	f^2_d	SI	e=.15	.86	
c	4 328.983	23 093.62	160	0	+770	786	-201	585	f^2_p	5 079.34	7	-	28 172.96	7	f^2_d	Tr	f=1.13	1.14	
c	4 328.983	23 093.62	160	70	-63	833	833	770	f^2_d	5 108.40	7	-	28 201.95	8	f^2_d		2e=.25	.89	
a	4 323.548	23 122.65	210	40	920	971	-201	770	f^2_p	5 079.34	7	-	28 201.95	8	f^2_d			1.14	
c	4 320.037	23 141.44	55	30	-1040	-1021	1801	780	f^2_p	2 998.36	7	-	26 139.77	8	f^2_d	$\Delta J=0$		1.18	
a	4 318.994	23 147.03	110	40	400	-341	1000	1341	f^2_dp	35 692.16*	8	-	12 545.20	8	f^2_p		e=.15	1.05	
a	4 316.119	23 162.45	80	20	-950	-956	761	1717	f^2_dp	33 616.69	6	-	10 454.26*	6	f^2_d	Tr	f=1.13	.98	
a	4 315.511	23 165.71	80	10	+610	895	800	-95	f^2_dp	36 404.14*	6	-	13 238.44*	5	f^2_d		2e=.25	1.02	
a	4 306.039	23 216.67	110	10	+900	920	970	50	f^2_dp	32 950.10*	6	-	9 733.44*	5	f^2_d			.98	
a	4 305.764	23 218.15	1500	20	-1070	-1103	1758	655	f^2_p	441.95	5	-	23 660.08	4	f^2_p			.88	
a	4 302.149	23 237.66	1000	10	+700	692	-152	540	f^2_p	3 403.21	6	-	26 640.86	5	f^2_d	$\Delta J=0$		1.04	
c	4 298.965	23 254.87	450	-90	7800	837	928	89	f^2_dp	32 590.70	5	-	9 335.74	4	f^2_p			.75	
a	4 297.760	23 261.39	1100	30	715	714	-174	540	f^2_p	.00	4	-	23 261.36	5	f^2_d		2e=.30	.60	
a	4 293.137	23 286.44	110	10	+890	953	761	-192	f^2_dp	33 616.69	6	-	10 330.26*	5	f^2_d	$\Delta J=1$.98	
c	4 290.986	23 298.11	55	20	250	-234	666	900	f^2_dp	31 775.95	4	-	8 477.86	5	f^2_d	SI	f=1.42	2Je=.88	.87
c	4 289.883	23 304.10	120	0	+560	572	-152	420	f^2_p	3 403.21	6	-	26 707.31	5	f^2_d	Tr	f=1.03	1.04	
a	4 289.412	23 306.66	80	-10	350	285	720	435	f^2_dp	36 090.62*	5	-	12 783.95*	4	f^2_d	Tr	f=.90	1.02	
a	4 286.975	23 319.01	45	-10	100	115	800	685	f^2_dp	36 404.14*	6	-	13 084.22	6	f^2_d	$\Delta J=0$	2Je=.90	1.02	
a	4 282.456	23 344.52	790	-30	-1020	-1033	1843	810	f^2_p	4 437.14	8	-	27 781.69	8	f^2_p			1.25	
c	4 276.182	23 378.77	120	20	-340	-374	926	1300	f^2_dp	32 590.70	5	-	9 211.95	6	f^2_p		2e=.17	.75	
a	4 272.273	23 400.16	790	0	-1070	-1086	1801	715	f^2_p	2 998.36	7	-	26 398.52	6	f^2_p		2e=.23	1.18	
a	4 269.093	23 417.59	320	30	7100	56	970	914	f^2_dp	32 950.10*	6	-	9 532.54	6	f^2_d	Tr	f=1.00	.98	
a	4 263.781	23 446.76	270	30	-1140	-1161	1801	640	f^2_p	2 998.36	7	-	26 445.09	7	f^2_d			1.18	
a	4 262.275	23 455.05	190	10	200	-135	1000	1135	f^2_dp	35 692.16*	8	-	12 237.15	8	f^2_p	$\Delta J=0$	f=1.15	2Je=2.01	1.05
a	4 261.782	23 457.76	140	20	+910	887	-152	735	f^2_p	3 403.21	6	-	26 860.95	7	f^2_p			1.04	
a	4 254.402	23 498.45	600	0	+850	871	-201	670	f^2_p	5 079.34	7	-	28 377.70	7	f^2_p	Tr	f=1.12	1.14	
a	4 249.481	23 525.66	90	20	-1020	-1096	1801	705	f^2_p	2 998.36	7	-	26 524.00	6	f^2_d	SI		1.18	

a	4 172.246	23 961.15	730	-40	-1175	-1180	1770	590	f^2_s	f^2_s	1 649.01	6	-	25 610.20	6	$f^2_d^2$	3H	1.06	1.12
a	4 171.822	23 963.59	620	-10	-1140	-1141	1801	660	f^2_s	f^2_s	2 998.36	7	-	26 961.96	6	f^2_p		1.18	1.08
a	4 169.446	23 977.24	230	0	+760	777	-152	625	f^2_s	f^2_s	3 403.21	6	-	27 380.45	5	$f^2_d^2$		1.04	1.06
a	4 164.156	24 007.70	1700	20	-1075	-1060	1770	710	f^2_s	f^2_s	1 649.01	6	-	25 656.69	6	f^2_p	f^1	1.06	1.05
a	4 159.733	24 033.23	28	10	-570	-554	680	1234	f^2_dp	f^2_dp	34 322.70	4	-	10 289.48	3	f^2_d	6G	.87	.87
a	4 159.45	24 034.87	40	-30	+500	570	750	180	f^2_dp	f^2_dp	35 978.22	5	-	11 943.32	4			1.03	1.03
d	4 157.731	24 044.80	55	-40	300	268	715	447	f^2_dp	f^2_dp	35 133.624	6	-	11 088.78	6	$f^2_d^2$		$f=1.03$	1.03
a	4 156.817	24 050.09	35	-10	300	-267	670	937	f^2_dp	f^2_dp	38 248.70	8	-	14 198.60	7	$f^2_d^2$	6H	$f=1.12$	$2Je=.40$
c	4 156.504	24 051.90	200	0	+800	797	886	89	f^2_dp	f^2_dp	33 387.64	5	-	9 335.74	4	f^1		$7e=.23$.90
a	4 154.015	24 066.31	90	0	470	500	700	200	f^2_dp	f^2_dp	36 142.62	6	-	12 076.31	6	f^1		$f=1.07$	$2Je=.47$
c	4 150.936	24 084.16	40	10	150	-153	761	914	f^2_dp	f^2_dp	33 616.69	6	-	9 532.54	6	$f^2_d^2$	5K	$f=1.00$	$2Je=.57$
a	4 148.433	24 098.69	270	20	+640	655	-35	620	f^2_s	f^2_s	1 743.72	5	-	25 842.39	5	$f^2_d^2$		$7e=.19$.86
a	4 147.514	24 104.03	45	10	+500	500	700	200	f^2_dp	f^2_dp	36 180.33	7	-	12 076.31	6	f^1		$f=1.04$	1.03
a	4 143.112	24 129.64	2700	0	-960	-951	1801	850	f^2_s	f^2_s	2 998.36	7	-	27 128.00	8	f^2_p	6K		1.18
a	4 141.224	24 140.64	1500	-10	-1170	-1173	1843	670	f^2_s	f^2_s	4 437.14	8	-	28 577.79	7	f^2_p	6H		1.25
a	4 140.293	24 146.07	28	-10	-960	-1137	580	1717	f^2_dp	f^2_dp	34 600.34	5	-	10 454.28	6	f^2_d	3H		.95
a	4 137.146	24 164.44	35	0	200	-213	640	853	f^2_dp	f^2_dp	38 199.90	7	-	14 035.46	7	f^2_d	2I	$f=1.13$	$2Je=.20$
a	4 133.611	24 185.10	200	-10	150	-170	1130	1300	f^2_dp	f^2_dp	33 397.06	7	-	9 211.96	6	6K		$f=1.08$.95
a	4 132.197	24 193.38	170	0	-1150	-1150	1770	620	f^2_s	f^2_s	1 649.01	6	-	25 842.39	5	$f^2_d^2$			1.06
d	4 130.771	24 201.73	340	0	+780	782	-152	630	f^2_s	f^2_s	3 403.21	6	-	27 604.94d	6	$f^2_d^2$			1.04
c	4 129.148	24 211.24	250	0	+780	794	926	132	f^2_dp	f^2_dp	32 590.70	5	-	8 379.46	5	f^2_d	5K	$f=.68$.75
a	4 119.326	24 268.97	45	0	350	295	650	565	f^2_dp	f^2_dp	35 522.43	7	-	11 253.46	7	$f^2_d^2$	6K	$f=1.08$	$2Je=.10$
a	4 118.457	24 274.09	1700	0	-1085	-1088	1758	670	f^2_s	f^2_s	441.95	5	-	24 716.04	5	f^2_p	6I		.88
a	4 111.864	24 313.01	150	10	-1310	-1338	1758	420	f^2_s	f^2_s	441.95	5	-	24 754.95	4	$f^2_d^2$.88
c	4 110.909	24 318.66	45	0	+540	555	-35	520	f^2_s	f^2_s	1 743.72	5	-	26 082.38	6	$f^2_d^2$.86
a	4 110.106	24 323.41	28	10	0	-103	750	853	f^2_dp	f^2_dp	38 356.86	6	-	14 035.46	7	f^2_d	2I	$2Je=.90$	1.06
a	4 100.717	24 379.10	2900	-10	-1041	-1043	1843	800	f^2_s	f^2_s	4 437.14	8	-	28 816.25	9	f^2_p	6K		1.25
a	4 100.221	24 382.06	160	30	465	361	1000	639	f^2_dp	f^2_dp	35 692.19	8	-	11 310.17	8	$f^2_d^2$	5K		1.05
a	4 098.649	24 391.40	55	-10	560	600	650	50	f^2_dp	f^2_dp	34 124.85	5	-	9 733.44	5	f^2_d	6I	$f=.93$	$2Je=1.11$
a	4 098.649	24 391.40	55	-40	560	-585	850	1435	f^2_dp	f^2_dp	35 041.68	7	-	10 650.24	7	f^2_d	6K	$f=.93$	$2Je=1.11$
c	4 098.400	24 392.88	360	0	-530	-416	926	1342	f^2_dp	f^2_dp	32 590.70	5	-	8 197.82	5	f^2_d		$f=.66$	$2Je=.90$
a	4 096.820	24 402.29	560	0	600	600	-35	565	f^2_s	f^2_s	1 743.72	5	-	26 146.01	5	$f^2_d^2$		$g=1.07$.86
c	4 094.962	24 413.36	90	-10	-1260	-1250	1770	620	f^2_s	f^2_s	1 649.01	6	-	26 082.38	6	$f^2_d^2$		$f=1.08$	1.06
a	4 089.081	24 448.47	40	-10	-1000	-1020	700	1720	f^2_dp	f^2_dp	36 142.62	6	-	11 694.14	7	f^2_d	6I		1.07
a	4 087.211	24 459.66	200	0	-1110	-1105	760	1865	f^2_dp	f^2_dp	38 790.16	9	-	14 330.52	9	f^2_d	5K	$f=1.19$	1.23
a	4 086.196	24 465.73	55	100	600	300	1130	630	f^2_dp	f^2_dp	33 397.06	7	-	8 931.43	8	$f^2_d^2$	6L		.95
a	4 085.106	24 472.26	100	20	150	70	970	900	f^2_dp	f^2_dp	32 950.10	6	-	8 477.86	5	$f^2_d^2$	6I	$f=1.25$	$2Je=.75$
a	4 085.106	24 472.26	100	10	150	596	1100	504	f^2_dp	f^2_dp	37 388.50	7	-	12 016.25	7	$f^2_d^2$		$f=1.25$	$2Je=.75$
c	4 083.341	24 482.84	500	0	500	900	-35	465	f^2_s	f^2_s	1 743.72	5	-	26 226.56	4	6H		$f=.85$.86
a	4 080.980	24 497.00	500	0	-1200	-1205	1770	565	f^2_s	f^2_s	1 649.01	6	-	26 146.01	5	$f^2_d^2$			1.06

c	4 072.503	24 547.99	190	40	-340	-190	666	856	$f^2 dp$	31 775.95	4	-	7 228.00	4	$f^2 d^2 s/l$	$\Delta J=0$	$g=.78$	$g=.62$.82	.62
d	4 082.806	24 606.58	3400	0	-1170	-1171	1901	630	$f^2 s/l$	2 996.36	7	-	27 604.94d	6	$f^2 d^2$			1.18	1.13	
a	4 082.804	24 606.59	3400	0	870	872	-152	720	$f^2 s/l$	3 403.21	6	-	28 009.80	7	$f^2 p$	$\Delta J=0$		1.04	1.14	
a	4 082.219	24 610.14	230	-10	-350	-235	900	1135	$f^2 dp$	36 847.30*	8	-	12 237.15	8	$f^2 p$	$\Delta J=0$		1.12	1.22	
a	4 081.322	24 615.57	110	0	-100	-83	833	750	$f^2 d s/l$	5 108.40	7	-	29 723.97	8	$f^2 p$	$\Delta J=1$	$g=.94$	$g=1.15$.89	1.15
c	4 058.800	24 630.87	450	0	660	657	-152	506	$f^2 s/l$	3 403.21	6	-	28 034.08	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$f=1.03$	$2Je=1.54$	1.04	
a	4 058.537	24 644.61	2200	-20	+950	951	-201	750	$f^2 s/l$	5 079.34	7	-	29 723.97	8	$f^2 p$	SO		1.14	1.15	
a	4 054.960	24 654.80	2200	0	+720	750	-35	715	$f^2 s/l$	1 743.72	5	-	26 398.52	6	$f^2 p$	SI		.86	.99	
c	4 048.133	24 695.77	180	10	400	241	970	729	$f^2 dp$	35 497.56	5	-	10 801.80	5	$f^2 d^2$	SI	$f=1.01$	$2Je=.43$.90	.95
c	4 047.082	24 702.18	340	0	-490	-332	928	1258	$f^2 dp$	32 590.70	5	-	7 888.52	5	$f^2 d^2$	Tr	$f=.75$.75	.79
a	4 046.630	24 704.94	230	-10	200	150	1000	850	$f^2 dp$	35 692.19*	8	-	10 987.24	7	$f^2 d^2$	SO	$f=.74$	$2Je=.60$	1.05	1.13
a	4 045.692	24 710.67	1300	20	100	65	750	685	$f^2 dp$	42 194.03*	9	-	17 483.38*	8	$f^2 d^2$	Tr	$f=1.21$		1.15	1.15
a	4 044.813	24 716.04	470	10	+845	844	-174	670	$f^2 s/l$.00	4	-	24 716.04	5	$f^2 p$	$\Delta J=1$.60	.91	
a	4 039.341	24 749.52	55	0	-1050	-1055	1770	715	$f^2 s/l$	1 649.01	6	-	26 398.52	6	$f^2 p$	$\Delta J=0$	$7e=.30$		1.06	.99
a	4 039.021	24 751.48	730	-20	-720	-720	640	1360	$f^2 dp$	38 199.90*	7	-	13 448.40*	8	$f^2 d^2$			1.13		
a	4 038.455	24 754.95	730	0	+570	594	-174	420	$f^2 s/l$.00	4	-	24 754.95	4	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$g=.60$	$g=.90$.60	.90
a	4 036.546	24 766.66	230	-10	-930	-1002	715	1717	$f^2 dp$	35 220.93	5	-	10 454.28*	6	$f^2 d^2$		$e=.13$.95	1.04	
a	4 034.325	24 780.29	960	20	+740	740	-35	705	$f^2 s/l$	1 743.72	5	-	26 524.00	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$.86	1.02	
a	4 033.827	24 783.35	730	20	-980	-991	1801	810	$f^2 s/l$	2 998.36	7	-	27 781.69	8	$f^2 p$	$\Delta J=1$		1.18	1.07	
a	4 031.753	24 798.10	150	10	-1110	-1130	1770	640	$f^2 s/l$	1 649.01	6	-	26 446.09	7	$f^2 d^2$	$\Delta J=1$		1.06	1.06	
a	4 031.069	24 800.31	230	0	-720	-690	670	1360	$f^2 dp$	38 248.70*	8	-	13 448.40*	8	$f^2 d^2$	Tr	$f=1.17$		1.17	
a	4 029.001	24 813.04	230	0	200	290	800	510	$f^2 dp$	34 493.86*	6	-	9 670.82	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$f=.99$	$2Je=.42$.94	.98
a	4 026.829	24 826.42	230	0	+570	570	-35	535	$f^2 s/l$	1 743.72	5	-	26 570.14*	4	$f^2 d^2$	SO	$7e=.23$.86	1.05	
a	4 022.712	24 851.83	470	10	300	-203	680	883	$f^2 dp$	37 873.15*	8	-	13 021.33	8	$f^2 d^2$	Tr	$f=1.15$		1.15	1.15
a	4 015.391	24 897.14	730	0	+570	575	-35	540	$f^2 s/l$	1 743.72	5	-	26 640.86	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$2Je=200$	$e=.21$.86	1.03
c?	4 015.391	24 897.14	730	-50	+570	33	700	667	$f^2 dp$	36 180.33*	7	-	11 283.14	6	$f^2 d^2$	Tr	$2Je=200$	$e=.21$	1.03	.94
a	4 014.325	24 903.75	110	-90	-790	-786	850	1636	$f^2 dp$	35 041.68*	7	-	10 137.93	6	$f^2 d^2$	Tr	$f=.91$		1.00	1.00
a	4 013.380	24 909.61	90	0	450	-213	833	620	$f^2 d s/l$	5 108.40	7	-	30 018.10	7	$f^2 p$	$\Delta J=0$	$e=.27$.89	1.21	
a	4 013.229	24 910.55	90	0	550	520	700	180	$f^2 dp$	36 853.87*	5	-	11 943.32*	4	$f^2 p$		$2Je=.50$.98	1.03	
c	4 010.601	24 926.87	620	0	300	145	700	555	$f^2 dp$	36 180.33*	7	-	11 253.46	7	$f^2 d^2$	Tr	$f=1.04$		1.03	1.03
c?	4 010.601	24 926.87	620	0	300	-179	700	879	$f^2 dp$	36 853.87*	5	-	11 927.00	5	$f^2 d^2$	Tr	$f=1.04$.98	.97
a	4 009.237	24 935.35	1900	-10	150	111	750	639	$f^2 dp$	36 245.50*	7	-	11 310.17	8	$f^2 d^2$	SI	$f=1.65$	$2Je=.94$	1.07	1.15
a	4 008.691	24 938.75	180	-10	+850	821	-201	620	$f^2 s/l$	5 079.34	7	-	30 018.10	7	$f^2 p$	$\Delta J=0$	$f=.94$	$2Je=.67$	1.14	1.21
a	4 006.673	24 951.31	730	0	250	-114	800	914	$f^2 dp$	34 483.86*	6	-	9 532.54	6	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$	$7e=.20$.94	1.00	
c	4 004.702	24 963.59	620	0	+470	455	-35	420	$f^2 s/l$	1 743.72	5	-	26 707.31	5	$f^2 d^2$	$\Delta J=0$.86	1.07	
a	4 000.173	24 991.85	620	0	-1200	-1230	1770	540	$f^2 s/l$	1 649.01	6	-	26 640.86	5	$f^2 d^2$			1.06	1.03	

ANNEXE E

Interpretation of the Low Even Configurations of Neutral Protactinium (Pa I)*

J. Blaise, A. Ginibre, and J.F. Wyart
 Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Orsay, France

Received December 27, 1984

A new analysis of the spectrum of neutral protactinium led to revise and to extend the earlier level list. The Slater-Condon method was used to interpret the low even group of configurations $5f^2 6d 7s^2 + 5f^2 6d^2 7s$ with a root mean square deviation of 134 cm^{-1} for 64 energy levels.

1. Introduction

The analysis of the first two spectra of ^{231}Pa was undertaken by Giacchetti at Argonne National Laboratory in the early sixties [1]. Some 9,000 lines were measured in the photographic range and by varying the conditions of excitation of the electrodeless discharge tubes, 80% of them could be assigned either to Pa I or to Pa II. Because of the spin $3/2$ of ^{231}Pa , most lines showed an hyperfine structure and Zeeman data were obtained only for the sharp lines. In 1966, Giacchetti published a list of 32 even levels belonging to the configurations $5f^2 6d 7s^2$ and $5f^2 6d^2 7s$ and a list of 252 odd levels starting at $11,923 \text{ cm}^{-1}$ [2]. The g -values could be measured for only 11 even levels and 50 odd levels but, by assuming a zero width for the ground level $5f^2 6d 7s^2 {}^4K_{11,2}$, Giacchetti was able to determine the total splitting of a number of levels. Nevertheless many J -values remained uncertain.

The following year, Richards et al. published an analysis of Pa I involving 460 even levels and 340 odd levels including all the levels found by Giacchetti [3]. During the sabbatical year Giacchetti spent in our laboratory in 1969-70, G. Guelachvili recorded the infrared spectrum of protactinium by Fourier Transform spectrometry between 3,000 and

$11,878 \text{ cm}^{-1}$. These new data allowed to determine the J -value and more accurate widths of a large number of known levels, and to find many new levels, in particular the lowest levels of the $5f 6d^2 7s^2$ configuration which starts with ${}^4H_{7/2}$ at $1,978.220 \text{ cm}^{-1}$. Unfortunately, only one of the 428 even levels and four out of the 88 odd levels found by Richards et al. were confirmed. From the energies given for the even level at $9,762 \text{ cm}^{-1}$ and for the odd levels at $9,719$, $11,445$, $11,486$ and $11,682 \text{ cm}^{-1}$ their infrared wave numbers were obviously too high by 0.3 cm^{-1} .

Our analysis has been interrupted by Giacchetti's departure from Argonne National Laboratory and resumed ten years later when J. Vergès supplied us with a recording of the protactinium spectrum in the range $15,000$ - $19,500 \text{ cm}^{-1}$ by Fourier transform spectrometry.

2. Results

2.1. New Energy Levels of Pa I

The extended line list was used for searching levels in both parities with help of a computer code. Zeeman data and hyperfine structures provided checks for the reality of the levels, as well as LS labels in some extreme cases. The g -value and J quantum number of many levels could be revised. Below

* Dedicated to Prof. Dr. A. Steudel on the occasion of his 60th birthday

20,000 cm^{-1} . 43 out of the 95 known levels have been found very recently. The low even levels led to a considerable extension of the odd parity where 465 levels are known. The forty odd levels below 15,000 cm^{-1} belong to 5 configurations $5f6d^27s^2$, $5f6d^37s$, $5f^26d7s7p$, $5f^27s^27p$ and $5f^37s^2$ which overlap and mix. The discrimination between the two last configurations is still dubious since they both combine strongly with the ground configuration and start with a 4I term, and in the first two configurations many levels are still missing obviously. For these reasons, the interpretation of the low odd levels is premature.

2.2. Parametric Interpretation of the Low Even Levels

By taking into account a difference of one unit in the principal quantum number of all external electrons, protactinium ($Z=91$) and praseodymium ($Z=59$) have in common several low-lying configurations. As a part of an analysis of Pr I and Pr II, one of us (A.G.) has calculated the angular matrices of the group $f^2d^2s^2 + f^2d^2s$ which is the lowest in the even parity for both Pr I and Pa I (4). The hamil-

Table 1. Fitted energy parameters of Pa I $5f^26d7s^2 + 5f^26d^27s$. The parameters and their standard errors are in cm^{-1} .

Configuration Parameter	$5f^26d7s^2$	$5f^26d^27s$
A	14,237 (267)	30,578 (288)
E^1	2,971.7 ^a	2,927.3 ^a
E^2	12.1 ^a	11.9 ^a
E^3	273.5 (12)	269.4 ^a
$B(d^2)$	—	187.2 ^b
$C(d^2)$	—	537.9 (37)
$F^3(f,d)$	17,561 (712)	16,233 ^c
$F^4(f,d)$	10,045 (953)	9,208 ^c
$G^1(f,d)$	9,086 (286)	88,510 ^c
$G^2(f,d)$	9,550 (713)	8,818 ^c
$G^3(f,d)$	4,623 (1,295)	4,246 ^c
$G^3(f,s)$	—	2,100 ^d
$G^2(ds)$	—	11,408 (645)
α_{even}	31 ^d	31 ^d
β	-50 ^d	—
α_{total}	13.5 (3)	—
$R^2(d^2, ds)$	-15,500 (974)	-15,500 (974)
$R^2(f,d, fs)$	+6,262 ^e	-6,262 ^e
$R^3(f,d, sf)$	-1,426 ^e	-1,426 ^e
ζ_{5f}	1,386.9 (16)	1,370.3 ^c
ζ_{6d}	1,291.1 (37)	1,141.3 ^c

- ^a held in a constant ratio with $E^3(f^2d^2s^2)$ according to [6]
- ^b held in a constant ratio with $B(d^2)$ according to [6]
- ^c held in a constant ratio with the same parameter in $f^2d^2s^2$ according to [6]
- ^d fixed parameter
- ^e held in a constant ratio with $R^2(d^2, ds)$ according to [6]

tonian operator comprised two-particle effective electrostatic operators for far configuration interaction in addition to the usual electrostatic and spin-orbit operators, and its matrix elements were calculated in SLJ coupling on the 1,000 levels of both configurations, with maximal order of 168×168 for the $J=7/2$ matrix. The main differences between the Pr I and Pa I problems occur in: 1) the position and perturbing effects of the lowest overlapping configurations; in Pr I, $4f^36s6p$ hampers level identifications above 13,000 cm^{-1} , as do the identified configuration $5f6d^27s7p$ (and possibly $5f6d7s^27p$) above 14,000 cm^{-1} in Pa I; 2) the ratio of Slater to spin-orbit integrals $R^k(nf^2, nf^2)/\zeta_{nf}$ which is about 3 times smaller for $n=5$ than for $n=4$ prevent LS term designations for most the actinide levels. In spite of these differences, the limits of the parametric study are the same: only the lowest part (less than 10%) of the calculated energies may be identified to experimental levels, the whole set of basis states being necessary to get a reasonable agreement between theory and experiment for both energies and g-factors of the low levels.

Sixty-four levels were used to fit 14 free parameters, the other parameters being constrained as commented in Table 1. The root mean square deviation of 134 cm^{-1} on the energies represents less than 1% of the interpreted energy range and compares favourably with a similar parametric study of $5f^36d7s^2 + 5f^3(^4I)6d^27s$ in U I, because of the use of a truncated basis in the latter case [5]. All the even levels of Pa I up to the highest level interpreted by the parametric study are collected in Table 2.

Table 2. Low even energy levels of Pa I. The hyperfine total width of the levels (W) is in units of 10^{-3}cm^{-1} .

Energy (cm^{-1})	J	W	g	ΔE	Leading component	%
0.000	11/2	0	0.815	-31	(³ H) ⁴ K	67
825.415	9/2	-50	0.805	-120	(³ H) ⁴ I	64
1,618.325	5/2	-140	0.730	122	(³ F) ⁴ G	30
2,966.530	7/2	-105	0.750	251	(³ F) ⁴ H	32
3,323.860	9/2	-50	0.890	-231	(³ H) ² H	35
3,711.625	13/2	40	0.975	-67	(³ H) ⁴ K	78
4,121.450	11/2	-15	0.985	-61	(³ H) ⁴ I	35
4,576.005	11/2	-65	1.000	-131	(³ H) ⁴ I	51
4,713.870	7/2	-150	0.970	197	(³ H) ⁴ G	36
5,149.465	7/2	-135	0.725	210	(³ H) ⁴ H	40
5,938.650	5/2	-150	0.880	-23	(³ H) ² F	15
6,149.805	9/2	-100	0.99	193	(³ F) ⁴ H	42
6,708.56	5/2	-150	0.700	68	(³ H) ⁴ G	34
7,000.290	11/2	-1,030	—	28	(³ H, ³ F) ³ L ⁴ L	80
7,028.30	3/2	-185	0.88	-95 ^o	(³ F) ⁴ F	29
7,330.815	9/2	-110	1.060	-15	(³ F) ⁴ G	32
7,383.295	13/2	50	1.085	-33	(³ H) ⁴ I	77
7,512.695	15/2	70	1.09	-64	(³ H) ⁴ K	84
7,658.770	7/2	-100	1.00	10	(³ H) ² G	21
8,081.965	5/2	-1,140	—	71	(³ H) ⁴ F	15

Table 2 (continued)

Energy (cm ⁻¹)	J	K	g	ΔE	Leading component	%
8,168.225	7/2	-1,100		-61	(³ H, ³ F) ³ I ³ I	29
8,337.850	9/2	-90	1.05	75	(³ H) ⁴ H	45
8,506.455	13/2	355	0.880	-53	(³ H, ³ F) ³ L ³ L	70
8,571.065	11/2	680		70	(³ H) ⁴ G	17
8,596.270	9/2	-80	1.005	-72	(³ H) ⁴ G	27
9,156.980	13/2	-20		158	(³ G) ² I	25
9,213.610	7/2	-140		-61	(³ H) ⁴ G	28
9,338.350	9/2	120	0.835	33	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	42
9,380.640	11/2	-70		101	(³ F) ⁴ H	39
9,521.755	7/2	-120	1.115 PB	-119*	(³ F) ² F	28
9,524.000	5/2	-120	PB	-76	(³ F) ⁴ F	37
9,762.485	9/2	-920		23	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	34
9,774.790	5/2	-130	1.18	-52	(³ F) ⁴ F	27
9,794.350	7/2	-190		-453	(³ G) ² G	22
10,049.875	11/2	-75		48	(³ H) ⁴ H	74
10,403.440	15/2	130		-23	(³ H) ⁴ I	22
10,620.150	11/2	80	0.865	180	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	51
10,684.635	15/2	630	0.98	-96	(³ H, ³ F) ³ L ³ L	77
10,937.660	13/2	140	1.00	1	(³ H) ³ K	28
11,120.555	11/2	345		88	(³ H, ³ F) ³ I ³ I	32
11,198.270	17/2	85		-19	(³ H) ⁴ K	83
11,261.160	11/2	245		-251	(³ H) ³ H	19
11,409.220	5/2	-1,025		-109	(³ H, ³ F) ³ H ³ H	44
11,583.980	9/2	300		97	(³ F) ⁴ F	23
11,743.420	9/2	-45		-88	(³ F) ⁴ G	29
11,808.810	7/2	-30		-20	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	13
11,811.455	13/2	610		10	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	26
11,981.750	7/2	-1,040		59	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	21
12,204.755	7/2	-100		-98	(³ H, ³ F) ³ H ³ H	25
12,360.570	9/2	365		26	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	21
12,777.265	9/2	85		-5	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	13
12,808.020	13/2	210		99	(³ F) ⁴ H	35
12,918.445	13/2	115		39	(³ H) ⁴ H	68
13,037.125	17/2	1,015		-109	(³ H, ³ F) ³ L ³ L	80
13,066.200	11/2	140				
13,270.660	13/2	460		65	(³ H, ³ F) ³ I ³ I	28
13,345.935	11/2	-70				
13,452.785	7/2	170		-154*	(³ F, ³ F) ³ G ³ G	17
13,507.955	13/2	250		-9	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	27
13,580.080	7/2	-460		143*	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	40
13,741.735	15/2	1,140		24	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	29
13,742.870	9/2	-160		-170*	(³ H, ³ F) ³ H ³ H	13
13,769.610	7/2	200		-142*	(³ H, ³ F) ³ F ³ F	6
13,771.630	11/2	-530		66*	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	28
14,227.130	9/2	-155	0.980	133*	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	26
14,285.850	9/2	-70	1.070	252*	(³ H) ⁴ F	15
14,297.085	5/2	-1,020		85	(³ F, ³ F) ³ H ³ H	46
14,324.145	11/2	25	1.000	702*	(³ G) ² I	21
14,381.715	13/2	810		32	(³ H, ³ F) ³ L ³ L	34
14,629.105	7/2	190		188*	(³ F, ³ F) ³ G ³ G	14
14,650.250	5/2	-70	1.045	185*	(³ P) ⁴ F	12
14,715.240	9/2	545		-56*	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	34
14,781.850	11/2	510		19*	(³ H, ³ G) ³ K ³ K	9
15,061.150	7/2	-705			5f6d ² 7s7p ³ I	
15,141.640	11/2	535		112*	(³ F, ³ F) ³ I ³ I	16
15,301.550	9/2	345				
15,452.990	11/2	-595				
15,539.780	9/2	120				
15,644.065	7/2		1.045	-187*	(³ F, ³ F) ³ H ³ H	11
15,654.510	17/2	1,230		92	(³ H, ³ F) ³ I ³ K	14
15,763.130	19/2	1,170		-108*	(³ H, ³ F) ³ L ³ L	92
16,103.635	9/2	165				

Table 2 (continued)

Energy (cm ⁻¹)	J	K	g	ΔE	Leading component	%
16,278.690	15/2	60		17*	(³ H, ³ F) ³ L ³ L	15
16,323.090	7/2	-130	0.960	-144*	(³ H, ³ F) ³ G ³ G	12
17,100.270	13/2	940		244*	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	29
17,182.345	15/2	405		**	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	27
17,634.840	7/2		1.005			
17,665.320	9/2	285	0.96		5f6d ² 7s7p ³ I	
17,759.410	9/2	725				
17,839.085	15/2	890		-27	(³ H, ³ G) ³ M ³ M	23
17,845.735	11/2	-70	1.020			
17,926.240	11/2	470				
18,037.425	17/2	1,130		232	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	60
18,285.280	9/2	-40				
18,545.545	7/2	-170	0.945			
19,807.760	17/2	1,405		398*	(³ H, ³ F) ³ K ³ K	22
20,571.020	7/2		1.005			
20,927.360	9/2	-310				
21,326.925	17/2	1,645		249*	(³ H, ³ P) ³ I ³ I	38

Note: The deviations ΔE = E_{exp} - E_{th} are starred for levels identified after the convergence of the fitting process.

The coupling schemes are: for f²d²s, parent term of f² in parentheses, then resulting term of f²d; for f²d²s, parent terms of f² and d² in parentheses, then resulting term of f²d² and final term of (f²d²)s

Above 12,000 cm⁻¹ and for J-values lower than 13/2, the identifications may be somewhat ambiguous. In order to improve the description of this upper energy range, it would be necessary to include in the basis the group of interacting configurations 5f6d²7s7p + 5f6d7s²7p. In the simpler case of Tb I we attempted unsuccessfully to interpret 5f6d7s² + 5f6d²7s + 6d7s²7p + 6d²7s7p and we consider that the addition of a 5f electron makes the problem much more difficult in Pa I.

We are grateful to A. Giacchetti who put at our disposal his line list and Zeeman data. Acknowledgements are due also to G. Guelachvili, J. Vergès and J. Chevillard for the recording of Fourier transform spectra.

References

1. Giacchetti, A.: J. Opt. Soc. Am. 53, 506 (1963)
2. Giacchetti, A.: J. Opt. Soc. Am. 56, 653 (1966)
3. Richards, E.W.T., Stephen, I., Wise, H.S.: Spectrochim. Acta 23 B, 635 (1968)
4. Ginibre, A.: Phys. Scr. 23, 260 (1981)
5. Guyon, F., Blaise, J., Wyart, J.F.: J. Phys. (Paris) 35, 929 (1974)
6. Rajnak, K.: Phys. Rev. A 14, 1979 (1976)

J. Blaise
A. Ginibre
J.F. Wyart
Laboratoire Aimé Cotton
CNRS II-Bâtiment 505
Campus Universitaire
F-91405 Orsay Codex
France

ANNEXE F

ANNEXE F

ANNEXE F

ANNEXE F

ANNEXE F

ANNEXE F

Une table, concernant 2689 raies entre 15620 et 17851 cm^{-1} , donne des caractéristiques des raies observées et des transitions dont les nombres d'ondes coïncident à moins de 0,1 cm^{-1} . Bien que dans un état provisoire cette table est publiée ici car elle présente l'intérêt de décrire le spectre dans la région où fonctionnent les lasers à colorants.

6384.148	0	15659.468	6425391	490	100000000	0	23280.092	7617.441	950	45-DS2	4G	35
6383.850	0	15660.199	6304320	120	0	0	0	0	0	0	0	0
6383.609	4	15660.790	5108300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6383.589	0	15660.839	6508350	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6382.953	0	15662.400	5100020	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6382.843	0	15662.670	6703751	0	0	1060	23280.092	7617.441	950	45-DS2	4G	35
6381.830	0	15665.157	5505330	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6381.792	0	15665.250	5103341	450	0	0	0	0	0	0	0	0
6380.753	0	15667.800	5500010	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6380.559	1	15668.276	6805891	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6379.903	0	15669.887	6475391	691	100000000	0	12945.510	28613.790	0	DS	6K	95
6379.735	0	15670.300	5500020	310	0	980	9646.850	25316.761	0	DS	6L	85
6379.581	0	15670.680	1305000	5	0	0	14340.212	30010.532	0	DS	4K	85
6378.577	1	15673.145	2398002	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6377.945	1	15674.699	5104361	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6377.676	0	15675.359	5110300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6377.611	1	15675.520	6398390	425	0	0	0	0	0	0	0	0
6376.814	0	15677.479	4400021	240	0	0	0	0	0	0	0	0
6376.533	0	15678.170	4504320	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6376.236	2	15678.900	5110320	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6376.061	1	15679.329	6510340	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6375.313	0	15681.170	6350352	120	0	0	0	0	0	0	0	0
6375.313	0	15681.170	6350352	285	0	0	0	0	0	0	0	0
6375.313	0	15681.170	6350352	285	0	0	0	0	0	0	0	0
6375.134	4	15681.609	4015300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6375.029	2	15681.869	4025300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.853	4	15682.300	4002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.789	4	15682.459	4002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.691	0	15682.699	5505340	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.630	0	15682.849	5508370	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.597	0	15683.930	5508380	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.537	0	15683.079	5503390	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.378	4	15683.469	4001300	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.378	4	15683.469	4001300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.313	4	15683.630	5001300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.256	4	15683.770	5001300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.220	1	15683.859	5808790	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.053	1	15684.270	5325390	640	0	0	0	0	0	0	0	0
6374.053	1	15684.270	5325390	180	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.752	4	15685.010	4002300	180	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.691	4	15685.160	4002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.418	0	15685.832	5515370	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.398	4	15685.880	5003300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.318	4	15686.079	5002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.286	1	15686.157	6810891	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6373.204	4	15686.359	5003300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6372.671	4	15687.670	4101300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6372.444	0	15688.229	5102421	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6372.347	0	15688.469	5105320	280	0	0	0	0	0	0	0	0
6372.273	0	15688.650	5105320	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6372.172	4	15688.900	4003300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6372.087	4	15689.109	4001300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.981	4	15689.369	4001300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.896	4	15689.579	5002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.835	4	15689.729	5002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.835	4	15689.729	5002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.802	4	15689.729	5002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.802	4	15689.810	5810891	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.230	0	15691.219	4402721	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.230	0	15691.219	4402721	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6371.059	1	15691.640	6375390	255	0	0	0	0	0	0	0	0
6370.990	4	15691.810	4110320	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6370.568	4	15692.849	4103321	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6370.223	4	15693.699	4304310	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6370.162	4	15693.849	4001300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
6369.938	4	15694.400	4002300	-1	0	0	0	0	0	0	0	0

6355.615	4	15729.770	4008300	-1	0	0	0	1070	27449.240-11713.220	980	55-	45	
6355.554	4	15729.920	4008300	-1	0	0	0	0	23767.220-8029.280	965	55-052 4H	45	
6355.417	4	15730.260	4002300	-1	0	0	0	0	1649.010-17387.021	1140	S 51	7	
6355.215	4	15730.760	4002300	-1	0	0	0	0	8080.440-23818.550	800	DS 6L	45	
6354.811	4	15731.760	4002702	300	0	0	0	0	25657.850-9918.170	0	45-025 6H	35	
6354.787	0	15731.819	5105310	-1	0	0	0	0	23692.461-7951.350	1090	65-052 4I	65	
6354.472	0	15732.599	5004100	-1	0	0	0	0	27991.760-12250.561	1050	65-025 4L	75	
6354.310	4	15733.000	5004300	-1	0	0	0	0	10668.960-26410.200	1120	75-0P 6L	75	
6354.108	0	15733.500	5103300	0	0	0	0	0	37926.401-22184.270	0	8-203K M	7	
6353.971	0	15733.839	5103300	-1	0	0	0	0					
6353.737	4	15734.420	4003300	-1	0	0	0	0					
6353.692	0	15734.530	4308320	150	0	0	0	0					
6353.632	4	15734.680	1300050	-1	0	0	0	0					
6353.087	5	15737.239	4003300	-1	69	775	706	0					
6352.599	0	15737.949	5508330	0	0	0	0	0					
6352.312	1	15737.949	6525390	50	-14	681	695	0					
6352.243	1	15738.119	6525390	50	-190	1770	580	0					
6351.621	4	15739.660	5125320	-1	445	241	686	0					
6350.989	1	15741.228	6815891	-1	-105	600	705	0					
6350.989	1	15741.228	6815891	-580	0	750	750	0					
6350.653	4	15742.060	6815891	-580	110	940	830	0					
6350.629	4	15742.119	4002300	-1	-575	1276	701	0					
6350.513	0	15742.119	4004300	-1	260	1000	740	0					
6350.375	0	15742.750	6508330	0	0	0	0	0					
6350.125	0	15743.369	4105310	-1	0	0	0	0					
6349.736	0	15744.329	4105320	150	0	0	0	0					
6349.399	0	15745.170	4503310	0	0	0	0	0					
6348.794	4	15746.670	4008300	-530	0	0	0	0					
6348.507	4	15747.280	4008300	-1	-215	755	970	0					
6348.415	4	15747.609	4106310	400	0	0	0	930	25016.211-9268.751	1040	DSP	55	
6348.294	0	15747.910	4305320	200	0	0	0	0					
6348.233	4	15748.060	4010300	-1	4000000330			0					
6348.137	4	15748.300	4002300	-1	0	0	0	0					
6347.987	4	15748.670	4002300	-1	0	0	0	0					
6347.895	0	15748.900	4103320	-1	0	0	0	0					
6347.819	0	15749.089	5104340	150	0	0	0	0					
6347.697	1	15749.390	6396390	180	-141	941	800	840	8835.380-24584.761	930	DS 6K	55	
6347.242	2	15750.520	6550320	0	0	550	550	1200	11447.730-27198.240	1070	D 5G	5	
6347.109	2	15750.849	6396370	120	140	530	670	1285	12826.840-28577.780	1190	D 5G	7	
6346.726	0	15751.800	6898191	-410	-421	1161	740	700000000	980	0	DS 6K	75	
6346.702	4	15751.859	5002700	-460	0	0	0	0	9684.190-25435.991	0	DS 6K	65	
6346.469	0	15752.439	4001700	-380	-120	740	880	830	27026.501-11274.181	0	45-025	35	
6346.239	1	15753.010	4503310	0	30	770	740	1005	25236.520-9483.540	0	65-052 2I	55	
6346.046	4	15753.489	4002300	-1	0	0	0	0					
6345.932	0	15753.770	5002300	-1	-171	1060	1231	0					
6345.760	0	15754.199	4304320	180	0	0	0	0					
6345.719	4	15754.300	4002300	-1	0	0	0	0					
6345.667	4	15754.430	4002300	-1	0	0	0	0					
6345.614	4	15754.560	4002300	-1	0	0	0	0					
6345.271	1	15755.412	6508390	0	-28	941	913	840	8835.380-24590.790	680	DS 6K	55	
6344.873	0	15756.400	4403821	-550	0	0	0	0					
6344.185	0	15758.109	4002300	-1	0	0	0	0					
6344.044	4	15758.459	5004300	-1	0	0	0	0					
6343.907	0	15758.800	5408390	-070	400	1341	716	0	11764.250-27523.120	0	DS 6K	85	
6343.875	1	15758.880	5815891	-640	0	0	0	0					
6343.698	4	15759.319	4001300	-1	0	0	0	0					
6343.464	0	15759.800	4002700	-031	730	214	920	706	0	25434.971-9675.040	0	65-052 4H	55
6342.768	4	15761.630	4002300	-1	0	0	0	0					
6342.711	4	15761.770	4002300	-1	0	0	0	0					
6342.357	4	15762.650	4002300	0	-105	560	665	860	24406.450-8643.832	830	85-DP 6L	85	
6342.095	0	15763.302	6515390	-037	0	-20	1010	1030	24528.910-8765.571	1030	55-025 6I	45	
6342.015	0	15763.500	5103132	550	0	0	0	0					
6341.601	4	15764.530	4003300	-1	-214	540	754	850	33440.510-17676.040	845	DP 05I	4-2 3I 2 5	

6341.601	4	15764.530	4003300-.041	-1	-88	580	668	0	950	34600.341-18835.770	1040	DP	031	5-2 31 2	6
6341.364	0	15765.119	5405852 .038	-450	374	1300	976	0	0	23395.251-7630.170	870	0	0	75-025 6L	65
6341.286	1	15765.313	5815891-.007	-800	-800	1431	631	0	1200	13198.700-28964.020	0	0	0	105-DP 6K	95
6341.083	4	15765.819	5105300	-1				0	0						
6341.054	0	15765.890	5103951	-510				0	0						
6340.970	0	15766.099	5802441	-350				0	0						
6340.922	0	15766.219	5115350-.071	-1	121	600	721	0	1180	12243.510-28009.800	1140	D	5H	7-P 3K P	7
6340.873	2	15766.339	4098300-.101	0	-35	775	740	0	1040	6417.830-22184.270	0	0	0	8-203K M	7
6340.756	4	15766.630	4003300	-1				0	0						
6340.644	4	15766.910	4003300 .029	-1	9	700	691	0	1050	41015.571-25248.690	0	DP	051	7-2 31 2	7
6340.419	0	15767.469	4005300	-1				0	0						
6340.350	4	15767.640	6320370-.020	150	0	1010	1010	0	0	26191.341-10423.681	950			75-025	65
6340.145	0	15768.150	4108330	200				0	0						
6340.029	0	15768.439	6505340 .030	0	-90	550	640	0	0	32704.290-16935.881	0	0	0	45-	55
6339.977	0	15768.569	6504340-.092	-520	-136	570	706	0	0	25443.701-9875.040	0	0	0	65-052 4H	55
6339.703	0	15769.250	5002800	-1				0	0						
6339.558	4	15769.609	4015300	-1				0	0						
6339.502	4	15769.750	5108300	-1				0	0						
6339.437	0	15769.910	5102451	450				0	0						
6339.422	4	15769.949	5103300	-1				0	0						
6339.337	1	15770.160	5373390-.030	-1	-257	1161	904	0	980	9684.190-25454.380	1040	DS	6K	65-	65
6339.249	2	15770.380	5105300 .040	-1	35	705	740	0	1050	6413.930-22184.270	0	0	0	7-203K M	7
6338.939	4	15771.150	4003300	-1				0	0						
6338.870	0	15771.323	4505320	0				0	0						
6338.826	4	15771.430	4002300	-1				0	0						
6338.807	4	15771.479	4002300	-1				0	0						
6338.666	4	15771.829	4001300	-1				0	0						
6338.589	4	15772.070	4001300-.040	-1	-466	770	1236	0	1005	25236.520-9464.460	0			65-025 6K	65
6338.562	1	15772.089	4702810	-500				0	0						
6338.357	0	15772.599	4310320	180				0	850	30860.281-15087.140	1050	DP	5L	6-2 3L 2	7
6338.127	0	15773.170	4310320 .029	250	150	900	750	0	0						
6338.083	4	15773.280	4002300	-1				0	0						
6337.810	4	15773.959	5001300	-1				0	0						
6337.786	0	15774.020	4320330	280				0	0						
6337.725	4	15774.170	4001300	-1				0	0						
6337.649	4	15774.359	5120320	0				0	0						
6337.545	0	15774.619	5103121	-500				0	0						
6336.982	0	15776.020	4701712-.101	-420	-40	615	655	0	830	22311.651-6535.530	680			45-052 4H	35
6336.955	4	15776.089	4002300	-1				0	0						
6336.767	0	15776.557	6505340 .016	0	49	930	881	0	0	20643.071-4866.530	785			55-052 4K	55
6336.527	1	15777.167	6705881-.000	330	339	895	556	0	920	22670.122-6892.955	850			65-052 2H	55
6336.376	4	15777.530	4005300	-1				0	0						
6336.184	0	15778.008	6505330	0				0	0						
6335.308	0	15780.189	4001700	360				0	0						
6335.155	0	15780.569	5308940	100				0	0						
6335.051	0	15780.829	5115330	120				0	0						
6334.982	4	15781.000	6325380	180				0	0						
6333.899	2	15783.699	5102300-.041	-210	-230	706	476	0	520	7744.160-23527.900	1025	D	5H	3-2 1G 2	4
6333.353	0	15785.060	4001800	-310				0	0						
6332.851	1	15786.310	4705841 .100	-480	-370	866	1236	0	980	25250.670-9464.460	0	0	0	55-025 6K	65
6332.651	4	15786.810	4705841 .010	-480	-520	1276	756	0	1130	10668.960-26455.260	1040	DS	6K	75-DP 6K	65
6332.651	4	15786.810	5002300	-1				0	0						
6332.510	2	15787.160	4001300-.000	-1	-30	831	801	0	1013	13029.090-28816.250	1225	D	3L	8-P 5K P	9
6331.725	0	15789.119	5104320-.022	500	-476	1216	740	0	980	9646.850-25435.991	0	DS	6L	75-	75
6331.135	2	15790.589	4020300 .019	-1	-94	600	506	0	1180	12243.510-28034.060	0	0	0	7-2011 2	6
6330.987	4	15790.959	1300100	-1				0	0						
6330.850	0	15791.300	6520180	120				0	0						
6330.630	0	15791.849	5105330	100				0	0						
6330.297	1	15792.680	5108330 .022	200	171	1191	1020	0	1090	24156.570-8363.912	1060			75-052 4K	75
6330.297	1	15792.680	5108330-.080	200	-209	575	366	0	830	6099.620-23892.360	1120	D	5H	4-203G 2	4
6330.269	0	15792.750	5110300	-1				0	0						
6329.644	6	15794.310	5002300 .050	-1	148	560	706	0	1110	10729.720-26523.980	1020	D	5H	6-2 31 2	6
6328.791	0	15796.439	2320040-.100	120	-10	690	680	0	0	11838.141-27634.480	940			45-	55
6328.791	0	15796.439	2320040-.001	120	70	900	830	0	330	1150020	0			85-025 4L	75
6328.635	4	15796.629	5150300-.031	-1	170	910	740	0	1110	25280.400-9483.540	0	0	0	55-052 21	55
6328.045	0	15798.300	5008300	-1				0	0						

6327.909	4	15798.640	5025300	-1	-1	35522.431	1030	35522.431	19721.751	0	DP	5K	7-M 3K M	8	8
6327.601	0	15799.410	5125300	-1	0	441.950	875	441.950	16242.970	1180	S	51	5-2XSHI	6	6
6327.440	0	15799.810	5150390	120	0										
6327.100	4	15800.660	5075300	-020	-020										
6326.248	6	15801.040	5003100	020	020										
6326.932	0	15802.829	5002400	-1	0										
6326.059	0	15803.260	4325340	260	0										
6325.755	0	15804.020	5505340	0	0										
6325.223	1	15805.349	5325350	-002	275	219	970	481	700	0	4L		75-	75	75
6324.042	0	15808.300	4450361	-001	300	-241	0	490	731	0			55-DS2 2H	45	45
6324.042	0	15808.300	4450361	-039	300	-270	0	750	1020	0	QQ		75-DS2 4K	75	75
6323.842	0	15808.600	4705791	010	400	-420	0	950	1370	0			85-DS2 6L	85	85
6323.102	2	15810.650	5105330	058	0	-30	0	660	630	0	D	3K	7-205H P	6	6
6323.102	2	15810.650	5105330	-110	0	619	0	241	860	0	DS	6L	55-DS2 6H	65	65
6323.057	1	15811.762	6805891	-098	620	0	0	700	705	0			45-DS2 6H	35	35
6322.767	0	15811.489	4375390	049	200	0	0	645	575	0			45-	35	35
6322.357	1	15812.514	6815891	-008	200	-110	0	650	760	0			45-DS2 41	45	45
6321.859	0	15813.760	4305340	0	180										
6321.407	2	15814.890	4110300	-040	0	-255	0	796	541	0	51		4-2031 2	5	5
6321.016	1	15815.869	4104300	-001	-1	-69	0	681	750	0			55-DS2 41	65	65
6321.018	1	15815.869	4104300	-071	-1	-328	0	910	1236	0			55-DS2 6K	65	65
6320.436	1	15817.319	6375390	-021	250	235	0	995	760	0			55-DS2 41	45	45
6320.196	0	15817.920	4105300	200	0										
6319.912	4	15818.630	4150310	-1	0										
6318.978	0	15820.969	4505320	0	0										
6318.740	1	15821.564	6798390	-026	-350	-340	0	996	656	0	DS	6L	65-	65	65
6318.127	2	15823.099	6598340	-031	130	-114	0	655	541	0	D	31	5-2031 2	5	5
6316.990	4	15825.949	4008300	-1	0										
6316.818	0	15826.380	5103131	-008	520	494	0	1050	556	0			65-DS2 2H	55	55
6316.614	1	15826.890	6650392	010	75	64	0	711	775	0	DS	4K	55-	65	65
6315.976	4	15828.489	4008300	0	0										
6315.924	1	15828.619	4503320	-001	0	40	0	780	740	0			65-DS2 21	55	55
6315.373	0	15830.000	1310000	-1	0										
6315.221	0	15830.380	5702721	-550	0										
6315.186	0	15830.469	1702001	-390	0										
6314.799	1	15831.439	4703761	-011	-575	-550	0	1286	736	0	DS	61	55-	55	55
6314.735	4	15831.599	5023300	018	-1	-156	0	450	606	0	DP		5-205G 2	6	6
6314.548	0	15832.069	4105300	200	0										
6314.484	4	15832.229	1303100	011	-1	-690	0	1340	650	0	DS	61	65-	55	55
6314.041	0	15833.339	4802731	575	0										
6313.603	0	15834.439	4105320	-031	-1	-141	0	781	640	0			6-M 3K M	6	6
6313.447	4	15834.829	4010300	-1	0										
6312.399	2	15837.459	5101821	049	-130	-1133	0	1801	668	0	S	51	7-2 31 2	6	6
6311.952	0	15838.579	4108320	200	0										
6311.857	4	15838.819	4101300	069	-1	-330	0	1050	1480	0			85-DS2 6L	95	95
6311.572	0	15839.660	4408320	009	320	299	0	1080	781	0			65-DS2 6K	65	65
6311.155	0	15840.579	4305320	150	0										
6310.753	4	15841.589	4005300	-1	0										
6310.474	0	15842.290	6500050	059	100	-21	0	729	750	0			65-DS2 41	65	65
6310.418	0	15842.430	5510350	0	0										
6309.413	1	15844.953	6615392	031	-120	-696	0	1326	630	0	DS	6L	85-	85	85
6309.413	1	15844.953	6615392	-013	-120	-110	0	816	926	0			55-DS2 6L	65	65
6308.698	0	15846.750	4500020	100	0										
6308.568	4	15847.076	6505350	-1	0										
6308.345	1	15847.635	6510390	035	50	35	0	756	791	0	DS	61	45-	55	55
6308.345	1	15847.635	6510390	-044	50	-315	0	705	1020	0			65-DS2 4K	75	75
6308.261	1	15847.847	6508390	-065	50	-456	0	780	1236	0			65-DS2 6K	65	65
6308.089	4	15848.280	5108100	-007	-1	29	0	746	775	0	DS	4L	65-	65	65
6307.962	0	15848.599	5304130	200	0										
6307.663	0	15849.349	4300030	150	0										
6307.030	0	15850.939	4304320	028	200	189	0	241	440	0	DS	6L	55-	55	55
6306.899	1	15851.270	6320170	-041	200	-186	0	996	800	0	DS	6L	65-	65	65

6306.899	1	15851.270	6320170-.071	200	54	1060	1006	0	0	27795.541-11944.200	1085	0J670	65-	55
6306.700	0	15851.770	5102151	-400										
6306.600	1	15852.020	5803171-.000	-480	-448	1216	768	0	980	9646.850-25498.870	975	DS 6L	75-DP 6L	65
6306.246	2	15852.910	4103310 .040	-1	-82	668	588	0	1080	9646.820-25499.490	995	D 51	6-2031 P	5
6306.080	0	15853.329	1305000 .079	150	615	920	305	0	980	26767.321-10904.071	0		55-	55
6305.985	0	15853.566	6503330	60										
6305.232	2	15855.459	5398390 .029	100	40	696	736	3101120049	1150	11005.520-26860.950	1115	D 51	7-P 51 P	7
6305.232	2	15855.459	5398390 .007	100	40	590	630	3101120049	1215	11749.490-27604.942	1130	D 3H	6-205M P	6
6305.113	1	15855.760	5104451-.001	-650	-641	1341	700	0	0	11764.250-27620.011	1020	DS 6K	85-	75
6305.017	0	15856.000	1403002 .089	340	89	800	711	0	1100	41612.621-26658.690	1060	DP 051	7-P 51 P	6
6304.487	1	15857.333	6620392-.007	-100	-83	996	913	1368455690	850	8733.450-24590.790	660	DS 6L	65-DP 6L	55
6304.310	0	15857.780	4305320	180										
6304.099	0	15858.310	5515350	-1										
6304.023	1	15858.500	6875392 .000	150	124	1050	926	1271026870	1020	23488.670-7630.170	870	DSP 6L	75-D2S 6L	65
6303.825	0	15859.000	4304330	300										
6303.666	0	15859.400	4001700	300										
6303.487	0	15859.849	4308330	100										
6302.748	0	15861.709	5125390	100										
6302.712	0	15861.800	5104171	520										
6302.1612	0	15862.050	1305000-.079	-1	245	650	305	0	1260	26766.200-10904.071	0	Q	55-	55
6302.355	2	15862.699	2370980-.021	80	100	618	718	4900340120	1110	10536.800-26398.520	990	D 3H	5-P 3K P	6
6302.048	1	15863.470	6810891-.011	-690	-695	1376	681	3501120000	800	12945.510-28808.991	1200	DS 6K	95-DP 6L	105
6300.983	1	15866.151	6505360 .011	50	-51	711	660	0	0	10431.720-26297.860	0	DS 4K	55-	65
6300.595	0	15867.130	4420332	-250										
6300.249	0	15868.000	6508360	0										
6299.908	1	15868.859	4308320-.041	180	160	880	720	0	1110	25614.320-9745.420	0		65-052 41	75
6299.531	0	15869.810	5103330	-1										
6299.245	0	15870.530	5105330	-1										
6298.915	1	15871.360	5804791-.000	-655	-651	1371	720	0	1180	11913.160-27784.520	1110	DS 6L	95-DP 6K	85
6298.796	0	15871.660	5110340	100										
6298.653	0	15872.020	5310350	100										
6298.296	0	15873.920	5105320	-1										
6298.007	1	15873.650	6375390-.021	250	224	476	700	3301350060	970	11746.340-27620.011	1020	DS 4K	65-	75
6297.360	0	15875.280	5120352	400										
6297.146	0	15876.819	5103442	340										
6297.039	0	15876.089	5504140	0										
6296.975	1	15876.250	5500020 .020	150	69	775	706	0	1020	25551.270-9675.040	0		55-052 4H	55
6296.896	0	15876.449	6325370	100										
6296.650	0	15877.069	4504320	100										
6296.519	4	15877.400	4005300	-1										
6296.267	0	15878.037	4602821 .038	-490	-145	950	1095	0	1040	31728.480-15850.491	0		55-	65
6296.103	0	15878.449	4308330	180										
6295.889	0	15878.989	6508330	50										
6295.786	0	15879.250	5508330	100										
6295.726	0	15879.400	5508330	100										
6295.523	0	15879.913	6510340	-1										
6295.453	4	15880.089	4001702	-490										
6294.617	5	15882.199	4503310 .059	-1	-1	-1	600	0	1010	31787.070-15904.930	1000		55-	55
6294.327	5	15882.930	5475360-.001	-1	-255	775	520	0	732	.000-15082.931	0	S2 41	45-	55
6294.327	5	15882.930	5475360-.110	-1	186	946	760	0	1070	20315.280-4432.240	805		55-052 41	45
6293.519	0	15884.969	4315350	200										
6293.356	1	15885.380	6498391-.020	-270	-245	941	696	0	840	8635.380-24720.780	1035	DS 6K	55-0P	55
6293.182	4	15885.819	4105310	-1										
6292.873	0	15886.599	5803851	-530										
6292.675	1	15887.099	6515381-.001	120	-86	746	660	0	805	10410.760-26297.860	0	DS 4L	65-	65
6292.255	1	15888.160	6325360 .020	250	204	476	680	0	970	11746.340-27634.480	940	DS 4K	65-	55
6292.021	0	15888.750	4100021	400										
6291.526	0	15890.000	6450341	-350										
6291.309	1	15890.548	6650392 .020	50	35	700	665	1359904840	1000	24534.360-6643.832	830		55-025 61	45
6291.309	1	15890.548	6650392 .017	50	-200	550	750	1359904840	0	30977.671-15087.140	1050	OJ780	7-2 3L 2	7
6291.309	1	15890.548	6650392-.023	50	-391	700	1091	1359904840	1130	39786.911-23898.340	1100	OP 03K	7-2031 M	7
6291.309	1	15890.548	6650392-.063	50	164	930	766	1359904840	0	22203.861-6313.250	980		55-052 41	55
6290.901	1	15891.579	1701001-.002	-840	-566	1286	720	0	0	11322.420-27214.001	0	DS 61	55-F30P	65
6290.481	0	15892.640	6508390	50										
6290.106	1	15893.589	6498391 .004	315	315	871	556	9250004105	950	22786.540-6892.955	850	D7P 6L	65-052 2H	55

6290.008 1	15893.836	5500070-.014	50	30	725	695	0	1040	23923.130-	8029.280	965	DS	6L	55-DS2 4H	45
6289.725 0	15894.550	4310330	120				0	630	8080.440-	23976.000	845	DS	6L	55-DP 6K	45
6289.372 1	15895.569	6804781 .009	510	499	241	740	0	1130	10668.980-	26565.322	1130	DS	6K	75- 85	
6289.076 1	15896.332	6810891-.030	-638	-646	1276	630	36011300000	0	930	10163.480-	26062.380	0	3K	6-2011 2	6
6288.016 6	15898.871	5108330-.029	250	-221	741	520	0	1145	25382.491-	9483.540	0	0	0	65-DS2 21	55
6287.150 0	15901.060	51515390	100	165	905	740	0	850	8733.450-	24634.760	1075	DS	6L	65-SP 41	75
6287.032 1	15901.359	5175392 .049	-425	-440	996	556	3000000000	0	1100	41512.621-	25610.200	DP	051	7-2 3H 2	6
6286.581 5	15902.500	5100021 .079	-1	209	800	591	0	1070	26368.960-	8464.460	0	0	55-D2S 6K	65	
6286.478 0	15902.760	4315330	300	-440	788	1236	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6286.314 0	15903.176	6520380 .006	50	50	1080	1030	0	0	24668.741-	8765.571	1030	0	51	65-D2S 6L	75
6286.056 2	15903.829	4010300-.051	-1	-162	728	568	0	930	8488.870-	24393.750	950	0	51	5-2 31 2	6
6285.925 5	15904.160	1303000 .021	-1	-1	520	0	0	1010	31787.070-	15882.931	0	0	55-	55	
6285.925 5	15904.160	1303000-.060	-1	251	425	676	0	0	13002.052-	28906.272	0	DS	4K	75	
6285.739 4	15904.630	4005300-.110	-1	-155	781	626	0	907	5226.520-	21131.260	0	0	5K	6-203F 2	5
6285.628 1	15904.910	6425381-.020	180	-175	775	600	0	732	.000-	15904.930	1000	S	2	45-	55
6285.435 0	15905.400	6505340-.001	100	-86	680	766	0	0	22218.651-	6313.250	960	0	41	45-DS2 41	55
6285.309 0	15905.719	6525360	150				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6285.056 0	15906.359	3505340	-1				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6284.961 5	15906.599	5103330-.001	-1	225	481	706	0	970	11814.660-	27721.260	960	DS	4L	75-	65
6284.945 0	15906.640	5103141	-520				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6284.672 5	15907.329	6320370-.011	180	-1	756	-1	0	800	10936.670-	26844.010	0	DS	6I	45-	55
6284.253 5	15908.390	5175381-.070	-325	24	575	551	0	1020	26828.840-	10920.380	970	0	5H	45-DS2 4H	45
6284.087 0	15908.810	4105320	200				0	1200	4381.120-	20290.580	1150	S	2	41	65
6283.823 1	15909.479	6875391 .019	290	327	726	1053	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6283.700 0	15909.790	5504340	50				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6283.630 0	15909.969	5508360	-1				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6283.085 0	15911.349	4310320	200				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6281.557 5	15915.219	2350102-.019	-180	115	425	540	3601080000	0	13002.052-	28917.290	1100	DS	4K	75-	65
6281.280 2	15915.920	5598390-.000	160	-50	706	656	4400000140	520	7744.160-	23660.080	660	D	5H	3-P 51 P	4
6281.059 4	15916.479	1300080	-1				0	630	8080.440-	23987.540	1090	DS	6L	55-	65
6281.004 0	15916.619	6450391	220				0	1020	22811.280-	6892.955	850	0	0	55-DS2 2H	55
6280.815 1	15917.099	5105791-.001	510	519	241	760	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6280.332 1	15918.322	4704731-.003	380	374	930	556	0	800	10431.720-	26352.840	990	DS	4K	55-	65
6279.730 0	15919.849	4308422	-210				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6279.319 4	15920.890	5030300	-1				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6279.230 1	15921.115	6550390-.005	-80	-50	711	661	3302030168	800	10431.720-	26352.840	990	DS	4K	55-	65
6278.878 0	15922.010	4310320	150				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6278.684 6	15922.500	6398392 .089	-200	-16	748	730	3301070013	805	10410.760-	26333.171	0	DS	4L	65-	75
6278.684 6	15922.500	6398392-.031	200	314	176	490	3301070013	560	8250.170-	24172.701	1100	DS	6K	45-	55
6278.255 0	15923.569	4305320	250	203	688	871	3301070013	1080	9646.620-	25569.180	1070	D	51	6-P 5K P	7
6277.931 5	15924.410	5102732	450				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6277.897 5	15924.510	0-.070	-1	-255	1161	906	0	960	9684.190-	25608.770	1050	DS	6K	65-DP	65
6277.738 0	15924.900	4101412 .071	260	-130	1010	1140	0	0	26191.341-	10266.512	1130	0	0	75-D2S 6I	65
6277.738 0	15924.900	4101412-.088	260	175	425	600	0	0	13002.052-	28927.041	0	DS	4K	75-	85
6277.537 5	15925.410	4310320-.110	175	35	711	746	0	600	10431.720-	26357.240	1040	DS	4K	55-	55
6276.644 1	15927.675	6803841-.003	-650	-580	1340	760	0	0	12222.102-	28149.780	980	DS	6I	65-	55
6275.949 6	15929.439	5505330-.011	0	-14	600	586	0	1180	12243.510-	28172.960	0	0	5H	7-2 31 2	7
6275.819 0	15929.770	4105310	200				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6275.015 0	15931.810	1310000 .000	120	110	940	830	0	0	28162.371-	12260.561	1050	OJ78	75-D2S 4L	75	
6274.807 2	15932.339	5808861 .019	789	789	-35	754	3100880084	860	1743.720-	17676.040	945	S	31	5-2 31 2	5
6274.661 2	15932.709	5305140-.011	-1	76	550	626	0	1200	11447.730-	27380.450	1060	D	5G	5-203G 2	5
6274.338 0	15933.530	5401431	-350				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6274.135 1	15934.046	6808891 .016	-610	-614	1326	712	0	1060	10720.400-	26654.430	1020	DS	6L	85-	75
6274.135 1	15934.046	6808891-.055	-610	-351	820	1171	0	1200	28168.721-	12234.620	1100	0	0	55-	55
6273.437 4	15935.819	4005300 .070	-1	410	1055	645	0	760	30844.660-	14908.911	0	DP	5K	5-205H 2	5
6273.704 0	15936.410	5520360-.111	100	190	450	260	0	1070	37612.641-	21876.120	1000	DP	0	5	5
6273.193 4	15936.439	5101721	-910				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6272.665 0	15937.780	4315330	120				0	0	0	0	0	0	0	0	0
6272.244 0	15938.849	4504320 .084	0	459	1015	556	0	1105	22831.720-	6892.955	850	0	0	65-DS2 2H	55
6272.244 0	15938.849	4504320-.021	0	50	1370	1320	0	0	27422.321-	11483.451	0	Q	0	85-D2S 6I	75
6272.074 1	15939.280	6305340 .000	180	174	880	706	0	1110	25614.370-	9675.040	0	0	0	65-DS2 4H	55
6271.599 1	15939.280	6305340-.010	180	-120	690	570	0	0	11838.141-	27777.431	1010	0	0	45-	55
6271.599 1	15940.489	4325340 .000	250	-240	730	970	0	1050	25209.240-	9768.751	1040	0	0	45-DS2 6I	55

6271.363	1	15941.089	4304332	.059	-325	-330	1216	886	0	980	9646.850-25587.880	1150	DS	6L	75-	65		
6271.181	4	15941.550	4025300	-1	-1				0	0								
6270.686	0	15942.810	4308310	200	200				0	0								
6270.361	0	15943.636	6875381	400	400				0	0								
6269.783	0	15945.079	4503320	120	120				0	0								
6269.636	0	15945.479	6775391	-1	-1				0	0								
6269.411	0	15946.050	4500020	120	120				0	0								
6269.200	0	15946.589	5315350	.109	150	0	746	746	0	805	10410.760-26357.240	1040	DS	4L	65-	55		
6268.869	0	15947.430	6510360	100	100				0	0								
6268.830	4	15947.530	5150300	-1	-1				0	0								
6268.303	0	15948.869	4503320	150	150				0	0								
6268.072	0	15949.459	4503320	50	50				0	0								
6267.871	0	15949.969	5110340	-1	-1				0	0								
6267.832	5	15950.069	5108330	-.020	300	-291	940	1231	0	1050	27991.760-12041.671	0			65-	65		
6267.639	0	15950.560	5320340	150	150				0	0								
6267.580	0	15950.709	5110342	-350	-350				0	0								
6266.975	6	15952.250	1300020	.014	-1	18	562	560	0	1080	9378.545-25330.781	900	D	5H	5-2031	2	5	
6266.747	0	15952.829	4325330	300	300				0	0								
6265.977	1	15954.790	8575350	.009	100	30	725	695	0	880	23984.061-8029.280	965			35-DS2	4H	45	
6265.533	1	15955.921	6805881	-.019	410	408	895	486	0	920	22670.122-6714.220	810			65-DS2	6L	55	
6265.533	1	15955.921	6805881	-.009	410	-141	950	1091	0	1040	31728.480-15772.560	0			55-	65	65	
6265.322	2	15956.459	4510310	.019	0	-35	698	661	0	1150	11005.520-26961.960	1080	D	51	7-POSH	P	6	
6265.322	2	15956.459	4510310	-.082	0	270	760	540	0	0	38670.171-22713.630	1060			7-2031	2	6	
6264.741	0	15957.939	5198380	-.097	-1	239	795	558	0	1025	22850.991-6892.955	850			55-DS2	2H	55	
6264.537	6	15958.459	4775320	.019	-1	171	600	771	3601040024	1180	12243.510-28201.950	1165	D	5H	7-2	1L	2	8
6264.273	4	15959.130	5108340	-1	-1				0	0								
6264.199	0	15959.319	6350380	-.001	200	-155	400	555	0	920	23576.761-7617.441	950	QJ<		45-DS2	4G	35	
6263.873	0	15960.150	4308320	-.011	180	-170	570	740	0	0	25443.701-9483.540	0			65-DS2	21	55	
6263.680	1	15960.640	6550390	.010	120	5	711	716	1258004104	800	10431.720-26392.350	1035	DS	4K	55-	65	45	
6263.194	1	15961.880	6720351	-.040	120	-310	1216	906	0	980	9646.850-25608.770	1050	DS	6L	75-OP	65	65	
6262.900	0	15962.630	4701421	-500	-500				0	0								
6262.712	0	15963.107	6803751	-350	-350				0	0								
6262.539	2	15963.550	1325980	-.030	120	-77	668	591	310110049	1080	9646.620-25610.200	1120	D	51	6-2	3H	2	6
6262.335	1	15964.069	6388390	-.001	-265	-184	576	760	3100860023	830	20396.310-4432.240	805			45-DS2	41	45	
6262.299	4	15964.160	5015300	-.079	-1	100	920	1020	0	990	24328.151-8363.912	1060	QG		65-DS2	4K	75	
6261.449	0	15966.329	4105310	.088	200	194	800	606	0	1020	37747.301-21781.060	0	DP	031	7-2056	2	6	
6260.735	4	15968.150	5510350	120	120				0	0								
6260.625	4	15968.430	5305320	200	200				0	0								
6260.167	4	15969.599	5105320	-1	-1				0	0								
6260.092	5	15969.790	5101720	.020	-340	-690	680	1370	0	0	25740.101-9770.331	0			85-DS2	6L	85	
6260.092	5	15969.790	5101720	-.070	-340	239	481	720	0	970	11814.660-27784.520	1110	DS	4L	75-OP	6K	85	
6259.644	1	15970.933	6803851	.013	590	615	725	110	0	880	23984.061-8013.141	460			35-DS2	61	35	
6259.363	0	15971.650	4408322	275	275				0	0								
6258.556	5	15973.709	1305000	.089	100	-170	721	891	0	1085	22577.250-6803.630	960			55-DS2	4K	65	
6258.426	4	15974.040	4005800	-.1260	-1260				0	0								
6258.089	1	15974.900	6320360	-.020	250	230	476	706	0	970	11746.340-27721.260	960	DS	4K	65-	65	65	
6257.784	0	15975.680	4325330	.009	300	-46	720	766	0	1020	36090.621-20114.950	0	DP	05H	5-MOSG	S	6	
6257.458	0	15976.510	5101820	-.011	-660	290	1010	720	0	0	25721.941-9745.420	0			85-DS2	41	75	
6257.040	2	15977.579	4008300	-.011	-1	-139	560	421	0	1110	10729.720-26707.310	1070	D	5H	6-P	031P	5	
6256.774	0	15978.258	6803771	.068	-540	-70	670	740	0	1070	25481.730-9483.540	0			55-DS2	21	55	
6256.583	0	15978.745	5802751	-480	-480				0	0								
6255.836	0	15980.654	6875371	375	375				0	0								
6255.685	0	15981.040	4308320	-.011	250	-56	700	756	0	1200	40789.591-24818.540	1140	DP	51	8-203K	2	7	
6255.508	1	15981.491	6520390	.041	120	-260	1130	1390	0	0	26448.181-10466.731	1140			65-DS2	6K	75	
6255.508	1	15981.491	6520390	-.010	120	49	975	926	0	1030	23611.671-7630.170	870			55-DS2	6L	65	
6255.508	1	15981.491	6520390	-.040	120	-778	1376	600	0	0	12945.510-28927.041	0	DS	6K	95-	85	85	
6255.501	0	15981.510	1310000	-1	-1				0	0								
6255.340	0	15981.920	5101521	.001	350	-104	866	970	0	980	25250.670-9268.751	1040			55-DS2	61	55	
6255.098	2	15982.540	5398340	.010	200	-175	741	566	0	930	10163.480-26146.010	1070	0	3K	6-2031	P	5	
6254.973	0	15982.859	5108361	-.049	-1040	-106	600	706	0	980	25657.850-9675.040	0			45-DS2	4H	55	
6254.894	0	15983.060	5105350	0	0				0	0								
6254.076	0	15985.150	1308020	150	150				0	0								
6253.842	4	15985.750	5103422	-330	-330				0	0								
6253.713	1	15986.079	6398390	-.011	220	-215	941	726	0	840	8835.380-24821.470	960	DS	6K	55-OP	6K	55	
6253.509	0	15986.599	4305320	300	300				0	0								
6253.230	3	15987.313	6425391	-.017	-300	-300	996	696	0	850	8733.450-24720.780	1035	DS	6L	65-OP	65	55	

6202.828	0	16117.219	5100032	-400	529	1015	486	9230004000	1105	22831.720-	6714.220	810	65-D2S	6L	55
6202.724	1	16117.489	1808001	540											
6202.012	0	16119.339	4701431	-440											
6201.446	0	16120.810	5702851	-730											
6201.389	2	16120.959	5504330	0	24	562	586	2151055990	1050	9378.545-	25499.490	895	0	5H	5
6201.280	1	16121.244	5505340	0	-23	775	752	000-16121.231	0	732	000-16121.231	0	52	41	55
6200.808	2	16122.469	6325360	170	435	740	305	3501150000	830	27028.501-	10804.071	0	0	45-	55
6200.808	2	16122.469	6325360	170	155	696	851	3501150000	1150	11005.520-	27128.000	1150	0	51	8
6200.808	2	16122.469	6325360	170	-651	1286	636	3501150000	0	11322.420-	27444.941	1100	05	61	65
6200.400	0	16123.530	4303320	200											
6200.278	0	16123.849	5100040	150											
6199.762	0	16125.189	6804881	-741											
6199.282	0	16126.439	6404891	300											
6198.924	0	16127.369	5308340	180											
6198.648	1	16127.567	6510390	0	-35	736	701	0	960	1376.620-	17504.170	1040	S2	41	65
6198.052	0	16129.640	5700041	-580	-10	1000	1010	0	1120	26553.431-	10423.681	950			65
6198.004	0	16129.765	5510390	50											
6197.610	1	16130.750	6505350	120	140	880	740	0	1110	25614.320-	9483.540	0	0	5H	55
6197.445	2	16131.219	6305360	-170	176	560	736	3301120000	1110	10728.720-	26860.950	1115	0	5H	7
6197.257	0	16131.709	4300010	150											
6197.126	0	16132.050	4300010	150	70	1100	1030	0	0	24897.641-	8765.571	1030			75
6196.759	0	16133.005	6808891	114	590	192	750	558	1030	35878.221-	19845.330	988	DP	05H	4
6196.147	0	16134.599	5108342	-300	-580	1216	636	0	960	9648.850-	25781.450	970	DS	6L	75
6195.147	0	16134.599	5108342	-300	-120	710	830	0	0	28385.171-	12250.561	1050			75
6195.632	4	16135.939	5198340	-1											
6195.574	4	16136.089	5153040	-1											
6195.205	1	16137.050	4300020	220	-245	681	926	0	925	23787.220-	7630.170	870			65
6194.484	0	16138.930	4504330	100											
6194.334	0	16139.319	1315000	-100	20	1050	1030	1170007000	1050	24904.891-	8765.571	1030			75
6193.797	0	16140.719	6805881	-578	-291	940	1231	0	0	28182.371-	12041.671	0	OJ78		65
6193.268	0	16142.099	6510350	100											
6192.235	0	16144.790	5504330	0											
6192.163	0	16144.979	5304360	150											
6191.944	0	16145.550	5505340	0											
6191.867	0	16145.750	6315380	150											
6191.480	1	16146.760	6815891	-460	-480	401	881	3100860056	840	21013.280-	4868.530	785			55
6191.323	0	16147.170	6325390	150											
6190.947	0	16148.150	4303320	-070	-1	-340	708	368	520	7744.160-	23892.380	1120	0	5H	4
6190.679	0	16148.848	6510370	100											
6190.439	0	16149.474	4503320	0											
6189.579	1	16151.719	6325390	039	106	866	760	1351064809	1060	20583.920-	4432.240	805			45
6189.433	0	16152.099	4305330	150											
6189.242	0	16152.599	4700011	-500											
6188.977	0	16153.290	5303321	180											
6188.927	0	16153.420	5504340	0											
6188.882	0	16154.060	6505370	0											
6188.378	1	16154.854	4803841	014	642	849	241	890	630	8080.440-	24235.280	870	DS	6L	65
6187.960	1	16155.944	6810891	-006	-390	1161	770	3501070000	980	9684.190-	25840.140	1040	DS	6K	65
6187.548	1	16157.020	5303320	059	-1	185	905	720	1165	25902.361-	9745.420	0			75
6187.464	2	16157.241	5550350	029	130	80	550	630	1200	11447.730-	27604.942	1130	0	5G	6
6187.196	0	16157.839	5503330	0											
6187.112	0	16158.160	5505350	-1											
6187.069	0	16158.270	5504330	0											
6186.941	0	16158.500	5303360	200											
6186.840	0	16158.869	5503170	0											
6185.955	5	16161.180	6505330	-030	150	24	950	926	1040	31728.490-	15567.280	1130			55
6185.801	0	16161.583	6505340	50											
6185.301	0	16162.890	6804881	680											
6185.152	0	16163.280	5105380	150											
6185.122	0	16163.359	5110380	-052	150	-197	729	926	0	23793.581-	7630.170	870			65
6184.750	0	16164.329	4703831	-380											
6184.601	1	16164.719	6520380	-001	130	880	750	0	1000	24116.070-	7951.350	1080			65
6184.490	5	16165.010	1303000	012	-1	-10	1010	1020	1105	24528.910-	8363.912	1060			65
6184.036	0	16166.229	5520390	-009	150	-50	920	970	0	25434.971-	9768.751	1040			75
6183.996	5	16166.300	5104360	-070	-1	-281	775	1058	1070	27449.240-	11282.870	1080			55
6183.155	5	16168.500	5403821	-020	300	304	1010	708	1055	25843.560-	9675.040	1080			55

6182.413 6	16170.439	1401001 .009	-170	-150	796	646	0	640	7446.430-23616.860	950	D	51	4-203G M	5
6182.340 2	16170.630	6398360-.050	225	211	600	811	2181248107	1236	11611.010-27781.690	1075	D	51	8-P 51 P	8
6182.004 1	16171.510	6698392 .000	-130	-195	616	421	1158405103	1110	10535.800-26707.310	1070	D	3M	5-P 031P	5
6182.004 1	16171.510	6698392-.020	-130	-120	941	821	1158405103	840	8835.380-25006.910	1030	DS	6K	55-DP	55
6181.932 5	16171.699	6108360	-1											
6181.813 3	16172.010	4001700	-330											
6181.591 0	16172.589	4504320	100											
6181.393 0	16173.109	5150390-.081	90	-240	996	756	6000000000	850	8733.450-24906.640	1070	DS	6L	65-	55
6181.110 0	16173.849	4103712	-300											
6181.041 0	16174.030	6505140	0											
6180.926 0	16174.329	4102421 .019	280	-140	600	740	0	980	25657.850-9483.540	0			45-DS2 21	55
6180.777 0	16174.719	4310350	200											
6179.834 0	16177.189	6315350	300											
6179.643 1	16177.689	6402831 .009	-320	-341	1161	820	0	980	9684.180-25861.870	980	DS	6K	65-	75
6179.383 0	16178.369	4503320	100											
6179.291 2	16178.609	4504320-.021	0	-9	655	646	0	880	7438.230-23616.860	950	D	31	5-203G M	5
6179.164 0	16178.943	6515390 .013	0	-10	820	630	0	880	28429.491-12250.561	1050	DS		85-D2S 4L	75
6178.462 0	16180.780	5503540-.020	50	-400	990	1390	0	980	26647.531-10466.731	1140			75-D2S 6K	75
6178.367 0	16181.030	5505340	-1											
6178.295 0	16181.219	6308360	120											
6178.122 1	16181.670	5504330 .001	0	-10	1130	1140	0	0	26448.181-10266.512	1130			65-D2S 6I	65
6177.859 0	16182.359	4102722	-660											
6177.642 1	16182.927	5508390 .017	0	-20	871	891	3500970000	950	22786.540-6603.630	960	D2P 6L		65-DS2 4K	65
6177.599 0	16183.040	508381	500											
6177.294 4	16183.839	5008330	-1											
6176.348 2	16186.319	4108310-.013	-175	-215	845	630	8240005235	897	11418.610-27604.942	1130	D	3L	7-205H P	6
6176.043 0	16187.119	5505330-.002	-1	28	755	781	0	930	25016.211-8829.090	850	DS		55-D2S 6K	55
6175.943 1	16187.380	5804762 .020	725	725	241	966	0	630	8080.440-24267.800	1100	DS	6L	55-	65
6175.806 0	16187.739	1305000-.052	-1	-66	900	966	0	1050	36742.091-20354.300	0	DP 031		6-2 3K 2	6
6175.600 0	16188.280	6303861	520											
6175.447 0	16188.680	5402421	240											
6174.334 1	16191.598	6815891-.002	580	574	178	750	8140004430	560	8250.170-24441.770	995	DS	6K	45-	45
6173.628 0	16193.449	5104772	-490											
6173.357 0	16194.160	5102821	-580											
6173.297 5	16194.319	5101120 .004	250	254	810	556	0	950	23087.270-6892.955	850			45-DS2 2H	55
6173.087 0	16194.869	6403331	350											
6173.011 0	16195.069	5108340	-1											
6172.759 6	16195.729	1303000-.021	-1	-47	668	621	0	1080	9646.620-25842.370	1000	D	51	6-2031 2	5
6172.592 0	16196.692	5810491	-698											
6171.060 0	16200.189	4308340	150											
6170.656 1	16201.250	6303780 .010	250	230	736	966	0	960	1376.620-17577.860	760	S2	41	55-5P 4K	55
6170.320 0	16202.131	6310370 .010	0	-46	628	580	0	910	9128.680-25330.781	900	D	3M	4-2031 2	5
6170.058 0	16202.819	4702721	400											
6168.835 0	16206.031	6804841 .120	-520	182	850	668	0	1000	35041.681-18835.770	1040	DP		7-2 31 2	6
6168.440 0	16207.069	4700011	-450											
6168.215 1	16207.660	6515390 .010	0	39	930	691	0	1020	22811.280-6603.630	960			55-DS2 4K	65
6167.983 0	16208.270	4702821	250											
6167.668 0	16209.099	6310340	350											
6167.317 0	16210.070	4308322	350											
6166.986 0	16210.890	5525390 .059	-140	170	930	760	9352374261	0	20643.071-4432.240	805			55-DS2 41	45
6166.956 0	16210.969	5508390	100											
6166.693 0	16211.662	6510360-.058	0	525	1170	645	0	850	31120.631-14908.911	0	DP	5L	6-205H 2	5
6166.366 1	16213.520	5704831 .039	-620	-626	1326	700	0	1060	10720.400-26932.881	0	DS	6L	85-	75
6165.940 2	16213.640	6698392-.010	-150	-140	796	656	1000000000	640	7446.430-23660.080	660	D	51	4-P 51 P	4
6165.766 1	16214.099	5802431 .079	500	-29	655	626	0	880	7438.230-23652.250	980	D	31	5-203H 2	5
6165.766 1	16214.099	5802431 .029	500	489	700	211	0	1000	24534.360-8320.290	540			55-D2S 6K	45
6165.413 1	16215.026	6810891 .006	-390	-396	1216	820	3500980000	980	9646.850-25861.870	980	DS	6L	75-	75
6165.251 2	16215.453	6525360 .003	50	61	660	721	3501120000	1120	11794.350-28009.800	1140	D	3K	7-P 3K P	7
6164.446 0	16217.569	5300030	100											
6164.150 0	16218.349	5308340 .068	120	-481	996	515	0	850	8733.450-24951.731	0	DS	6L	65-	65
6164.150 0	16218.349	5308340 .018	120	109	481	580	0	970	11814.660-28032.991	0	DS	4L	75-	65
6163.778 0	16219.329	6510330	100											
6163.599 5	16219.800	4303310 .010	-200	-1	-1	926	0	1010	31787.070-15567.280	1130			55-	55
6162.945 6	16221.520	6310340 .030	150	-212	978	766	0	730	3893.460-20114.950	0	D	5L	6-M05G S	6
6162.170 0	16223.560	4005300 .048	-1	65	715	650	0	1030	35133.622-18910.110	950	DP	031	6-2 31 2	5
6162.052 0	16223.871	6508350 .021	0	-20	990	1010	0	980	26647.531-10423.681	950			75-D2S	65

6092.389	0	16409.379	6301720-.110	-300	-620	550	1170	0	1260	26768.200-10356.711	0	Q	DP	05H	55-D2S 6H	45
6091.918	0	16410.649	135105380-.092	-1	714	750	36	0	1030	35978.221-195567.480	1040	0	0	0	5-503G S	4
6091.750	0	16411.100	5503320	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6091.639	0	16411.399	5104330	0	100	69	620	551	0	1000	27331.710-10920.380	970	0	0	45-DS2 4H	45
6091.547	0	16411.649	5104330	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6091.443	0	16411.929	5101830	-310	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6090.381	2	16414.791	356580380	.021	50	-1	750	0	1010	31787.070-15372.300	1055	0	0	0	55-	65
6090.381	2	16414.791	356580380	.021	50	-1	590	641	1140	10030.320-26445.090	1065	0	3I	0	7-2 5K 2	7
6090.171	0	16415.357	6702831-.003	-370	-370	660	1030	0	0	25180.931-8765.571	1030	0	0	0	65-D2S 6L	75
6090.021	2	16416.270	4301000	.000	100	-148	668	436	0	9646.620-26062.380	1060	0	0	0	6-2011 2	6
6089.832	0	16415.760	4301000	.110	200	-180	626	436	0	9128.660-25545.040	0	0	0	0	4-305H P	4
6089.517	1	16417.120	5505360-.010	150	195	728	921	0	0	4381.120-20798.250	1050	S2	4I	0	75-	65
6089.483	0	16417.212	456515390	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6089.131	0	16418.159	4305330	.008	200	-106	820	928	0	24048.321-7630.170	870	0	0	0	55-D2S 6L	65
6088.766	0	16419.145	6803881	-460	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6088.301	0	16420.399	4300010	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6088.067	0	16421.030	4401821	.020	-360	-360	1010	1370	0	26191.341-9770.331	0	0	0	0	75-D2S 6L	85
6087.930	0	16421.399	5103140	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6087.837	0	16421.649	5102732	.069	460	85	868	781	0	25250.670-8829.090	850	0	0	0	55-D2S 6K	55
6087.515	2	16422.517	25552390	.027	0	0	550	550	0	830	9044.980-25467.470	900	0	5G	3-203F 2	4
6087.310	1	16423.070	6303791-.010	-250	-235	1161	926	0	0	980	9684.180-26107.270	1040	DS	6K	65-	65
6086.953	0	16424.034	656520390	.004	20	-68	962	1030	0	1050	25189.601-8765.571	1030	0	0	85-D2S 6L	75
6086.319	0	16425.745	5805861	-670	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6086.166	2	16426.159	255510390-.001	50	45	816	661	0	0	1110	10535.800-26961.960	1080	0	3H	5-P05H P	6
6085.813	0	16427.110	476408891	400	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6085.402	2	16428.219	374402841-.001	-840	-625	1770	1145	0	0	1064	1649.010-18077.230	1030	S	5I	6-M05H S	7
6085.116	5	16428.992	356515390	.023	0	0	940	940	0	1050	27991.760-11562.791	980	0	0	65-	65
6084.784	0	16429.889	4403442	-310	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6084.506	0	16430.639	4403741	-260	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6084.103	0	16431.729	4402841	270	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6083.735	0	16432.721	476805881	640	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6083.458	0	16433.468	5504320	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6083.069	1	16434.520	4308330	.029	250	-216	665	881	0	960	21301.021-4866.530	785	0	0	55-D2S 4K	55
6082.840	0	16435.139	1305000	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6082.799	0	16435.250	5410180	500	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6082.729	0	16435.439	210102-.041	150	-350	996	646	0	0	850	6733.450-25168.930	1120	DS	6L	65-DP 6L	75
6082.714	1	16435.479	5410190	-350	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6082.488	0	16436.090	5102741	-600	-264	706	970	0	0	1020	25704.810-9268.751	1040	0	0	45-D2S 6I	55
6082.029	0	16437.330	436320390	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6082.004	0	16437.399	5100031	-500	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6081.763	0	16438.049	456515380	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6081.345	5	16439.179	5308180	.058	150	9	890	881	0	0	21305.651-4866.530	785	0	0	45-D2S 4K	55
6081.345	5	16439.179	5308180	.001	150	-215	1161	946	0	980	9684.180-26123.370	1100	DS	6K	65-	65
6081.260	0	16439.409	115108192	-250	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6080.410	1	16441.709	6615372	.008	-120	-95	665	760	0	840	20873.941-4432.240	805	0	0	35-D2S 4I	45
6080.202	0	16442.270	4403762	.001	-220	-250	890	1140	0	0	26708.781-10266.512	1130	0	0	65-D2S 6I	65
6079.636	1	16443.800	5315360	.000	200	-181	941	760	0	840	8835.380-25279.180	1100	DS	6K	55-	55
6079.561	0	16443.949	156350390	200	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6079.204	0	16444.969	5504360-.043	-1	-554	1185	631	0	0	0	13565.520-30010.532	0	DS	6I	75-	85
6079.108	0	16445.229	5505360	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6078.853	5	16445.919	5103140-.002	500	290	1010	720	0	0	0	26191.341-9745.420	0	0	0	75-D2S 4I	75
6078.853	5	16445.919	5103140-.031	500	-430	796	366	0	0	640	7446.430-23892.380	1120	0	5I	4-203G 2	4
6078.853	5	16445.919	5103140-.111	500	4	726	730	0	0	1200	4381.120-20827.150	1005	S2	4I	75-	65
6078.214	0	16447.649	5505150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6078.088	0	16447.989	5702831	-620	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6075.495	0	16455.010	5701721-.001	-630	-716	1286	570	0	0	0	11322.420-27777.431	1010	DS	6I	55-	55
6075.495	0	16455.010	5701721-.090	-630	-190	560	750	0	0	860	24406.450-7851.350	1090	0	0	55-D2S 4I	65
6075.256	0	16455.655	6808891	540	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6075.007	0	16456.329	546810891	643	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6074.520	0	16457.649	5103841	-700	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6074.276	0	16458.310	6302740	210	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6073.531	1	16460.330	4302822	.051	-270	700	970	0	0	0	25729.030-9268.751	1040	DS	6L	45-D2S 6I	55
6073.531	1	16460.330	4302822-.090	-270	-290	1216	928	0	0	980	9646.850-26107.270	1040	DS	6L	75-	65
6073.487	1	16460.449	4302120	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6073.140	4	16461.389	4302320	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6072.757	0	16462.429	6803121	-600	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

6054.198	0	16512.892	4505120-.098	50	-70	1170	1240	0	850	31120.631-14607.641	0	DP	5L	6-M	5H	S	5	
6054.122	0	16513.100	4102821	-400														
6053.785	0	16514.020	4303320	200														
6053.506	0	16514.780	4702821	-570														
6053.224	0	16515.549	4500020	100														
6053.129	0	16515.810	6508360	0														
6052.997	4	16516.169	4098300	-1														
6052.396	1	16517.810	6525390-.011	120	-151	721	570		1100	2846.760-19364.581	0	S2	4I	65-			75	
6052.150	5	16518.479	4104140	.009	220	249	1015	766	1105	22831.720-6313.250	960			65-052	4I		55	
6052.044	0	16518.770	5504330	0														
6051.806	0	16518.949	5503330	100														
6051.765	0	16519.530	5503330	100														
6051.148	0	16521.214	6504340	0														
6050.949	6	16521.760	5103330	-1														
6050.879	1	16521.949	44639392-.011	-170	-210	941	731		840	8635.380-25357.340	1010	DS	6K	55-			65	
6050.817	5	16522.120	5104350-.001	-170	54	800	746		1020	36404.141-18882.140	0	DP	03K	6-203H	M		6	
6050.751	0	16522.300	5504330	100	-46	746	700		805	10410.760-26932.881	0	DS	4L	65-			75	
6050.715	0	16522.399	5504330	100														
6050.286	0	16523.570	4402841	.060	-340	1050	1390		0	26990.241-10468.731	1140	Q		85-025	6K		75	
6050.041	2	16524.239	356575390	.009	100	40	500	540	1070	10116.630-26640.660	1030	0	5G	4-203H	2		5	
6049.480	2	16525.772	5505891	.002	-1320	1320	1758	438	0	441.850-16967.720	855	S	5I	5-M	3K	M	6	
6049.254	1	16526.389	966498391-.011	290	265	1191	926		1090	24156.570-7830.170	870			75-025	6L		65	
6048.401	0	16528.719	5510370	100					0	27449.240-10820.380	970			55-052	4M		45	
6048.353	5	16528.850	5510390-.010	100	224	775	551		0									
6048.241	0	16529.156	6503340	50														
6047.875	0	16530.156	6504350	50														
6047.623	0	16530.845	6505360	-1														
6047.391	0	16531.479	5505120	100														
6047.278	0	16531.789	6404751	-550														
6046.661	2	16533.475	255575390	.035	100	-30	550	520	830	9044.980-25578.420	550	0	5G	3-P	5H	P	3	
6046.579	0	16533.699	65550390-.030	60	80	1100	1020		0	24897.641-8363.912	1060			85-052	4K		75	
6046.517	0	16533.870	5103320	0														
6046.465	0	16534.010	5103320	0														
6046.179	0	16534.794	6506380	0														
6046.104	0	16534.997	6505350	100														
6045.094	1	16537.761	455520390	.090	30	-691	1341	650	0	11764.250-28301.921	0	DS	6K	85-			95	
6045.094	1	16537.761	455520390	.020	30	29	795	766	1025	22850.991-6313.250	960			55-052	4I		55	
6045.094	1	16537.761	455520390-.109	30	15	798	781		1070	25366.960-8829.090	850			55-025	6K		55	
6044.966	5	16537.899	5105190	-1														
6044.966	0	16538.110	5804181-.011	-580	-521	1371	850		1180	11913.160-28451.281	0	DS	6L	95-			95	
6044.766	0	16538.659	5105861	-570														
6044.089	0	16540.510	6503330	100														
6043.983	0	16540.800	5504330	.020	120	836	1570	734	0	26697.871-10157.091	1130			85-052	4K		85	
6043.925	0	16540.960	655515390-.019	0	30	1050	1020		1050	24904.891-8363.912	1060			75-052	4K		75	
6043.860	0	16541.138	5503330	120														
6042.975	5	16543.560	5503330-.060	100	-21	721	700		1100	2846.760-19390.380	1130	S2	4I	65-			65	
6042.873	2	16543.840	155375300	.099	250	404	241	645	630	8080.440-24624.181	0	DS	6L	55-			45	
6042.873	2	16543.840	155375300	.010	250	-320	741	421	930	10163.480-26707.310	1070	0	3K	6-P	031P		5	
6042.438	0	16544.636	6510190	0														
6042.376	0	16545.030	475810891-.011	-550	-556	1278	720		1130	10668.860-27214.001	0	DS	6K	75-F30P			65	
6042.376	0	16545.199	5100060	.030	150	470	775	305	1070	27449.240-10904.071	0			55-			55	
6041.372	0	16547.949	4500020	.108	100	-801	1431	630	1200	13198.700-29746.541	0	DS	6L	105-QJ89			95	
6041.197	0	16548.429	5320360	200														
6041.029	5	16548.889	6805881-.041	-490	-1	-1	1016		1010	31787.070-15238.140	0			55-			55	
6040.696	0	16549.800	5103150	350														
6040.233	0	16551.070	4503320	100														
6040.062	0	16551.539	5505380-.112	100	-190	450	640		1070	37612.641-21060.990	0	DP		5-M	3K	M	6	
6039.985	1	16551.749	156515390	.009	120	155	810	655	950	23087.270-6535.530	680			45-052	4H		35	
6039.945	4	16551.860	4010300-.079	-1	-490	680	1170		945	26908.650-10358.711	0			45-025	6H		45	
6039.875	0	16552.050	5504320	100														
6039.850	0	16552.120	4104321	350														
6039.711	0	16552.500	4500020	120														
6039.564	0	16552.903	6504370	0														
6039.397	5	16553.360	6504330-.041	100	124	905	781		1145	25382.491-8829.090	850			65-025	6K		55	

6020.525	5	16605.250	135105861	.020	-490	-495	1216	721	0	980	9846.850-26252.080	0	DS	6L	75-DP	6L	85
6019.945	5	16606.850	5108370	.012	-1	201	866	665	0	980	25250.670-8643.832	830	DS	6L	105-DP	6L	45
6019.855	4	16607.097	676810891	.017	-740	-745	1431	686	3101170054	1200	13198.700-29805.780	0	DS	6L	55-DP	6L	105
6019.655	5	16607.649	4002300	.038	-1	-311	615	926	0	0	24237.781-7630.170	870	DS	6L	55-DP	6L	65
6019.419	0	16608.300	5102720		470				0	0							
6018.980	0	16609.510	4320350		200				0	0							
6018.488	0	16610.870	355110380		150				0	0							
6018.379	0	16611.169	4504320		120				0	0							
6018.169	1	16611.750	5302742	-.000	290	-441	1216	775	0	980	9846.850-26252.600	1080	DS	6L	75-		65
6017.883	4	16612.540	5628350		-1				0	0							
6017.799	2	16612.770	356398390	-.080	180	-152	672	520	8321003180	370	8885.570-25578.420	550	D	5G	2-P 5H P	3	
6017.509	0	16613.570	5510160	.100	0	-501	1161	660	0	980	9884.180-26297.860	0	DS	6K	65-		65
6017.470	1	16613.679	715805791		-480				0	0							
6017.267	0	16614.239	715808891	-.001	-670	-545	1341	796	0	0	11764.250-28378.490	1120	DS	6K	85-Q		75
6016.814	6	16615.489	4503320	-.019	150	-339	845	506	0	897	11418.610-28034.080	0	D	3L	7-2011 2		6
6016.478	2	16616.419	356598390	-.001	120	98	575	671	2348405910	830	8099.620-24716.040	915	D	5H	4-P 51 P		5
6016.311	0	16616.879	5508350	-.041	150	-125	905	1030	0	1145	25362.491-8765.571	1030			65-DP	6L	75
6016.210	0	16617.159	5108350		200				0	0							
6016.007	4	16617.719	4002300		-1				0	0							
6015.869	0	16618.100	5500020		0				0	0							
6015.806	0	16618.275	5503340	-.016	100	39	1161	1200	0	980	9684.180-26302.481	0	DS	6K	65-		75
6015.662	0	16618.673	5804781		-550				0	0							
6015.547	0	16618.989	5510360	-.011	100	-37	941	904	0	840	8835.380-25454.380	1040	DS	6K	55-		65
6014.595	0	16621.620	4101722		-280				0	0							
6014.429	0	16622.080	5102741		-500				0	0							
6014.240	0	16622.600	5303330		150				0	0							
6014.185	0	16622.754	156508390		-1				0	0							
6013.785	1	16623.860	336475381	-.030	-220	-265	996	731	0	850	8733.450-25357.340	1010	DS	6L	65-		65
6013.680	0	16624.149	5108330		-1				0	0							
6013.101	0	16625.750	5503320		150				0	0							
6013.040	0	16625.919	5104330		-1				0	0							
6012.877	0	16626.370	4503320		100				0	0							
6012.606	0	16627.120	4304330	-.021	200	134	900	768	0	1050	36742.081-20114.950	0	DP	031	6-MO5G 5		6
6012.316	1	16627.970	446520390	.000	120	-130	721	591	1359536112	1100	2846.760-19474.680	940	S2	41	65-SP 4K		55
6011.952	0	16628.927	156510360		120				0	0							
6011.542	0	16630.063	206805690		690				0	0							
6011.225	1	16630.939	5805160	-.018	570	560	771	211	0	985	24951.211-8320.290	540			45-DP	6K	45
6011.225	1	16630.939	5805160	-.061	570	-1	-1	1398	0	1010	31787.070-15156.070	0			55-SP	6K	65
6011.203	0	16631.000	5102140		150				0	0							
6010.552	0	16632.800	4500020		100				0	0							
6010.253	5	16633.629	5502120	-.001	100	-65	905	970	0	1165	25902.381-9268.751	1040			65-DP	6I	55
6010.187	0	16633.810	4101622		280				0	0							
6010.065	0	16634.149	5500020	.050	0	0	575	575	0	1020	26828.840-10194.741	0			45-		35
6010.065	0	16634.149	5500020	-.001	0	-126	626	500	0	910	9128.660-25762.810	860	D	3H	4-2 3G 2		3
6009.956	0	16634.449	4402120		320				0	0							
6009.802	0	16634.878	6505340		100				0	0							
6009.642	0	16635.320	4504320		50				0	0							
6009.268	1	16636.354	5575190	-.043	120	-66	700	765	0	850	22949.561-6313.250	960			55-052 4I		55
6009.197	0	16636.550	5375380	-.018	200	245	910	665	0	1110	25280.400-8643.832	830			55-DP	6I	45
6009.176	4	16636.610	5003300		-1				0	0							
6008.540	1	16638.370	986398391	.109	-270	140	700	560	3400630063	1040	37128.871-20490.610	1130	DP	051	6-2 3I 2		7
6008.540	1	16638.370	986398391	.020	-270	-268	941	673	3400630063	840	8835.380-25473.730	915	DS	6K	55-		45
6008.230	0	16639.229	4101710		280				0	0							
6008.096	0	16639.600	6503320		120				0	0							
6008.027	0	16639.791	6510390	-.018	0	-20	1000	1020	0	0	25003.721-8363.912	1060			75-052 4K		75
6007.661	0	16640.804	6500040		100				0	0							
6007.475	0	16641.320	4503320		100				0	0							
6007.057	0	16642.479	4503320		100				0	0							
6006.832	0	16643.100	4310320		250				0	0							
6006.333	2	16644.485	156598390	-.005	80	-50	720	670	3400750072	1140	13373.610-30018.100	1215	D	3K	8-P 3I P		7
6006.271	0	16644.656	5503340		0				0	0							
6005.786	0	16646.000	5503140		0				0	0							
6005.687	0	16646.274	5103831	-.115	-590	75	740	685	0	760	25290.221-8643.832	830			45-02S 6I		45
6005.637	1	16646.413	155510370		120				0	0							
6004.993	0	16648.199	4100020		250				0	0							
6004.708	0	16648.987	476810891	.017	-400	323	761	438	0	980	33616.690-16967.720	855	DP	05L	6-M 3K M		6

6004.708	0	16648.987	476810891	.006	-400	-431	1161	730	0	980	9684.190-26333.171	0	DS	6K	65-	75
6004.523	0	16649.500	5804741	520					0							
6004.404	0	16649.830	5108170	150					0							
6004.332	0	16650.030	5102162	260					0							
6004.300	0	16650.120	5108180	150					0							
6004.237	0	16650.295	5803180	460					0	110	10729.720-27380.450	1060	D	5H	6-203G 2	5
6004.077	0	16650.739	5503340	.009	100	66	560	626	0	980	9646.850-26297.860	0	DS	6L	75-	65
6003.997	0	16650.959	5508360-.051	-500		-556	1216	660								
6003.938	0	16651.124	5103341	-500					0							
6003.860	4	16651.340	4110320	-1					0							
6003.471	0	16652.419	5101851	-310					0	750	32590.700-15937.731	1180	DP	5K	5-M 5H M	6
6003.280	0	16652.949	5103751-.020	530		-174	926	1100	0							
6002.547	0	16654.983	6510390	0					0							
6002.422	2	16655.330	436350380	.000	180	-154	575	421	3100880054	830	8099.620-24754.950	905	D	5H	4-203G 2	4
6002.307	0	16655.649	4503320	.018	100	-16	1216	1200	0	980	9646.850-26302.481	0	DS	6L	75-	75
6002.007	1	16656.481	4805861	583	100	583	580	176	756	560	8250.170-24906.640	1070	DS	6K	45-	55
6001.827	0	16656.979	4503320	100					0							
6001.773	0	16657.129	4500010	100					0							
6001.399	0	16658.169	4502120	100					0							
6001.323	0	16658.379	4101420	-310					0							
6001.073	0	16659.073	6805870	-619		-611	1341	730	0	0	11764.250-28423.371	0	DS	6K	85-	85
6000.876	0	16659.620	5403142-.049	-350		-310	710	1020	0	1070	25023.581-8263.912	1060	DS	6K	75-DS2 4K	75
6000.710	0	16660.080	4300020-.061	280		175	870	695	0	910	24689.421-8029.280	965	D	5L	45-DS2 4H	45
6000.459	0	16660.777	6805860-.063	-620		-12	978	966	0	730	3893.460-20554.300	0	D	5L	6-2 3K 2	6
6000.263	1	16661.323	356515390-.023	0		-31	735	766	0	1080	22974.550-6313.250	960	DP	5L	65-DS2 41	55
6000.207	0	16661.476	5504150	0					0	850	30860.281-14198.600	1060	DP	5L	6-2 5H M	7
6000.147	0	16661.645	5504140-.036	0		-37	900	937	0	900	35497.560-18835.770	1040	DP	5L	5-2 31 2	6
6000.065	0	16661.870	5103450	-580		302	970	688	0							
6000.019	0	16662.000	5503130	100					0							
5999.944	0	16662.208	536520390	120					0	1110	10535.800-27198.240	1070	D	3H	5-305H P	5
5999.872	6	16662.409	5305350-.031	150		-66	616	550	0	840	8835.380-25498.870	975	DS	6K	55-DP 6L	65
5999.486	1	16663.479	436350390-.011	230		-173	941	768	0							
5998.939	4	16665.000	4098300	-1					0							
5998.741	0	16665.550	4701111	-510					0							
5998.467	0	16666.310	4300020	150					0							
5998.200	0	16667.053	5805160	-500					0							
5998.176	0	16667.120	5305340	-1					0							
5997.752	0	16668.297	515804191-.004	-420		-376	1216	840	0	980	9646.850-26315.151	0	DS	6L	75-DP 6L	85
5997.627	1	16668.645	515808891-.005	-500		-500	1161	661	0	980	9684.190-26332.840	990	DS	6K	65-	65
5997.276	1	16669.760	4700011-.030	-450		-430	740	1170	0	830	27026.501-10350.711	0	DS	6K	45-DS2 6H	45
5996.861	0	16670.774	6803840-.016	-757		-760	710	1470	0	0	28385.171-11714.381	11240	DP	051	85-DS2 6K	85
5996.449	0	16671.919	5803841	-630					0							
5996.301	0	16672.330	5502120	100					0	890	5108.400-21781.060	0	D	5L	7-205G 2	6
5996.215	0	16672.570	4303131-.090	200		-227	833	606	0	980	9684.190-26357.240	1040	DS	6K	65-	55
5996.056	1	16673.011	6808891-.039	-396		-415	1161	746	3500960000							
5995.627	0	16673.649	4304330	200					0							
5995.543	0	16674.439	5104330	180					0							
5994.887	1	16676.283	676815881-.017	756		760	870	110	1834504900	910	24689.421-8013.141	460	D	31	45-D2S 61	35
5994.572	0	16677.139	6500020-.111	50		241	655	898	0	880	7438.230-24115.480	970	D	051	5-P 5K P	6
5994.413	0	16677.581	6808881-.010	-437		289	800	511	0	1100	41512.621-24635.030	1010	DP	051	7-2 11 2	6
5994.218	0	16678.124	6804861-.006	-435		-460	570	1030	0	0	25443.701-8765.571	1030	DP	051	65-DS2 6L	75
5993.900	4	16679.010	4105320	-1					0							
5993.755	0	16679.413	5505330	-1					0							
5993.616	0	16679.800	4101110	-360					0							
5993.308	0	16680.656	6503330	0					0							
5993.109	0	16681.209	6401731	270					0							
5992.682	0	16682.399	6402761	320					0							
5992.306	0	16683.445	5100021	-600					0							
5992.271	0	16683.544	5500050	0					0							
5992.223	0	16683.677	5510190	0					0							
5992.069	1	16684.105	6804860	.005	-562	-590	1326	736	0	1060	10720.400-27404.500	0	DS	6L	85-DP 6L	95
5992.069	1	16684.105	6804880	.016	-562	52	720	668	0	1090	35519.891-18835.770	1040	DP	51	6-2 31 2	6
5992.069	1	16684.105	6804880	.065	-562	-664	1340	676	0	0	12222.102-26906.272	0	DS	61	65-	75
5991.658	0	16685.250	5500020	0					0							
5991.593	0	16685.430	456515390	20					0							
5991.425	0	16685.899	5500010	.119	0	-170	626	458	0	910	9128.660-25614.440	950	D	3H	4-203H 2	4

5991.273	0	16686.323	476810891	.012	-475	160	800	640	3101090064	1020	37747.301-21060.990	0	DP	O3L	6
5991.273	0	16686.323	476810891	.002	-475	-486	1216	730	3101090064	980	9646.850-26333.171	0	OS	6L	75
5991.119	0	16686.750	4505340	-.103	-475	604	1160	556	3101090064	1040	23579.381-6892.955	850	OJ67	5K	55
5991.062	0	16686.909	4504340	.089	100	182	850	668	0	1030	35522.431-18835.770	1040	DP	5K	6
5990.724	0	16687.850	5310350	0	200	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5990.631	0	16688.110	5310350	0	200	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5990.394	0	16688.770	4102821	0	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5989.848	0	16690.292	6510370	0	770	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5988.209	6	16694.860	5525320	-.020	50	-80	831	751	0	1013	13029.080-29723.970	1150	0	3L	8-P 3K P 8
5988.191	4	16694.909	5804741	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5987.675	0	16696.350	5500030	0	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5987.355	0	16697.240	65510390	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5987.291	2	16697.419	256550360	-.051	40	-5	741	736	0	930	10163.480-26860.950	1115	0	3K	6-P 5I P 7
5987.133	0	16697.810	636350190	.000	100	-76	756	680	3301480100	800	10936.670-27634.480	940	DS	61	55
5987.087	0	16697.860	5520190	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5987.010	0	16697.989	5500050	.008	100	-6	920	926	0	990	24328.151-7630.170	870	OG	65-D25 6L	65
5986.936	4	16698.409	5104121	.059	-800	475	780	305	0	990	27602.421-10904.071	0	0	55-	55
5986.534	4	16699.530	4103300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5986.139	1	16700.632	686810391	.002	-1	-690	1371	681	3501180000	1180	11913.160-28613.790	0	DS	6L	95
5985.968	0	16701.110	5505350	-.100	-1	807	-201	606	0	1143	5079.340-21781.060	0	5	3I	7-205G 2 6
5985.757	2	16701.699	5104821	0	854	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5985.714	0	16701.820	5101150	0	200	-256	996	740	0	850	8733.450-25435.991	0	DS	6L	75
5985.448	0	16702.560	5310340	.019	300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5985.430	0	16702.610	5310340	0	180	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5985.284	0	16703.020	4310330	0	350	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5985.044	4	16703.689	4503320	0	100	425	1170	745	0	850	31120.631-14416.780	930	DP	5L	6-203K M 6
5984.961	0	16703.919	4503320	.068	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5984.918	4	16704.040	4103300	0	250	-116	775	891	0	1005	23309.480-6603.630	960	DS	6L	65
5984.728	0	16704.570	4303320	0	180	-555	1216	661	0	980	9646.850-26352.840	990	DS	6L	65
5984.267	1	16705.858	356515390	.008	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5984.201	0	16706.040	5503320	.050	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5984.130	0	16706.241	6515370	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5984.105	0	16706.310	5102131	0	-570	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5983.532	4	16707.909	4025300	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5983.141	0	16709.000	4301410	.110	400	-116	940	1056	0	1050	27991.760-11282.870	1080	DS	6K	65-D25 6H 55
5982.604	0	16710.500	5810891	-.008	-750	-736	1376	640	0	0	12945.510-29656.001	0	DS	6K	95-
5982.604	0	16710.500	5810891	-.071	-750	-696	1286	590	0	0	11322.420-28032.991	0	DS	61	55-
5982.586	0	16710.550	5810891	0	-700	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5982.354	0	16711.189	5104360	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5981.956	0	16712.310	4504340	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5981.817	0	16712.899	4304340	0	200	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5981.451	2	16713.722	256520360	.012	0	-5	626	621	0	910	9128.660-25842.370	1000	D	3H	4-2031 2 5
5981.366	0	16713.959	6505350	.050	150	105	680	575	0	945	26908.650-10194.741	0	0	45-	35
5981.195	2	16714.437	356598390	-.003	0	30	660	690	3501120000	1120	11794.350-28508.790	1090	D	3K	7-P 5H P 6
5981.116	0	16714.657	5803851	0	687	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5980.933	0	16715.169	4403340	.059	200	-650	820	1470	0	0	28429.491-11714.381	1240	0	85-D25 6K	85
5980.851	0	16715.399	5500020	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5980.700	0	16715.820	4303330	0	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5980.583	1	16716.149	186515380	-.062	120	-21	465	488	0	0	23430.431-6714.220	810	0	45-D25 6L	55
5980.264	0	16717.040	4303851	-.009	-280	-270	750	1020	0	0	25080.961-8363.912	1060	0	65-D25 4K	75
5980.107	0	16717.479	4305340	.088	200	330	1080	750	0	0	24668.741-7951.350	1090	0	65-D25 4I	65
5980.003	4	16717.770	4515340	-.060	0	-50	550	500	0	830	9044.980-25762.810	860	D	3-2 3G 2	3
5979.967	6	16717.870	4102330	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5979.904	0	16718.047	6503340	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5979.671	1	16718.697	16805891	-.019	420	419	975	556	0	1030	23611.671-6892.955	850	0	55-052 2H	55
5979.420	0	16719.389	4500010	0	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5979.359	0	16719.570	6504320	0	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5979.179	1	16720.074	156508360	.013	100	79	721	800	0	1100	2846.760-19566.821	1080	S2	4I	65-
5979.072	0	16720.373	436515390	0	70	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5978.926	0	16720.780	5510380	0	-1	-80	996	904	0	850	8733.450-25454.380	1040	DS	6L	65-
5978.876	1	16720.919	745525390	-.011	-80	-92	996	904	0	0	0	0	0	0	0
5978.859	4	16720.969	5598390	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5978.802	0	16721.127	5508380	0	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

5978.712	0	16721.379	5500020	-1	25	711	736	0	800	10431.720-27153.870	960	DS	4K	55-	55
5978.424	1	16722.184	256508390	100	-6	775	781	0	1020	25551.270-8629.090	850			55-D2S	6K
5978.424	1	16722.184	256508390	100				0							55
5978.383	0	16722.300	5503120	100				0							55
5978.304	0	16722.570	5502120	100	-59	680	631	0	0	11838.141-28560.680	970			45-	55
5978.265	0	16722.629	5502120	100				0							55
5977.993	2	16723.389	5105121	-600	-609	1801	1192	0	1177	2998.360-19721.751	0	S	5I	7-M 3K M	8
5977.893	0	16723.669	5104131	-063	24	770	746	0	1000	36605.871-19882.140	0	DP	O3I	5-203H M	6
5977.436	0	16724.949	5101122	480				0							6
5977.203	0	16725.600	5102122	-450				0							6
5977.054	1	16726.018	5808790	-450	-460	1161	701	0	980	9684.190-26410.200	1120	DS	6K	65-0P	6L
5976.944	0	16726.324	255520390	150				0							75
5976.878	6	16726.510	5103130	020	545	-35	510	0	860	1743.720-18470.250	0	S	3I	5-205H	2
5976.685	0	16727.050	5510390	50				0							4
5976.606	0	16727.270	5504340	100				0							4
5976.514	2	16727.530	455505340	020	56	705	761	0	1050	6413.930-23141.440	1060	0	5K	7-203K	2
5976.428	0	16727.770	5703122	500				0							6
5976.217	0	16728.360	4305130	150				0							6
5976.153	0	16728.540	4101410	380	-186	740	926	0	0	24359.861-7630.170	870			55-D2S	6L
5975.774	0	16729.600	5508360	-091	100			0							65
5975.649	0	16729.949	5102121	470				0	1070	13280.440-30010.532	0	DS	4L	85-	85
5975.560	0	16730.199	5505350	107	305	328	631	0	0	11322.420-28054.320	1060	DS	6I	55-	55
5975.303	0	16730.919	4500010	100				0							55
5974.967	0	16731.860	4300010	-040	200	-636	1288	650	0	26008.181-9268.751	1040			45-D2S	6I
5974.689	0	16732.637	4502120	0				0							55
5974.210	0	16733.979	4300020	200				0							55
5973.917	0	16734.800	5505330	100				0							55
5973.864	0	16734.949	5505330	100				0							55
5973.649	0	16735.550	4305320	120				0							55
5972.957	5	16737.489	4101812	059	-325	645	970	0	1055	26008.181-9268.751	1040			45-D2S	6I
5972.843	0	16737.810	5103130	180				0							55
5972.704	0	16738.199	4101712	340				0							55
5972.547	0	16738.639	5508360	100				0							55
5972.515	0	16738.729	5508350	100				0	980	36853.871-20114.950	0	DP	5H	5-M05G	5
5972.453	0	16738.902	5510370	-019	50	-66	700	766	0	36853.871-20114.950	0	DP	5H	5-M05G	5
5972.390	0	16739.080	5503860	0				0							6
5972.311	0	16739.300	5510350	-1				0							6
5972.155	0	16739.739	4508320	-1				0							6
5972.008	0	16740.149	4305320	-1				0							6
5971.687	1	16741.049	4404151	019	485	241	726	0	630	8080.440-24821.470	960	DS	6L	55-DP	6K
5971.393	0	16741.875	6508360	-1				0							55
5971.355	4	16741.979	4003300	-1				0							55
5971.055	0	16742.820	5104141	560				0							55
5970.951	1	16743.114	155520390	004	-10	746	736	9040005000	805	10410.760-27153.870	960	DS	4L	65-	55
5970.733	0	16743.725	6505330	275				0	1060	23280.092-6535.530	680			45-D52	4H
5970.396	0	16744.669	4320350	107	65	720	655	0							35
5970.260	0	16745.050	5108160	250				0							35
5970.214	4	16745.179	5020300	-1				0							35
5970.186	0	16745.258	5803851	-580				0							35
5969.754	0	16746.469	5104831	-410				0							35
5969.644	0	16746.780	4102811	530				0							35
5969.163	0	16748.129	6315330	280				0							35
5968.347	0	16750.419	5515350	-1				0							35
5968.286	0	16750.589	656675390	000	20	1050	1020	3501000000	0	25114.501-8363.912	1060	J78		85-052	4K
5968.286	0	16750.589	656675390	-091	20	205	715	510	950	35220.930-18470.250	0	DP	O3I	5-205H	2
5967.602	1	16751.893	436698390	-007	50	48	608	716	1080	9646.620-26398.520	990	0	5I	6-P	3K P
5967.825	2	16752.502	436510190	002	50	-55	941	606	840	9835.380-25587.880	1150	DS	6K	55-	65
5967.476	4	16752.862	215815871	740				0							65
5967.064	0	16754.020	5103122	-400				0							65
5967.014	0	16754.159	5505360	50				0							65
5966.953	3	16754.330	5520390	-020	100	-259	845	586	0	11418.610-28172.960	0	D	3L	7-2	3I 2
5966.953	3	16754.330	5520390	-030	100	-10	721	731	0	22977.250-5822.890	855			55-052	2H
5966.854	0	16754.610	5304140	150				0							45
5966.733	4	16754.849	4003300	-1				0							45
5966.440	0	16755.771	5103320	0				0							45
5966.341	0	16756.050	4006300	-1				0							45

5966.099	1	16756.729	5805881-.011	646	645	176	821	4000000490	560	8250.170-25006.910	1030	DS	6K	45-DP	55
5965.944	0	16757.164	6510190	0				30011100000							
5965.864	0	16757.389	5403750	310											
5965.707	0	16757.830	4308320	250											
5965.529	0	16758.330	4308320	180											
5965.280	0	16759.030	6315340	180											
5965.184	2	16759.300	4003300	0											
5964.899	0	16760.100	5703830	-510					1215	11749.490-28508.790	1090	0	3H	6-P 5H P	6
5964.775	0	16760.449	5100020	-092					1000	36605.871-19845.330	988	DP	031	5-203H 2	4
5964.611	1	16760.909	6404780	019	340	330	816	486	965	23475.110-6714.220	810			55-025 6L	55
5964.479	0	16761.280	5100010	0											
5964.458	0	16762.520	5500010	500											
5963.996	0	16762.639	5500010	0											
5963.949	0	16762.770	5503320	0											
5963.745	1	16763.344	6808890	-509	-515	1216	701		980	9646.850-26410.200	1120	DS	6L	75-DP 6L	75
5963.270	0	16764.679	476805770	-018	380	-391	490	881	0	21631.191-4866.530	785			55-DS2 4K	55
5963.003	1	16765.429	776398391	-009	-265	-228	996	768	850	8733.450-25498.870	975	DS	6L	65-DP 6L	65
5962.697	4	16766.290	4002300	-1											
5962.569	4	16766.649	4105320	-1											
5962.532	0	16766.699	4301120	300											
5962.310	0	16767.379	5508350	-086	0	4	562	566	1050	9378.545-26146.010	1070	0	5H	5-2031 P	5
5962.196	1	16767.699	846198391	-230	-230	-124	736	812	960	1376.620-18144.450	945	52	41	55-	65
5962.142	0	16767.850	845598391	020	-110	-124	736	812							
5961.956	4	16768.375	4505320	0											
5961.747	0	16768.961	6705851	-375											
5961.567	2	16769.469	4350330	009	-94	550	456								
5961.364	0	16770.040	4310320	200					830	9044.980-25814.440	950	0	5G	3-203H 2	4
5961.246	0	16770.370	4304120	200											
5961.157	0	16770.620	6503330	120											
5961.033	4	16770.969	4102300	-101	-1	-405	1161	756	980	9684.190-26455.260	1040	DS	6K	65-DP 6K	65
5960.941	0	16771.229	45525390	-081	2	775	1080	305	0	27675.381-10804.071	0	QJ7		65-	55
5960.923	0	16771.280	5320370	250											
5960.916	0	16771.300	415120360	40											
5960.781	0	16771.679	4305330	120											
5960.699	0	16771.909	5105320	-1											
5960.365	4	16772.850	4503310	0											
5960.244	0	16773.189	5103330	048	200	424	1130	706	0	26448.181-9675.040				65-DS2 4H	55
5960.179	1	16773.374	356525390	-016	100	-35	941	906	840	8835.380-25608.770	1050	DS	6K	55-DP	65
5959.948	1	16774.022	436550390	-002	30	44	810	768	950	23087.270-6313.250	960			45-DS2 41	55
5959.848	1	16774.022	436550390	-089	30	0	530	530	1265	12826.940-29801.051	1070	0	5G	6-3 3H P	5
5959.583	0	16775.050	5504330	0											
5959.487	0	16775.320	5404331	-101	250	479	1360	881	0	21641.951-4866.530	785			65-DS2 4K	55
5959.255	0	16775.975	476815891	-006	-641	-641	1276	635	1130	10668.960-27444.941	1100	DS	6K	75-	65
5959.196	2	16776.139	5175320	-031	-1	115	696	811	1150	11005.520-27781.690	1075	0	51	7-P 51 P	8
5958.990	0	16776.719	4504310	0											
5958.894	4	16776.989	404333	-1											
5958.848	0	16777.120	5500020	0											
5958.759	4	16777.370	5108300	-1											
5958.724	0	16777.469	4402730	-330											
5958.702	4	16777.530	5103300	-1											
5958.458	0	16778.219	4001700	320											
5958.333	1	16778.570	5510330	059	0	-45	775	730	732	.000-16778.511	1090	S2	41	45-	55
5958.303	1	16778.570	5510330	-070	0	-75	726	651	1200	4381.120-21159.760	1120	S2	41	75-	65
5958.303	1	16778.654	115510360	0											
5958.230	0	16778.860	5101430	210											
5958.046	4	16779.379	4104320	-1											
5957.769	4	16780.159	4003300	-1											
5957.558	4	16780.752	256520180	0											
5957.555	0	16780.760	4404120	520											
5957.407	0	16781.179	6320360	200											
5957.226	0	16781.689	4302721	-310											
5957.069	0	16782.129	4302731	-270											
5957.023	5	16782.260	5503140	-021	50	9	711	720	0	10431.720-27214.001	0	DS	4K	55-F30P	65
5956.704	0	16783.159	416498391	-059	-380	-370	1000	1370	1120	26553.431-9770.331	0			75-025 6L	85
5956.604	2	16783.441	256598390	.101	20	-74	845	771	897	11418.610-28201.950	1165	0	3L	7-2 1L 2	8

5956.604	2	16783.441	256598390	.001	20	10	660	670	3101110099	1120	11794.350-28577.790	1190	D	3K	7-P 5M P	7
5956.388	4	16788.050	4004300		-1				0							
5956.257	1	16784.419	646398392	.073	260	212	768	556	1351036116	974	23677.301- 6892.955	850			65-052 2H	55
5956.050	4	16785.000	434098300		150				0						65-025 6K	55
5955.980	5	16785.199	41000300	-.031	180	99	880	781		1110	25614.320- 8829.090	850				
5955.596	4	16786.280	4050300		-1				0							
5955.345	0	16786.989	5508340		0				3301320054							
5955.293	0	16787.136	43620390		50				0							
5954.958	0	16788.080	5103131		600				0							
5954.905	0	16788.229	5110170		100				0							
5954.855	0	16788.370	5110170		100				0							
5954.802	5	16788.520	5505310	-.080	-1	-96	610	706		1120	28501.820-11713.220	980			45-	45
5954.752	0	16788.659	5505340		-1				0							
5954.716	0	16788.760	155508360		100				0							
5954.614	0	16789.050	5315350		150				0							
5954.547	4	16789.239	5503330		100				0							
5954.110	0	16790.469	5308320		150				0							
5954.107	4	16790.479	5305320		-1				0							
5953.926	0	16790.989	4310330		150				0							
5953.779	0	16791.403	5508390		-1				0							
5953.694	0	16791.643	675808891	.022	44	409	1300	891		0	23385.251- 6603.630	960			75-052 4K	65
5953.361	0	16792.583	156508360		50				0							
5953.057	0	16793.439	4500010		0				0							
5952.917	0	16793.835	5803422		-520				0							
5952.813	0	16794.129	135403851		290				0							
5952.427	0	16795.219	5508330		0				0							
5952.405	0	16795.280	5315320		-320				0							
5951.841	4	16796.870	5102320		150				0							
5951.739	2	16797.159	136498341	-.081	-200	-172	672	500		370	8965.570-25762.810	860	D	5G	2-2 3G 2	3
5951.498	0	16797.840	4703821		-380				0							
5951.268	2	16798.488	6598390	.018	100	-27	658	641	2161086930	1080	9646.620-28445.090	1065	D	5I	6-2 5K 2	7
5951.268	2	16798.488	6598390	.008	100	-80	741	661	2161086930	930	10163.480-28961.960	1080	D	3K	6-P05H P	6
5950.972	0	16799.325	5510370	-.035	0	-50	550	500		0	32704.290-15804.930	1000			45-	55
5950.888	0	16799.560	5305340	.054	180	194	750	556		1060	22692.461- 6892.955	850			65-052 2H	55
5950.367	0	16801.031	346810891	.000	-752	-746	1376	630	3101180000	0	12945.510-29748.541	0	DS	6K	95-0J89	95
5949.567	4	16803.291	656520390	.050	20	-26	746	720	8150005120	805	10410.760-27214.001	0	DS	4L	65-F3DP	65
5949.511	0	16803.449	4500030		100				0							
5949.444	0	16803.639	5505320		150				0							
5949.199	0	16804.330	4101701		-290				0							
5949.014	0	16804.852	4703831		-590				0							
5948.814	0	16805.419	5303320		150				0							
5948.739	5	16805.629	5504320	.069	100	-1	-1	691		1010	31787.070-14981.510	1050			55-SP 6I	55
5948.583	4	16806.070	4150320		-1				0							
5947.971	4	16807.800	5198370	.021	-1	46	800	754		0	34483.861-17676.040	945	DP	5K	6-2 3I 2	5
5947.929	4	16807.919	5198370	-.022	200	159	481	640		0	1814.860-28622.601	0	DS	4L	75-	85
5947.929	4	16807.919	5198370	-.092	200	280	1000	720		1120	26553.431- 9745.420	0			75-052 4I	75
5947.865	4	16808.100	5104340		100				0							
5947.808	6	16808.260	5515320		100				0							
5947.738	4	16808.459	5505320	.049	50	-460	1216	758		0	9646.850-26455.260	1040	DS	6L	75-DP 6K	65
5947.543	0	16809.010	5103811	.040	-550	-540	850	1380		1030	27275.701-10466.731	1140			85-025 6K	75
5947.406	0	16809.396	256510380		0				0							
5947.317	0	16809.649	256505360		0				0							
5947.250	0	16809.837	5104361		-700				0							
5947.192	6	16810.000	255198390	-.010	200	-180	741	561	2260005000	930	10163.480-26973.490	1120	D	3K	6-203G 2	5
5947.140	0	16810.149	5198180	-.052	200	-428	305	731		0	22633.091- 5822.890	855	00		45-052 2H	45
5946.626	0	16811.600	5105330		-1				0							
5946.496	0	16811.969	5104340		100				0							
5946.415	4	16812.199	5103330		-1				0							
5946.263	4	16812.629	986398390	.028	-230	-231	736	505		0	1376.620-18189.221	0	S2	4I	55-	45
5945.990	0	16813.399	5105320		150				0							
5945.930	0	16813.569	6520390	.039	100	-281	781	500	1270008000	907	5226.520-22040.050	1000	D	5K	6-M031 M	5
5945.930	0	16813.569	6520390	.038	100	469	1170	701	1270008000	850	31120.631-14307.100	1040	DP	5L	6-2 5I 5	7
5945.930	1	16814.569	6520390	.019	100	-80	950	1030	1270008000	0	25579.121- 8765.571	1030			65-025 6L	75
5945.435	1	16814.969	4303320	-.010	120	-195	775	870		980	26083.730- 9268.751	1040			45-025 6I	55
5945.141	0	16815.800	5103832		-560				0							
5944.636	0	16817.229	346815191		650				5230004510							

* 16812.74 H#s -610 10720 1772 - 27523 1772

5867.569	0	17038.110	450101	0	116	876	760	1000	21470.500-	4432.240	805	55-DS2 4I	45			
5867.511	1	17038.280	630406	100	734	770	36	1000	36605.871-	19567.480	1040	5-S03G S	4			
5867.511	1	17038.280	630408	100	154	1080	926	1000	24668.741-	7630.170	870	65-D2S 6L	65			
5867.387	1	17038.639	530101	068	100	255	400	870	0	23767.220-	6714.220	810	45-DS2 4H	35		
5866.495	0	17041.231	540102	000	-180	255	400	855	0	23767.220-	6714.220	810	7-2 3K M	8		
5865.177	4	17045.060	1300750-	061	-1	326	700	1026	0	41015.571-	23970.450	1140	95-DP 6K	95		
5864.175	4	17045.229	1300150	-1	-1	326	700	1026	0	41015.571-	23970.450	1140	95-DP 6K	95		
5863.560	0	17049.760	430101	100	-1	740	1371	631	0	11913.160-	28964.020	0	75-	65		
5863.177	1	17050.889	250001	60	-570	1276	706	0	1130	10668.960-	27721.260	960	75-DP 4I	65		
5862.800	0	17051.969	100-	040	-570	1276	706	0	0	25003.721-	7951.350	1090	55-D2S 6L	55		
5862.700	1	17052.260	100-	111	-570	250	1000	750	0	23767.220-	6714.220	810	55-D2S 6L	55		
5862.446	1	17053.000	210001	000	50	195	681	486	0	930	8489.870-	25545.040	0	5-305H P	4	
5862.339	0	17053.310	550203	0	-292	728	436	0	0	980	22881.480-	5822.890	855	45-D2S 6I	45	
5861.707	2	17055.149	200-	021	-1	730	731	0	1020	25704.810-	8643.832	830	5-P 5H P	6		
5860.535	1	17058.561	250304-	029	0	41	706	665	0	1200	11447.730-	28508.790	1080	85-DP 6K	85	
5859.680	2	17061.050	330005	072	200	41	706	665	0	1060	10720.400-	27784.520	1110	75-DP 4K	65	
5859.680	2	17061.050	330005	-010	200	140	580	690	0	1110	10535.800-	27604.942	1130	5-205H P	6	
5859.336	0	17062.050	250000	50	-590	608	1326	720	0	0	25434.971-	8363.912	1060	65-DS2 4K	75	
5858.626	1	17064.120	470103	000	-430	1216	786	0	0	1070	10116.630-	27198.240	1070	75-DS2 4I	65	
5857.544	0	17067.270	250000	0	-430	1216	786	0	0	1165	25902.381-	8829.090	850	65-D2S 6K	55	
5857.112	1	17068.530	350003-	022	0	14	616	630	0	890	5108.400-	22184.270	0	7-203K M	7	
5856.909	0	17069.120	1101040	-1	-1	93	833	740	0	0	23793.581-	6714.220	810	65-D2S 6L	55	
5856.755	4	17069.570	1300500	-1	-1	93	833	740	0	0	23793.581-	6714.220	810	65-D2S 6L	55	
5856.368	4	17070.699	250000-	019	0	100	920	1020	0	0	10170	10116.630-	27198.240	1070	4-305H P	5
5856.251	0	17071.040	250000-	019	0	100	920	1020	0	1037	3403.210-	20490.610	1130	6-2 3I 2	7	
5856.093	0	17071.500	210001	100	0	0	0	0	0	1060	25023.581-	7951.350	1090	65-DS2 4K	65	
5856.076	4	17071.550	1300980	-1	-1	93	833	740	0	1165	25902.381-	8829.090	850	65-D2S 6K	55	
5855.843	0	17072.229	350001-	002	50	40	710	750	0	890	5108.400-	22184.270	0	7-203K M	7	
5855.475	0	17073.300	219902	009	200	124	905	781	0	0	25023.581-	7951.350	1090	65-DS2 4K	65	
5854.598	2	17075.860	2-	010	-1	93	833	740	0	1200	4381.120-	21469.980	0	75-	65	
5854.443	0	17076.310	270202	-1	-1	93	833	740	0	1120	26553.431-	9464.460	0	75-D2S 6K	65	
5853.394	0	17079.370	339902	009	250	243	729	486	0	0	5226.520-	22317.040	1180	6-205G 2	5	
5853.199	2	17079.939	3	-1	-1	93	833	740	0	860	1743.720-	18835.770	1040	5-2 3I 2	6	
5852.627	2	17081.610	359903	000	50	50	500	550	0	0	28809.431-	11714.381	1240	95-D2S 6K	85	
5850.630	2	17087.439	219903	039	720	712	162	580	0	0	34483.861-	17387.021	1140	6-2 5I 2	7	
5850.442	0	17087.989	219902	0	0	0	0	0	0	910	9128.660-	26226.520	910	4-3 5H P	4	
5850.134	0	17088.859	219902	058	100	141	750	891	0	0	9684.190-	26784.270	890	65-	55	
5850.134	0	17088.859	219902	029	100	470	726	1196	0	0	21969.490-	4866.530	785	55-DS2 4K	55	
5850.134	0	17088.859	219902	082	100	236	1000	1236	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5850.082	0	17089.040	219902	100	100	-85	781	696	0	0	5079.340-	22184.270	0	7-203K M	7	
5849.572	2	17090.530	425	010	-1	85	781	696	0	0	8733.450-	25840.140	1040	65-DP 6K	65	
5849.049	2	17092.060	305	010	710	703	-35	668	0	0	27026.501-	9918.170	0	45-D2S 6H	35	
5848.806	0	17092.770	219901	160	160	0	0	0	0	0	27026.501-	9918.170	0	45-D2S 6H	35	
5848.029	0	17095.040	239902-	010	-500	-510	960	1470	0	0	5079.340-	22184.270	0	7-203K M	7	
5847.608	0	17096.270	259901	50	50	220	800	580	0	0	8733.450-	25840.140	1040	65-DP 6K	65	
5847.379	0	17096.939	259901	099	50	220	800	580	0	0	8733.450-	25840.140	1040	65-DP 6K	65	
5847.081	2	17097.810	98-	050	-1	160	626	466	0	0	27026.501-	9918.170	0	45-D2S 6H	35	
5847.016	0	17098.001	470204	-570	-570	248	623	871	0	0	27026.501-	9918.170	0	45-D2S 6H	35	
5846.490	0	17099.540	358901	100	100	0	0	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5846.302	1	17100.080	350101	010	-370	1161	791	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5845.318	1	17102.969	210200	009	50	35	916	881	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5844.924	2	17103.939	210200	100	100	248	623	871	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5844.894	0	17104.120	500-	030	-1	248	623	871	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5844.894	0	17104.209	210201	50	50	0	0	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5844.820	0	17104.424	430101	100	100	0	0	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5844.644	2	17104.939	240001	009	950	941	-201	740	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5844.064	1	17106.639	300-	051	-1	-226	996	770	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5843.493	0	17108.310	210001-	021	50	35	740	705	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5843.493	0	17108.310	210001-	021	50	35	740	705	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5843.486	0	17108.330	410101	850	850	0	0	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5843.261	0	17108.989	130001	200	200	-55	600	655	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5841.943	0	17112.850	150001-	031	50	-55	600	655	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5841.588	0	17113.889	350001	50	50	0	0	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5841.373	0	17114.520	350001	50	50	0	0	0	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	
5841.018	1	17115.560	470103	000	-550	-556	1276	720	0	0	8465.040-	25569.190	1070	6-P 5K P	7	

5807.517	2	17214.290	350001-.040	50	68	668	736	0	1080	9646.620-26860.950	1115	0	51	6-P 51 P	7
5807.210	0	17215.201	930408-.001	40	-420	750	1170	0	1085	27571.911-10356.711	0	0	51	55-D25 6H	45
5807.210	0	17215.201	930408-.008	40	-70	950	1020	0	0	25579.121-8363.912	1060	0	3K	85-D52 4K	75
5806.617	2	17216.959	10-.011	-1	-115	741	628	0	930	10163.480-27380.450	1060	0	3K	6-203G 2	5
5806.235	0	17218.090	150001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5805.986	0	17218.830	250001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5805.921	0	17219.023	930202-.073	50	-446	610	1056	0	1120	28501.820-11282.870	1080	0	Q	45-D25 6H	55
5805.861	0	17219.199	450101	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5805.607	0	17219.954	440104-.044	-300	-320	1050	1370	0	0	26980.241-9770.331	0	0	Q	85-D25 6L	85
5805.419	0	17220.510	410001	-170	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5804.540	1	17223.120	710102	330	324	880	556	0	1000	24116.070-6892.955	850	0	DS	65-052 2H	55
5804.391	1	17223.560	410102	100	497	176	673	0	560	8250.170-25473.730	915	0	DS	45-	45
5804.348	0	17223.689	410102-.031	20	-66	746	680	0	805	10410.760-27634.480	940	0	DS	65-	55
5804.307	0	17223.810	410102	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5803.593	0	17225.929	470101	-560	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5802.488	1	17229.209	300-.001	-1	-385	996	611	0	850	8733.450-25962.660	1150	0	DS	65-	65
5800.841	2	17234.100	170001-.010	-1000	-1004	1756	754	0	875	441.950-17676.040	945	5	51	5-2 31 2	5
5799.078	0	17239.340	450001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5798.903	0	17239.860	450102	80	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5798.143	0	17242.120	330001	300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5798.019	1	17242.489	500-.041	-1	-245	721	476	0	1100	2846.760-20089.290	1035	52	41	65-	55
5797.683	0	17243.488	450101	30	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5797.000	2	17245.520	210001-.020	50	-15	781	766	0	907	5226.520-22472.020	0	0	5K	6-205G 2	6
5795.099	1	17251.179	300-.059	-1	215	910	695	0	1110	25280.400-8029.280	965	0	5H	55-052 4H	45
5794.924	0	17251.699	250001-.001	50	70	1080	1010	0	0	27675.381-10423.681	950	0	QJ7	65-D25	65
5793.936	0	17254.639	150101-.001	50	-6	775	781	0	980	26083.730-8829.090	850	0	5H	45-D25 6K	55
5793.295	0	17256.550	430102	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5792.948	0	17257.583	650713	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5792.738	0	17258.209	130001	200	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5792.282	1	17259.568	650705-.007	0	-32	736	704	0	960	1376.620-18636.181	1145	52	41	55-	45
5791.774	2	17261.080	4-.020	-130	-120	1770	650	0	1064	1649.010-18910.110	950	5	51	6-2 31 2	5
5791.365	2	17262.300	250003-.015	50	-22	562	540	0	1050	9378.545-26640.860	1030	0	5H	5-203H 2	5
5790.896	0	17263.699	230101	650	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5790.865	2	17263.790	1098-.030	-1	126	500	628	0	1070	10116.630-27380.450	1060	0	5G	4-203G 2	5
5790.580	0	17264.639	150101-.011	50	515	820	305	0	1200	28168.721-10904.071	0	0	55-	55-	55
5790.232	0	17265.678	510101	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5790.178	0	17265.840	510001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5790.141	0	17265.949	510001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5788.930	2	17269.560	230001-.050	200	-125	796	671	0	640	7446.430-24716.040	915	0	51	4-P 51 P	5
5788.347	0	17271.300	440102	600	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5787.198	0	17274.729	740203-.008	130	124	1050	926	0	1050	24904.891-7630.170	870	0	5H	75-D25 6L	65
5786.890	0	17275.649	350102	200	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5786.404	0	17277.100	470102-.020	630	630	740	110	0	760	25290.221-8013.141	460	0	3I	45-D25 6I	35
5786.173	2	17277.790	350005-.020	50	16	655	671	0	880	7438.230-24716.040	915	0	3I	5-P 51 P	5
5785.932	0	17278.510	110001	300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5785.694	0	17279.219	350102	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5785.419	2	17280.040	250002-.040	100	161	560	721	0	1110	10729.720-28009.800	1140	0	5H	6-P 3K P	7
5785.172	0	17280.780	450102	20	-390	1000	1390	0	0	27747.701-10466.731	1140	0	5H	75-D25 6K	75
5785.105	0	17280.979	450101-.009	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5784.961	0	17281.409	450000	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5784.750	0	17282.040	350001-.060	100	-1	-1	775	0	1010	31787.070-14505.090	970	0	5H	55-	55
5784.429	0	17283.000	210000	-550	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5784.288	0	17283.419	210101	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5783.964	0	17284.389	510001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5783.960	0	17284.399	510101	490	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5783.485	0	17285.820	250001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5782.763	1	17287.979	300-.011	30	5	941	946	0	840	8835.380-26123.370	1100	0	DS	55-	65
5782.067	0	17290.060	350102	-30	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5779.287	0	17298.375	680618-.015	-396	-405	965	1370	0	0	27068.721-9770.331	0	0	5H	95-D25 6L	85
5779.287	0	17298.375	680618-.046	-396	209	975	766	0	1030	23611.671-6313.250	960	0	5H	55-052 4I	55
5779.172	0	17298.719	650204	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5778.791	0	17299.860	150001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5778.691	0	17300.159	150001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5778.300	0	17301.330	350102	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5777.736	0	17303.020	150001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5777.295	2	17304.340	350001-.020	50	-54	560	506	0	1110	10729.720-28034.080	0	0	5H	6-2011 2	6

5776.611	0	17306.389	450103	0	-375	796	421	0	640	7446.430-24754.950	905	0	51	4-203G 2	4
5776.050	0	17308.070	470101	310	-1	98	-020	0	0	0	0	0	0	0	0
5775.906	2	17308.500	950101	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5774.989	0	17311.250	450101	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5774.790	0	17311.846	650202	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5774.422	0	17312.949	650207	70	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5773.875	0	17314.580	150001	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5773.621	2	17315.350	150000	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5773.301	0	17316.310	150101	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5773.165	2	17316.719	230001	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5772.701	0	17318.110	740101	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5772.531	0	17318.620	740101	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5772.405	0	17319.000	650102	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5772.242	1	17319.489	430101	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5771.635	0	17321.310	470000	-470	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5770.729	0	17324.030	350000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5770.372	1	17325.100	3	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5769.786	2	17326.860	350001	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5769.170	2	17328.709	350002	300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5769.170	2	17328.709	350002	300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5768.764	0	17329.929	440101	-120	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5768.335	0	17331.219	110001	-350	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5766.641	0	17336.310	150001	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5766.428	0	17336.949	210001	500	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5766.169	1	17337.729	100	-049	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5766.035	0	17338.131	250201	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5763.812	0	17344.820	350101	-006	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5763.812	0	17344.820	350101	-120	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5763.217	0	17346.810	470101	490	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5761.400	0	17352.080	210001	-041	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5761.195	0	17352.699	740102	-100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5760.285	0	17355.439	450101	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5760.207	0	17355.675	970514	140	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5759.434	0	17358.003	450102	-026	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5758.509	1	17360.791	450102	-019	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5757.574	2	17363.610	250001	-010	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5757.402	0	17364.129	210001	-098	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5757.402	0	17364.129	210001	078	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5757.309	2	17364.409	103	-011	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5756.510	0	17366.820	410101	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5756.312	0	17367.419	510102	500	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5756.169	2	17367.850	450108	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5755.556	0	17369.699	150001	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5755.443	0	17370.040	110001	300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5755.155	0	17370.909	350001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5754.890	0	17371.709	350001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5754.645	0	17372.449	350103	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5754.277	0	17373.560	350103	70	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5754.197	1	17373.800	430101	080	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5754.197	1	17373.800	430101	-020	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5754.104	0	17374.080	430101	150	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5753.631	0	17375.510	450101	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5753.323	0	17376.439	430103	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5753.164	0	17376.919	510101	20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5753.028	2	17377.330	210003	000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5753.028	2	17377.330	210003	-019	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5752.780	0	17378.080	750202	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5752.731	0	17378.229	770102	485	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5752.095	0	17380.149	150101	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5751.854	1	17380.879	2503	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5750.728	0	17384.280	510101	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5750.610	1	17384.639	300	-119	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5750.610	1	17384.639	300	-001	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5750.180	0	17385.939	210001	-039	50	4	726	730	0	0	0	0	0	0	0
5750.180	0	17385.939	210001	-102	50	-171	755	926	0	0	0	0	0	0	0
5750.014	0	17386.439	210001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

1371068116

1371068116

1371068116

5749.614	0	17387.649	430102	.039	60	-105	1055	1160	0	760	30844	660-13457.050	0	DP	5K	5-MOSI S	4
5749.614	0	17387.649	430102	.028	60	170	900	730	0	850	30860	.281-13472.660	1070	DP	5L	6-2 51 2	6
5749.554	0	17387.830	210101		50				0								
5749.399	0	17388.300	250101		50				0								
5748.874	1	17389.869	450000	-.031	20	-50	996	946	0	850	8733	.450-26123.370	1100	DS	6L	65-	65
5748.324	0	17391.550	359901	.009	50	-110	650	760	0	0	21823	.781-4432.240	805			35-DS2 41	45
5748.001	0	17392.530	410102	.100	100	-356	700	1056	0	1050	28875	.300-11282.870	1080			45-025 6H	55
5747.955	2	17392.669	210	-.011	970	967	-201	766	0	1143	5078	.340-22472.020	0	S	31	7-205G 2	6
5747.845	0	17393.000	410102		50				0								
5747.132	0	17395.159	350001		50				0								
5746.630	0	17396.679	710102		650				0								
5746.596	2	17396.780	4	-.020	-1	-144	655	511	0	880	7438	.230-24835.030	1010	D	31	5-2 11 2	6
5746.534	1	17396.969	210103	.009	150	-209	721	512	0	1100	2846	.760-20243.720	1095	S2	41	65-	55
5746.484	2	17397.120	3	-.021	-1	-86	800	896	0	1100	41512	.621-24115.480	970	DP	OS1	7-P 5K P	6
5746.484	2	17397.120	3	-.050	-1	27	893	920	0	690	4097	.580-21494.750	0	D	5K	5- X	5
5745.887	0	17398.929	150101		50				0								
5745.747	0	17399.350	150101		200				0								
5745.573	2	17399.879	350001	.009	50	11	575	586	0	830	8099	.620-25499.490	995	D	5H	4-2031 P	5
5745.041	0	17401.489	430101	.008	150	109	1000	891	0	0	24005	.111-6603.630	960			55-DS2 4K	65
5744.920	1	17401.856	680203	.006	387	394	880	488	0	1000	24116	.070-6714.220	810			65-025 6L	55
5743.706	1	17405.533	930906	-.007	-30	-28	775	746	0	732	.000-17405.540	1050	S2	41	45-		55
5743.631	0	17405.760	150001		0				0	1025	25729	.030-8320.290	540			45-025 6K	45
5742.615	0	17408.840	430101	.100	60	489	700	211	0	0	27675	.381-10266.512	1130	QJ7		65-025 61	65
5742.487	0	17409.229	410101		20	-60	1080	1140	0	0							
5742.424	0	17409.419	250104		250				0	1070	36246	.501-18835.770	1040	DP	5K	7-2 31 2	6
5742.332	0	17409.699	510101	-.032	580	82	750	668	0	0							
5740.719	0	17414.590	430101		100				0	1070	25366	.960-7951.350	1090			55-052 41	65
5740.386	1	17415.600	450102	-.010	60	46	798	750	0	1070	25366	.960-7951.350	1090				65
5739.404	0	17418.580	210102		200				0	1000	24022	.441-6603.630	960			55-052 4K	65
5739.296	0	17418.909	210001	.098	100	-111	780	891	0	0							
5739.049	0	17419.659	430101		60				0								
5738.832	0	17420.316	650604		10				0	945	26908	.650-9483.540	0			45-052 21	55
5737.244	0	17425.139	430101	.029	100	-60	680	740	0	0	26191	.341-8765.571	1030			75-025 6L	75
5737.042	0	17425.753	650202	-.017	100	-20	1010	1030	0	0							
5735.756	0	17429.659	210001		400				0								
5735.522	0	17430.370	210101		-700				0	1145	25382	.491-7951.350	1090			65-052 41	65
5735.292	0	17431.070	350102	-.071	100	155	905	750	0	0							
5735.055	0	17431.790	350001		50				0	1070	25461	.730-8029.280	965			55-052 4H	45
5734.835	1	17432.459	450101	.009	20	-25	670	695	0	907	5226	.520-22660.770	1030		5K	6-M 3K M	7
5734.232	2	17434.290	5	.040	-1	-191	781	590	0	1120	37826	.401-20490.610	1130	DP	31Q	8-2 31 2	7
5733.719	0	17435.850	470102	.059	-590	440	1000	560	0	0	29150	.251-11714.381	1240			75-025 6K	85
5733.719	0	17435.850	470102	-.020	-590	-600	870	1470	0	0							
5733.404	0	17436.808	470103		20				0								
5732.733	0	17438.850	150001		50				0	0	26708	.781-9268.751	1040			65-025 61	55
5732.342	0	17440.040	430104	.010	-110	-80	890	970	0	0							
5732.174	0	17440.550	410100		50				0	930	10163	.480-27604.942	1130	D	3K	6-205H P	6
5731.882	0	17441.439	250003	-.023	100	-111	741	630	0	910	9128	.660-26570.141	1050	D	3H	4-201G 2	4
5731.882	0	17441.439	250003	-.042	100	-91	626	535	0	0							
5731.800	0	17441.689	210101		100				0	1110	10729	.720-28172.960	0	D	5H	6-2 31 2	7
5731.747	0	17441.850	210101		100				0	0							
5731.307	2	17443.189	470102	.051	-1	26	560	586	0	0							
5731.269	0	17443.305	470102		490				0	0							
5731.044	0	17443.989	150001		100				0	830	8099	.620-25545.040	0	D	5H	4-305H P	4
5730.587	2	17445.379	98	-.041	-1	-139	575	436	0	0							
5730.503	0	17445.637	470102		410				0	0							
5729.983	0	17447.219	150001		100				0	880	23984	.061-6535.530	680			35-052 4H	35
5729.559	0	17448.510	430204	-.021	70	70	725	655	0	907	5226	.520-22675.440	840	D	5K	6-P 5K P	5
5729.431	2	17448.899	4	-.021	-1	-71	781	710	0	0							
5729.283	0	17449.351	450101		180				0	0							
5729.214	0	17449.560	430101		-160	29	920	891	0	0	24053	.701-6603.630	960	O		65-052 4K	65
5729.044	0	17450.080	450000	.009	30	770	970	200	0	980	32950	.101-15500.001	0	DP	5K	6-2 5G 2	5
5729.044	0	17450.080	450000	-.020	30	770	970	200	0	0	25080	.961-7630.170	870			65-025 6L	65
5728.807	0	17450.800	230101	.008	200	-176	750	926	0	0							
5728.377	0	17452.110	770204		255				0	1070	22328	.921-4866.530	785			65-052 4K	55
5724.976	1	17462.479	330101	.088	400	379	1260	881	0	0							

5724.976	1	17462.479	330101-.001	400	-281	941	660	0	840	8835.380-28297.860	0	DS	6K	55-	65	
5724.536	0	17463.820	770102	-130				0								
5724.097	0	17465.159	430101	40				0								
5723.638	0	17466.560	250001	20				0								
5723.196	0	17467.909	450101	20				0								
5722.288	1	17470.680	750102	20				0								
5722.228	0	17470.863	770204	.013	150	775	920	1347495116	732	.000-17470.850	1150	S2	41	45-	55	
5720.451	0	17476.290	730104	80				0								
5720.399	0	17476.449	450001	20				0								
5719.633	1	17478.790	350002-.010	100	-55	575	520	0	830	8099.620-25578.420	550	D	5H	4-P 5H P	3	
5719.627	2	17478.810	98	-1				0								
5719.431	0	17479.408	350102	20				0								
5719.087	2	17480.459	210003-.001	150	151	600	751	0	1180	12243.510-29723.970	1150	D	5H	7-P 3K P	8	
5719.087	2	17480.459	210003-.051	150	316	775	1091	0	1040	6417.830-23898.340	1100	D	5L	8-2031 M	7	
5718.999	0	17480.729	210102	50				0								
5718.138	0	17483.360	430202	60				0								
5717.932	0	17483.989	150102	50				0								
5717.792	2	17484.419	25	.009	-1	388	705	1091	0	6413.930-23898.340	1100	D	5K	7-2031 M	7	
5717.157	2	17486.360	98	-1				0	1050							
5717.016	0	17486.790	350001	50				0								
5716.298	0	17488.989	410102	-350				0								
5716.079	0	17489.659	410101	100				0								
5715.369	2	17491.830	250001	0	30	781	811	0	907	5226.520-22718.350	1050	D	5K	6-M031 M	6	
5715.229	2	17492.260	205	.010-1230	-1241	1801	560	0	1177	2998.360-20490.610	1130	S	51	7-2 31 2	7	
5714.925	0	17493.189	205	-.081-1230	-180	570	750	0	0	25443.701-7951.350	1090			65-DS2 41	65	
5714.605	0	17494.169	450101	50				0								
5714.020	0	17495.959	730204	160				0								
5713.821	0	17496.570	410101	360				0								
5713.625	1	17497.169	350002	50				3400730064								
5713.560	0	17497.370	8701021	.004	560	574	1130	556	0	24390.120-	6892.955	850		65-DS2 2H	55	
5713.560	0	17497.370	8702041-.001	220	219	705	486	0	0	24211.591-	6714.220	810		65-D25 6L	55	
5713.272	2	17498.250	8702041-.079	220	-420	550	970	0	1260	26766.200-	9268.751	1040	Q	55-D25 61	55	
5712.701	0	17500.000	4	-.030	-1	110	618	506	0	10535.800-	28034.080	0	D	5-2011 2	6	
5712.182	0	17501.590	1501010	50				0	1110							
5711.637	2	17503.260	2501010	20				0	1020	24390.120-	6892.955	850				
5711.096	0	17504.919	3500020-.010	50	-6	696	690	2371156109	1150	11005.520-	28508.790	1090	D	7-P 5H P	6	
5710.946	0	17505.379	1500010	-.092	50	180	550	730	0	30977.671-	13472.660	1070	QJ780	7-2 51 2	6	
5710.081	0	17508.030	7801021	.009	-510	850	1370	0	1030	27275.701-	9770.331	0		85-D25 6L	85	
5708.760	0	17512.080	3500010	.059	200	240	750	510	0	1030	35978.221-	18470.250	0	DP 05H	5-205H 2	4
5708.641	1	17512.446	1301011	-450				0	1000	24116.070-	6603.630	960		65-DS2 4K	65	
5708.302	1	17513.487	6502030	.006	0	-11	880	891	860	24406.450-	6892.955	850		55-DS2 2H	55	
5708.294	1	17513.510	6507100-.008	0	0	4	560	556	3100850015							
5707.619	0	17515.581	2000	100				3301120021								
5706.831	0	17518.000	6806151	-709				0								
5706.291	0	17519.659	4101012	-400				0								
5705.893	0	17520.879	1500010	50				0								
5705.597	1	17521.790	7701012	-170				0	840	8835.380-	26357.240	1040	DS	6K	55-	55
5705.341	0	17522.574	2101020-.070	250	-195	941	746	0	0	8835.380-	26357.240	1040	DS	6K	55-	55
5705.020	0	17523.560	6502030	20				0	0	24237.781-	6714.220	810		55-D25 6L	55	
5704.490	1	17525.189	4300010-.001	150	129	615	486	0	850	8733.450-	26258.600	1080	DS	6L	65-	65
5704.490	1	17525.189	2100010	.039	50	-221	996	775	830	9044.980-	26570.141	1050	D	5G	3-201G 2	4
5704.441	0	17525.340	2100020	.028	50	-15	550	535	0							
5704.381	0	17525.525	6513150-.006	0	-6	920	926	0	0	25155.701-	7630.170	870	QJ567	55-D25 6L	65	
5704.381	0	17525.525	6513150-.025	0	-1	-1	696	0	1010	31787.070-	14261.520	1110		55-	45	
5704.298	0	17525.780	1500010	0				0	0							
5703.787	0	17527.350	2501010	50				0	0							
5703.627	0	17527.840	1301010	200				0	0							
5703.237	0	17529.040	1500010	.011	50	-80	1060	1140	0	27795.541-	10266.512	1130	QJ67Q	65-D25 61	65	
5702.993	0	17529.790	4701011-.021	-450	-441	1161	720	0	980	9684.190-	27214.001	0	DS	6K	65-F30P	65
5702.342	0	17531.790	4101011	800				0	0							
5702.223	0	17532.156	5501030	30				0	880	23984.061-	6451.721	650		35-DS2 4G	25	
5702.168	0	17532.327	4502040-.013	40	150	725	575	0	0							
5702.010	0	17532.810	1500010	20				0	0							
5701.753	0	17533.600	3300012	150				0	0							
5701.569	0	17534.169	7702021	-205				0	0							

5673.086	0	17622.199	4501010-.032	0	-156	746	590	0	805	10410.760-28032.991	0	DS	4L	65-	65
5672.957	1	17622.600	5000.000	50	-61	711	650	5150005270	800	10431.720-28054.320	1060	DS	4K	55-	55
5672.945	0	17622.639	5503060	40				3408400430	0						
5672.594	0	17623.729	4500000-.061	40	-250	996	746	0	850	8733.450-26357.240	1040	DS	6L	65-	55
5671.844	0	17626.060	4301031-.020	150	-150	860	1010	9501080000	0	28049.721-10423.681	950	OJ67		65-D2S	65
5669.997	0	17631.800	2500020	150											
5669.859	0	17632.229	1500010	20											
5669.763	0	17632.530	1501010-.091	50	142	580	438	0	950	34600.341-16967.720	855	DP	O3I	5-M 3K M	6
5669.551	0	17633.189	2500030	150				9301280000	0						
5669.261	0	17634.090	2100010-.061	250	-276	615	891	0	0	24237.781-6603.030	960			55-052 4K	65
5669.190	0	17634.310	4101001-.020	-650	741	-201	540	0	1143	5079.340-22713.630	1060	S	3I	7-2031 2	6
5668.988	1	17634.939	100-.001	-1	-151	555	708	3301210000	1030	27309.980-8675.040	0			55-052 4M	55
5668.667	0	17635.939	5005	-867											
5668.460	0	17636.581	6805111	-1010	1012	-201	811	0	1143	5079.340-22718.350	1050	S	3I	7-MO31 M	6
5667.686	2	17638.989	74056	0	-96	746	850	1288005106	805	10410.760-28054.320	1060	DS	4L	65-	55
5666.212	1	17643.580	4301020-.020	100	-326	640	966	0	1130	38199.901-20554.300	0	DP	O3I	7-2 3K 2	6
5665.569	0	17645.580	5402031-.021	260	254	740	486	0	0	24359.861-6714.220	810			55-D2S 6L	55
5665.569	0	17645.580	5402031-.061	260											
5665.508	0	17645.770	5501990	20											
5664.331	0	17649.437	6501020	-200	-16	910	926	0	1110	25280.400-7630.170	870			55-D2S 6L	65
5663.997	2	17650.479	3301022-.021	-1											
5663.496	0	17652.040	4100010.050	0	0	1370	1370	0	0	27422.321-9770.331	0	O		85-D2S 6L	85
5663.496	0	17652.040	4100010-.059	0	-60	600	660	0	970	33674.550-16022.451	0	DP	5I	5-2X5HI	6
5663.439	1	17652.219	6302051-.001	100	85	816	731	1359914863	965	23475.110-5822.890	855			55-052 2H	45
5662.348	0	17655.620	1500010	100											
5662.190	2	17656.110	1500010-.030	200	-162	728	566	0	930	8489.870-26146.010	1070	D	5I	5-2031 P	5
5662.005	1	17656.689	300.019	-1	-86	820	708	0	1000	27331.710-9675.040	0			45-052 4M	55
5661.639	2	17657.830	5.050	780	792	-152	640	0	1037	3403.210-21060.990	0	S	3I	6-M 3K M	6
5661.639	2	17657.830	5-.110	780	-520	960	1480	3501120000	0	28809.431-11151.491	0			95-D2S 6L	95
5661.605	0	17657.936	6702051	-519											
5661.354	0	17658.719	3501010	50											
5660.706	0	17660.741	4502030	0											
5660.306	0	17661.889	1500010	50											
5659.995	1	17662.959	1501010-.011	100	130	880	750	0	1110	25614.320-7951.350	1090			65-052 4I	65
5659.946	2	17663.110	25-.080	-1	-75	575	500	3501020000	830	8099.620-25762.810	860	D	5H	4-2 3G 2	3
5659.854	0	17663.399	3500020	100											
5659.024	0	17665.989	1300012	150											
5658.185	0	17668.610	1501020	0											
5657.541	0	17670.620	4101011	500											
5656.853	0	17672.770	2101020-.010	250	185	740	555	0	760	25290.221-7617.441	950			45-052 4G	35
5655.850	0	17675.904	6802031.004	641	644	130	486	1220003000	1020	24390.120-6714.220	810			65-D2S 6L	55
5655.803	2	17676.050	1001.011	-1	928	-174	754	0	603	.001-17876.040	945	S	5I	4-2 3I 2	5
5655.579	1	17676.750	1000.000	-1	-295	996	701	0	850	8733.450-26410.200	1120	DS	6L	65-DP 6L	75
5654.859	0	17679.000	1101012.041	-300	-339	761	1100	0	940	33816.690-15937.731	1180	DP	O5L	6-M 5H M	6
5654.229	2	17680.969	3501050.040	100	291	668	375	8501040000	820	31775.850-14095.021	1000	DP	5I	4-203G 2	5
5654.229	2	17680.969	3501050-.001	100	-57	623	568	8501040000	1035	8465.040-26146.010	1070	D	3I	6-2031 P	5
5653.906	1	17681.979	4101030-.011	150	-146	780	928	3401050003	990	25312.160-7630.170	870			65-D2S 6L	65
5653.031	0	17684.716	6804051	353											
5652.394	0	17688.709	1500010.089	50	520	770	250	0	1000	36605.871-18919.251	0	DP	O3I	5-203H 2	4
5651.120	0	17690.699	1500010	100											
5650.628	1	17692.239	7302062.009	-100	74	560	486	3100880052	860	24408.450-6714.220	810			55-D2S 6L	55
5650.222	1	17693.510	9803.078	-300	-285	941	646	7300000130	840	8635.380-26528.812	830	DS	6K	55-	45
5649.271	0	17696.489	4401021	-170											
5648.753	2	17698.110	450	-1											
5648.227	1	17699.760	3501010.010	0	5	700	695	0	1025	25729.030-8029.280	965			45-052 4H	45
5648.035	2	17700.360	2000	-1											
5647.652	2	17701.560	5000.010	-1	191	705	898	0	1050	8413.930-24115.480	970	D	5K	7-P 5K P	6
5646.373	0	17705.570	5101011	-600											
5645.713	0	17707.639	7701021-.063	520	329	726	1055	0	1200	4381.120-22088.822	1090	S2	4I	75-	75
5645.685	0	17707.729	5101020	50											
5645.417	0	17708.570	1500010	150											
5645.206	0	17709.229	1500010.038	0	14	780	768	0	1000	24022.441-6313.250	960			55-052 4I	55
5645.206	0	17709.229	1500010-.062	0	80	640	660	0	1130	38199.901-20490.610	1130	DP	O3I	7-2 3I 2	7
5644.996	0	17709.889	1100011	-600											
5644.747	1	17710.668	1500010-.051	50	-160	721	881	0	1085	22577.250-4866.530	785			55-052 4K	55

5620.966	0	17785.599	6502030-	.031	0	-59	636	695	3100000049	1020	25814.910-	8029.280	965	45
5620.656	1	17786.580	500	.090	-1	239	1130	891	0	1020	24390.120-	6603.630	960	65
5620.593	0	17786.780	1305000	0	0	0	0	0	3500600000	0	0	0	0	41
5620.542	0	17786.940	6501020	0	30	0	0	0	0	0	0	0	0	
5620.303	0	17787.699	5101061	0	-150	0	0	0	0	0	0	0	0	
5620.253	0	17787.855	6507150-	.005	30	-30	1000	1030	3101040020	1120	26553.431-	8765.571	1030	75
5619.964	0	17788.770	7101011-	.011	300	244	975	731	9230004315	1030	23611.671-	5822.890	855	45
5617.826	0	17795.542	5502030	0	50	0	0	0	0	0	0	0	0	
5617.658	0	17796.080	5101021	0	-570	0	0	0	0	0	0	0	0	
5617.495	0	17796.590	5101020	0	80	0	0	0	0	0	0	0	0	
5617.413	0	17796.850	5101021	0	330	0	0	0	0	0	0	0	0	
5616.330	0	17800.280	3501020	0	200	0	0	0	0	0	0	0	0	
5615.526	1	17802.830	6302050	.010	100	-331	560	891	0	860	24406.450-	6603.630	960	65
5615.526	1	17802.830	6302050	.010	100	114	880	766	0	1000	24116.070-	6313.250	960	55
5615.285	1	17803.593	6504060	.001	30	14	895	881	0	820	22670.122-	4866.530	785	55
5614.966	0	17804.608	4501010	.045	50	-216	750	966	0	1060	38358.861-	20554.300	0	6
5614.902	0	17804.808	6502030	.007	0	-6	920	926	0	0	25434.971-	7630.170	870	65
5614.580	0	17805.830	4701021	0	-390	0	0	0	0	0	0	0	0	
5613.353	0	17809.719	4301020	0	100	0	0	0	0	0	25443.701-	7630.170	870	65
5612.152	0	17813.530	4101031-	.001	360	-356	570	926	0	0	0	0	0	
5611.961	0	17814.139	6302060	0	60	0	0	0	0	0	0	0	0	
5610.361	0	17819.219	1500010	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	
5610.216	2	17819.679	3501050-	.016	100	-12	562	550	2151055107	1050	9378.545-	27198.240	1070	5
5608.925	2	17823.780	4301050	.020	80	71	-35	38	2258634104	860	1743.720-	19567.480	1040	4
5608.601	0	17824.810	4400012	0	250	0	0	0	0	0	0	0	0	
5607.876	0	17827.115	4701021	0	-693	0	0	0	0	0	0	0	0	
5606.818	0	17830.479	4401021	0	-180	0	0	0	0	0	0	0	0	
5606.679	0	17830.919	7401021	0	-110	0	0	0	0	0	0	0	0	
5606.468	1	17831.590	100	.030	0	-256	670	926	0	1070	25461.730-	7630.170	870	65
5606.191	0	17832.471	6503060	0	20	0	0	0	0	0	11913.160-	29746.541	0	95
5605.907	0	17833.375	5701021-	.006	-740	-741	1371	630	0	1180	0	0	0	6L
5605.832	0	17833.614	5503060	0	20	0	0	0	0	0	0	0	0	
5605.655	2	17834.179	2500070-	.081	50	-186	706	520	3335104540	520	7744.160-	25578.420	550	3
5605.060	1	17836.070	7101012-	.030	-180	150	736	886	0	960	1376.620-	19212.720	1145	65
5604.709	0	17837.189	7402031	0	-140	0	0	0	0	0	0	0	0	
5604.404	0	17838.160	6501010	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
5603.546	0	17840.889	4501010	0	20	0	0	0	0	0	0	0	0	
5602.544	0	17844.080	4501010	0	20	0	0	0	0	0	0	0	0	
5602.315	2	17844.810	5-	.020	-1	-65	626	561	0	910	9128.660-	26973.490	1120	5
5602.315	2	17844.810	5-	.080	-1	358	926	568	0	750	32590.700-	14745.810	1040	5
5602.315	2	17844.810	5-	.090	-1	280	900	520	0	940	34483.861-	16638.961	0	6
5601.304	2	17848.030	1500010-	.040	20	110	560	670	3301450043	1110	10729.720-	28577.790	1190	7
5600.284	0	17851.280	4501010	0	20	0	0	0	0	0	0	0	0	
5600.235	0	17851.439	4501010	0	50	0	0	0	0	0	0	0	0	
5600.184	0	17851.600	5101011	.039	-630	-60	590	530	0	1215	11749.490-	29601.051	1070	5
5600.184	0	17851.600	5101011	.010	-630	-630	760	1390	0	0	28318.321-	10466.731	1140	75

Résumé:

L'analyse des spectres I et II du Praséodyme a été poursuivie à partir du matériel expérimental à haute résolution disponible entre 2780 et 27920 cm^{-1} . Dans ces spectres (par transformée de Fourier ou par réseaux), la résolution est suffisante pour que l'étude de la structure hyperfine qui affecte tous les niveaux devienne un outil précieux pour la classification et l'étude des niveaux. Cet outil a été perfectionné et utilisé dans les différentes phases du présent travail. Grâce aux données expérimentales et à des prévisions obtenues par des calculs paramétriques, la liste des niveaux d'énergie connus a été augmentée. Des caractéristiques de ces niveaux (énergie, J, g, largeur hyperfine) ont été précisées ou déterminées. Un grand nombre de données ont été rassemblées et ne sont actuellement que partiellement publiées, concernant les niveaux d'énergie (539 dans PrI, 292 dans PrII), les raies (plus de 13000 raies), et leur classification. Le présent mémoire donne une description détaillée de ce qui est disponible dans le domaine étudié. L'interprétation théorique par la méthode paramétrique de Slater-Condon-Racah atteint un grand degré de complexité, en particulier pour les configurations paires: dans le cas des configurations mélangées $4f^25d6s^2 + 4f^25d^26s$ (PrI) et $4f^25d6s + 4f^25d^2 + 4f^36p$ (PrII), l'étude des structures fines et hyperfines concerne un nombre exceptionnellement grand de niveaux, cependant que la comparaison entre théorie et expérience, ainsi que les valeurs optimisées des paramètres fournissent un test précis de la validité de la méthode.

Mots clés: Spectres infrarouge, visible, ultraviolet. Classification des spectres atomiques. Praséodyme. Structure hyperfine. Effet Zeeman. Interprétation paramétrique. Méthode de Slater-Condon-Racah. Structure fine.

Abstract:

The analysis of spectrum I and spectrum II of Praseodymium has been continued, relying on the high resolution experimental material available between 2780 and 27920 cm^{-1} . In these spectra (produced by Fourier transform or with gratings), the resolution is sufficiently high, so that the study of the hyperfine structure which affects all levels becomes a precious tool for the classification and the study of the levels. This tool has been improved and has been used in the different phases of the present work. Relying on experimental data and on previsions obtained by parametric calculations, the list of known energy levels has been incremented. Characteristics of these levels (energy, J, g, hfs splitting) have been precised or determined. A large number of data have been gathered and are presently only partially published, concerning the energy levels (539 in PrI, 292 in PrII), concerning the lines (more than 13000 lines) and their classification. The present memoir gives a detailed description of what is available in the studied range. The theoretical interpretation by the Slater-Condon-Racah method reaches a high degree of complexity, in particular for the even configurations: in the case of the mixed even configurations $4f^25d6s^2 + 4f^25d^26s$ (PrI) and $4f^25d6s + 4f^25d^2 + 4f^36p$ (PrII), the study of the fine and hyperfine structures concerns an exceptionally large number of levels, whereas the comparison between theory and experiment, as well as the optimised values of the parameters provide a precise test of the validity of the method.