

Multipôles et déplacements dans la série de Lyman du néon

A. Poquérousse^a

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses^b(LULI), École Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

Received 13 May 2004 / Received in final form 10 February 2005

Published online 3 May 2005 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2005

Abstract. Multipoles and shifts in the Lyman series of neon. The Lyman spectrum of hydrogenic neon is experimentally obtained from a laser-imploded glass microballoon. Through spatial resolution, hydrodynamic modelling and molecular-dynamics simulations, a comparison with predicted spectral profiles and line merging stresses the importance of such theoretical aspects as plasma polarisation shifts and ionic multipolar effects.

Résumé. La spectroscopie d'une expérience de compression par laser fournit la série de Lyman du néon. En étudiant les largeurs, les déplacements et la fusion des raies, on souligne l'influence sur les profils spectraux de plusieurs éléments théoriques comme la polarisation électronique de plasma et les effets ioniques multipolaires.

PACS. 32.70.Jz Line shapes, widths, and shifts

1 Introduction

Dans un article précédent [1], l'élargissement Stark expérimental des raies hydrogénoïdes du néon comprimé par laser s'interprétait sommairement par une densité électronique moyenne de 40 nm^{-3} ($=4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), assez faible pour éviter le recours au modèle de quasi-molécule dicentrique transitoire [2] mais assez forte pour donner lieu, avec le point de vue monocentrique habituel, à des observations notables telles que le déplacement de polarisation électronique, désormais susceptible d'acquérir une pleine valeur diagnostique [3], et pour les ions perturbateurs quasi statiques, l'effet Stark quadratique et au-delà ainsi que leurs effets multipolaires, dont l'importance est reconnue [4]. Le présent article, qui insistera particulièrement sur ces trois points, examinera en détail les spectres fournis par plusieurs options théoriques et les confrontera aux résultats expérimentaux. Il sera exclusivement question de la série de Lyman (y compris pour les autres corps apparaissant occasionnellement) sans que ceci soit toujours précisé.

2 Cadre théorique

Selon la formulation traditionnelle [5,6], la puissance spectrale dipolaire rayonnée dans la série de Lyman par un ensemble d'atomes (ou ions) hydrogénoïdes, de même nature

mais dans un environnement variable, est proportionnelle à la partie imaginaire de :

$$\omega^4 e^{-\hbar\omega/kT} \sum_{\substack{n,n'=2,N \\ m=-1,1}} \vec{R}_{1s}^{npm} \cdot \vec{R}_{n'pm}^{1s} \\ \times \sum_a \langle npm | [\omega + (E_{1s} - H)/\hbar - i\varphi]^{-1} | n'pm \rangle. \quad (1)$$

On a supposé pouvoir extraire l'opérateur densité sous la forme de l'exponentielle thermique, où la température T est commune aux ions et aux électrons. Le hamiltonien H de l'atome d'indice a inclut les perturbations quasi statiques par les ions environnants (un effet dynamique négligé sera signalé au paragraphe 4), et l'opérateur d'impact φ traduit l'effet des collisions électroniques. Notons bien qu'ici les diverses raies de la série ne sont pas traitées isolément mais simultanément, ce qui permet de dépasser la décomposition Stark linéaire et rend compte notamment de la fusion des raies dans le continu.

La base d'états atomiques en coordonnées sphériques est tronquée, comme la sommation, en limitant à N le nombre quantique principal. Bien qu'ainsi il manque en principe non seulement les niveaux liés supérieurs, mais encore tous les états libres (nécessaires pour introduire le caractère autoionisant des états Stark [7]), une comparaison au traitement perturbatif d'ordre 6 en coordonnées paraboliques dans le cas du champ électrique uniforme [8] et quelques coups de sonde jusqu'à $N = 30$ pour un champ quelconque montrent que $N = 12$, adopté partout dans la suite sauf indication contraire, suffit pour la précision ($\sim 1\%$ sur l'intensité des pics) et le domaine spectral envisagés ici.

^a e-mail: poq@greco2.polytechnique.fr

^b UMR 7605 CNRS-CEA-École Polytechnique-Université Paris 6

Si l'opérateur d'impact est couramment obtenu par l'approximation semi-classique dipolaire [9], la charge relativement élevée du néon ($Z = 10$) autorise une approche quantique multipolaire au premier ordre de perturbation en $1/Z$, concrétisée par la méthode de Coulomb-Born-Oppenheimer et menant aux coefficients d'élargissement C et de déplacement D [10], calculés jusqu'à $n = 4$. Nous ferons appel plus loin pour $n > 4$ à la formule :

$$D(n, l, T) = 0,042 n^2 [5 n^2 - 3 l(l+1)] + \frac{6,48 n^2 - 9,48 - 1,95 l(l+1)}{T/Z^2 \text{ eV} + 0,95} \pm 3 \%, \quad (2)$$

qui reproduit avec la précision indiquée cette tabulation [10] et la limite à haute température quel que soit n [11].

Remarquons que la symétrie sphérique du fondamental $1s$ et la moyenne angulaire dont est issu l'opérateur d'impact entraînent pour ses éléments de matrice les règles de sélection $l = l'$ et $m = m'$, mais quoique n puisse différer de n' et en l'absence de résultats extra-diagonaux, nous supposons φ diagonal, ce qui est vraisemblablement sans conséquence importante. D'ailleurs nous simplifierons encore en supprimant, dans la formule (30) de [10] définissant le logarithme coulombien, $\Delta\omega$ et $\Delta\omega_S$ qui n'ont plus d'interprétation claire pour des raies chevauchantes et un champ non uniforme, et à partir de $n = 5$ en attribuant à φ la valeur arbitraire mais nullement critique d'un décirydberg (partie réelle), donc aussi en y annulant D (partie imaginaire). La raison de ce dernier choix sera élucidée plus loin au vu des observations expérimentales.

En manipulant les harmoniques sphériques [12], on obtient les éléments de matrice d'un potentiel perturbateur quelconque V , inclus dans le hamiltonien quasi statique H et développé jusqu'au cube du rayon vecteur R de l'unique électron atomique :

$$U_{n'l'm'}^{n'l'm'} = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \left[\delta_{nn'} V_0 + \frac{1}{6} (R^2)_{n'l}^{n'l} \Delta V \right] + (-1)^m \sqrt{(2l+1)(2l'+1)} \sum_{\lambda=1}^3 \begin{pmatrix} l & l' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \begin{pmatrix} l & l' & \lambda \\ m & m' & \mu \end{pmatrix} \left[(R^\lambda)_{n'l}^{n'l'} S_\lambda^\mu + \frac{1}{10} \delta_{\lambda 1} (R^3)_{n'l}^{n'l'} \Delta S_1^\mu \right], \quad (3)$$

avec le laplacien Δ , les symboles « 3j » habituels et :

$$S_1^0 = V_z \quad (4a)$$

$$S_1^{\pm 1} = (\pm V_x + i V_y) / \sqrt{2} \quad (4b)$$

$$S_2^0 = (2 V_{zz} - V_{xx} - V_{yy}) / 6 \quad (4c)$$

$$S_2^{\pm 1} = (\pm V_{xz} + i V_{yz}) / \sqrt{6} \quad (4d)$$

$$S_2^{\pm 2} = (V_{xx} - V_{yy} \pm 2i V_{xy}) / 2\sqrt{6} \quad (4e)$$

$$S_3^0 = (2 V_{zzz} - 3 V_{xzz} - 3 V_{yyz}) / 30 \quad (4f)$$

$$S_3^{\pm 1} = [\pm (4 V_{xzz} - V_{xxx} - V_{xyy}) + i (4 V_{yzz} - V_{yyy} - V_{xxy})] / 20\sqrt{3} \quad (4g)$$

$$S_3^{\pm 2} = (V_{xzz} - V_{yyz} \pm 2i V_{xyz}) / 2\sqrt{30} \quad (4h)$$

$$S_3^{\pm 3} = [\pm (V_{xxx} - 3 V_{xyy}) + i (3 V_{xxy} - V_{yyy})] / 12\sqrt{5} \quad (4i)$$

où par exemple V_{xy} signifie $\partial^2 V / \partial x \partial y (R=0)$. Quant au terme monopolaire V_0 , il déplace chaque sous-niveau autant que le fondamental, donc ne joue aucun rôle dans le spectre rayonné.

On adopte ici le potentiel particulier (Debye-Hückel-Yukawa) :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_j \frac{q_j}{r_j} \exp(-k_D r_j), \quad (5)$$

où l'électron atomique et l'ion perturbateur de charge q_j sont distants de r_j , $1/k_D$ étant la longueur de Debye électronique. Alors la relation $\Delta V = k_D^2 V$ dispense par exemple de calculer 3 des 10 dérivées troisièmes. On peut en outre retomber sur (3) au moyen de fonctions de Bessel sphériques modifiées [13]. Dans le cas d'un ion perturbateur unique et sans écrantage ($k_D = 0$), on vérifie, au-delà de la décomposition Stark linéaire, la concordance numérique des niveaux avec les termes quadrupolaires et octopolaires obtenus analytiquement au premier ordre de perturbation en coordonnées paraboliques [14].

Afin d'introduire dans la formule (1) un nombre statistiquement suffisant de situations différentes pour l'atome émetteur, soit 10 000 dans chaque condition fixée de température et de densité, on échantillonne 25 configurations particulières au moyen de simulations de dynamique moléculaire analogues à [15] et reposant sur le même potentiel inter-ionique écranté que ci-dessus, avec un ensemble microcanonique de 800 + 400 particules de charges respectives $+e$ et $+9e$. Cette composition se justifiera au paragraphe suivant. Des tests d'augmentation du nombre de particules montrent qu'on obtient la fonction de distribution du microchamp, venant des termes (4a, 4b), avec une précision typique de 1 % (autour du maximum), ce que confirme la comparaison à d'autres résultats de dynamique moléculaire [15,16] ou de la méthode Monte-Carlo [17], y compris pour des mélanges ioniques voisins du nôtre [18] ou assez faiblement couplés pour autoriser une technique plus ancienne [19]. En outre, avec les termes figurant dans (4c, 4d, 4e), on retrouve bien les moyennes contraintes des gradients du microchamp [15], mais le présent calcul de spectre ignore ces moyennes et conserve (4a–4i) en détail.

3 L'expérience d'implosion

Six faisceaux laser ultra-violet à 263 nm (néodyme quadruplé en fréquence), totalisant 150 J sur cible en 600 ps à mi-hauteur, sont focalisés avec une ouverture de $f/1$, chacun 70 μm (choisis parmi d'autres essais) plus loin que le centre d'un microballon de verre (diamètre 200 μm ,

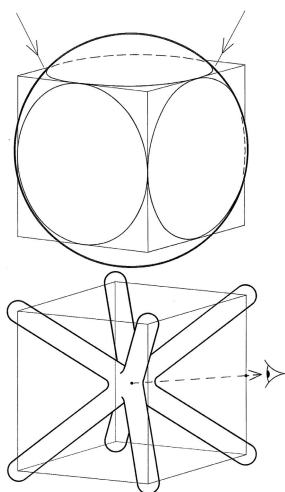


Fig. 1. Par défaut d'éclairement aux coins d'un cube, l'implosion du microballon peut donner une forme filamentée.

[The six laser beams fail to drive the spherical microballoon at the corners of a cube (top) and the implosion may result as caricatured (bottom).]

épaisseur $1,5 \mu\text{m}$) contenant simultanément du néon à la pression partielle de 1 MPa et du deutérium-tritium à la même pression. Un comptage neutronique [20] témoigne des réactions de fusion nucléaire. La flexion élastique d'un cristal trapézoïdal de KAP [1] minimise l'influence de la taille de la source sur le spectre d'émission X, enregistré photographiquement sur pellicule SB. Une fenêtre de béryllium épaisse de $10 \mu\text{m}$ préserve de la lumière visible et une fente de $20 \mu\text{m}$ assure la résolution spatiale.

La figure 1 montre les carences d'éclairement initial du microballon aux huit coins d'un cube et une caricature possible de son implosion. Une description plus réaliste demanderait idéalement une simulation hydrodynamique tridimensionnelle sans aucun paramètre ajustable et pourrait faire l'objet d'une future étude complémentaire, au risque toutefois d'une fiabilité quelque peu illusoire car il nous manque une cartographie précise de l'éclairement du laser dans tout le volume focal utile. À défaut, on se contente ici du code lagrangien unidimensionnel sphérique FILM [21], en traitant soigneusement les ions hydrogénoïdes [22] dans la cinétique radiativo-collisionnelle. En guise de préchauffage radiatif, on dépose 3 % de la puissance du laser directement dans la cible, et l'on tient compte artificiellement du défaut de symétrie sphérique par un léger freinage empêchant la contraction de chaque cellule en deçà de 5 % de son volume initial. Ces deux pourcentages sont choisis pour retrouver les 7 millions de neutrons mesurés (nombre très sensible à la température) et les largeurs de raies constatées (surtout sensibles à la densité).

En pondérant les caractéristiques du plasma dans chaque cellule par une émission représentative, celle de Ly β du néon, on obtient (Fig. 2) l'histogramme de la densité électronique avec les températures moyennes correspondantes. Vu la crudité de cette simulation, on calculera les spectres théoriques en retenant seulement, avec le même poids, les trois couples de paramètres :

$$(N_e, T) = (20, 500), (40, 500) \text{ et } (60 \text{ nm}^{-3}, 600 \text{ eV}). \quad (6)$$

On trouve comme résultat annexe une densité moyenne de $0,4 \text{ nm}^{-3}$ pour le néon dans l'état 1s. Or la compa-

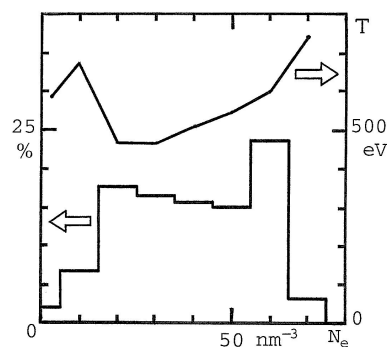


Fig. 2. Histogramme de la densité électronique et températures moyennes associées, d'après le code FILM.

[Histogram of electronic density (weighted by Ne Ly β emission) from hydrocode, and corresponding average temperatures.]

tibilité avec le rapport d'intensités Ne α /Ne β observé nous fera attribuer une épaisseur optique $\tau = 0,2$ au sommet de Ne β dans l'hypothèse simpliste d'une tranche de plasma homogène, ce qui implique alors pour celle-ci une épaisseur de $5 \mu\text{m}$, que rend plausible la forme filamentée de la figure 1. Par contre, une sphère comprimée homogène devrait dépasser $80 \mu\text{m}$ en diamètre pour respecter le facteur 13 de réduction volumique moyenne et se trouve donc exclue.

Afin de comparer directement les spectres calculés au spectre expérimental, on les soumet tous préalablement aux mêmes étapes que celui-ci, explicitées maintenant. Après convolution avec le profil Doppler thermique, on traite l'opacité comme indiqué ci-dessus. L'élargissement géométrique que pourrait causer la taille de la source est rendu imperceptible par la configuration [1] du cristal concave, de rayon de courbure local R_c , diffractant sous l'angle de Bragg θ le photon qui a parcouru la distance L_1 et que le trajet L_2 mène ensuite au détecteur. Dans l'unité de longueur d'une raie isolée, celui-ci reçoit la puissance :

$$\frac{dJ}{dh} = \frac{dI}{d\Omega} \frac{\rho_c}{L_1 + L_2} \frac{R_c \sin \theta}{R_c \sin \theta - L_1}. \quad (7)$$

Le premier facteur est la puissance que la source rayonne dans la raie par unité d'angle solide, puis viennent la réflectivité intégrale du cristal ([23,24] pour le KAP) que divise le parcours total du photon, et enfin la dérivée (=1 pour un cristal plan) de l'angle d'émission dans le plan d'incidence en fonction de θ . On assimile la réponse plus détaillée du KAP au premier ordre de diffraction à une lorentzienne de largeur totale à mi-hauteur 5 centirydbergs [24,25], car la faible pénétration ($\sim 1 \mu\text{m}$) prive la courbure d'influence [26]. Notons que la correction de réfraction fournit un $2d$ effectif de 2659 et 2662 pm respectivement aux premier et second ordres [27].

Incluant ensuite la transmission de la fenêtre de béryllium et l'effet de la fente du microdensitomètre (largeur d'analyse $75 \mu\text{m}$ sur le film), on normalise le spectre calculé pour que la réponse du film SB [28] donne au sommet de Ne β une densité optique nette ($D_{0,25}$) égale à 1, coïncidant avec l'expérience. Les calculs étant non

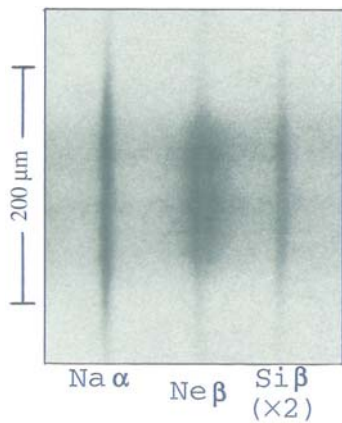


Fig. 3. Extrait du spectre photographique autour de Ne Ly β . [In this close-up of the film, Ne Ly β at center is broad and red-shifted as compared to both outer zones.]

relativistes, on recale enfin légèrement l'échelle de longueur d'onde pour accorder la position des raies non perturbées. Remarquons au passage que la structure fine ne joue pas sensiblement sur le profil final de Ne α .

4 Résultats et comparaisons

Dans un extrait du spectre photographique (Fig. 3), les deux zones extérieures avec de faibles raies étroites encadrent une étendue centrale relativement uniforme d'environ $120 \mu\text{m}$ où Ne β est intense, large et déplacée vers le rouge. Les trois microdensitogrammes réalisés au centre (principal objet de la discussion qui suit) et à $100 \mu\text{m}$ de part et d'autre (comme témoignage de densités dans une gamme au moins dix fois plus basse) se jouxtent sans décalage à mi-hauteur de la figure 4.

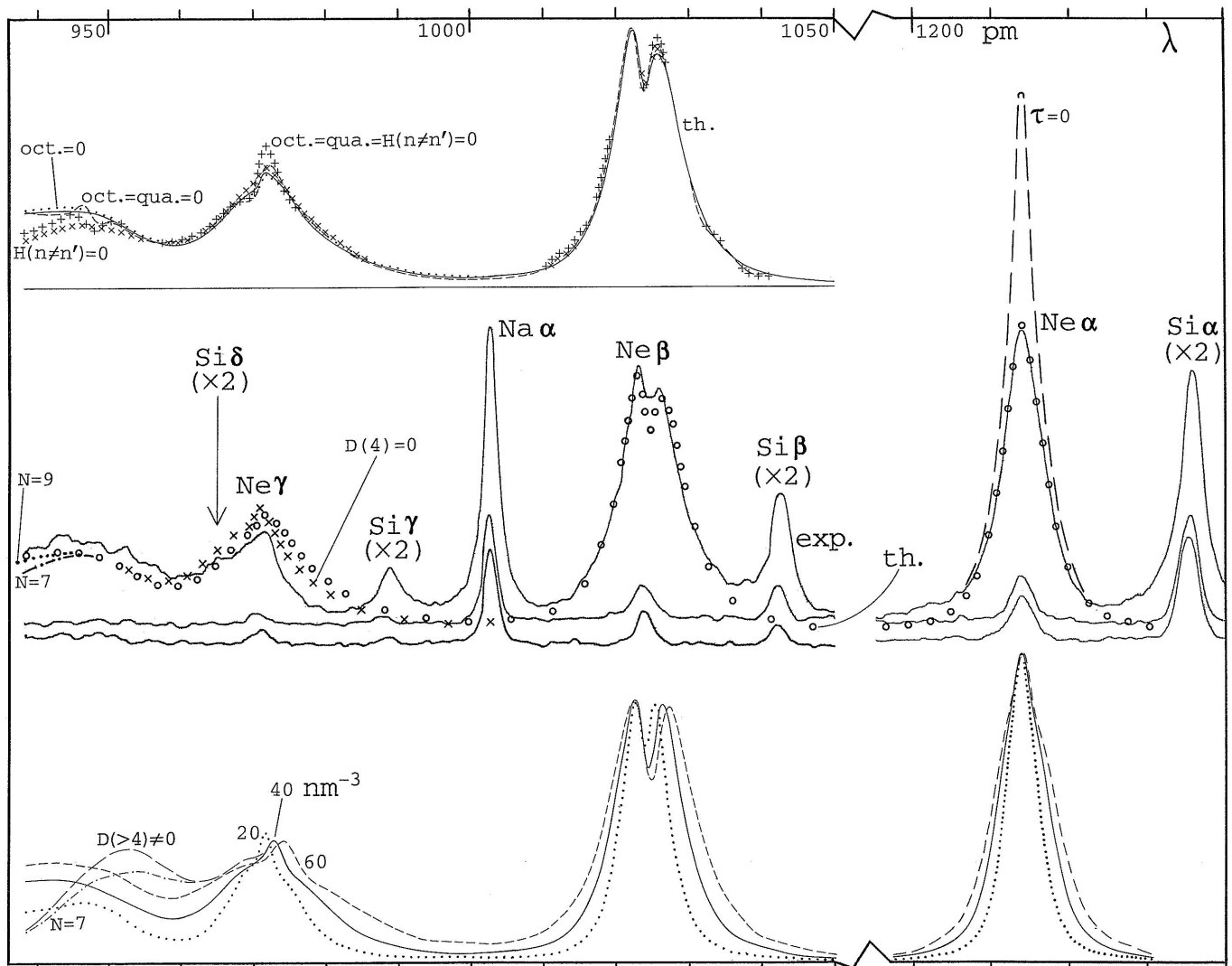


Fig. 4. Microdensitogramme expérimental (accompagné de ceux de deux zones extérieures ténues) et sa simulation théorique selon plusieurs options.

[Experimental microdensitograms of the Lyman series of neon (at mid-height of Fig. 3 and at $\pm 100 \mu\text{m}$), together with several theoretical options, all of which submitted to instrumental broadening and the top of Ne Ly β being normalized to unit optical density.]

Le bas de cette figure montre les spectres théoriques pour chacun des trois couples densité-température déterminés précédemment (6). Au-dessus, leur moyenne (notée th.) accompagne le spectre expérimental. En haut, on voit ce qui advient en supprimant le couplage entre niveaux de n différents et/ou les termes quadrupolaires et octopolaires ou seulement octopolaires. Ces derniers n'ont qu'un effet marginal, contrairement au reste, spécialement pour Ne γ et l'amorce du continu, où s'exerce entre autres un notable lissage.

Revenons au milieu de la figure, où apparaissent aussi l'effet d'une éventuelle minceur optique sur Ne α et l'influence sur le continu d'une réduction du nombre des niveaux impliqués. L'excellent accord du profil de Ne β confirme les prédictions du déplacement de polarisation, peu affecté ici par l'effet quadrupolaire ; or celui-ci abaisse d'environ 2 %, de même que le couplage inter-niveaux, le pic rouge comparé au bleu ; les ~ 5 % restants s'expliquent en bas de la figure : c'est le pic rouge qui bouge le plus, entraînant ce surcroît spécifique d'asymétrie lié à l'étendue des densités contributives ; la différence de comblement du creux central pourrait sans doute se réduire en incluant l'effet dynamique [29] des ions légers (deutons et tritons). Notons que l'effet Doppler dû à l'expansion symétrique élargit (faiblement) mais ne déplace pas les raies des deux zones ténues ; la nécessaire minceur optique est certes douteuse dans le cas de Ne α , mais aucun déplacement parasite n'y est perceptible.

Le désaccord en intensité sous 1 nm, quoique sensible, reste compatible avec l'accumulation d'incertitudes des étapes de la chaîne d'étalonnage, mais en ce qui concerne la position de Ne γ , le déplacement prévu est manifestement excessif et devrait être divisé environ par 2 au vu de ce que donne sa suppression. Cet effet corrobore d'autres observations [11] et suggère que le déplacement de polarisation [10], correctement prédit pour les raies isolées, devient d'autant plus exagéré qu'on s'approche de la limite apparente de série et pourrait s'annuler, comme nous l'avons fait systématiquement ici, quand on entre dans le pseudo-continu. Le bas de la figure montre d'ailleurs la distorsion irréaliste de celui-ci quand on garde les D de la formule (2) pour $n = 5$ à 12 (ou 7 comme indiqué) dans le cas 40 nm^{-3} , en ayant toutefois conscience que les états $n > 7$ englobent en moyenne au moins un ion $Z = 1$, rendant alors caduc le modèle de l'atome confiné dans sa sphère ionique. Il serait bien sûr souhaitable d'articuler ceci plus en détail, selon l'autre point de vue théorique, avec l'invalidation de l'approximation des impacts par des niveaux trop élevés.

5 Conclusion

Nous constatons l'importance du couplage entre niveaux différents et des termes quadrupolaires dans la perturbation ionique quasi statique. Si les termes octopolaires restent ici au seuil de leur influence, la façon de se raccorder au modèle moléculaire incorporant l'ion plus proche voisin (voire d'autres voisins à plus long terme ?) mériterait examen dans le cas de densités croissantes.

Le déplacement de polarisation se confirme excellentement pour des raies isolées. Sinon, des précautions d'emploi semblent s'imposer : réduction à l'approche de la limite apparente de série et annulation au-delà. Il va de soi que ceci demanderait à être fondé sur des investigations théoriques plus poussées et soumis à des conditions expérimentales diversifiées.

Références

1. A. Poquérusse, J.-M. Boudenne, Rev. Phys. Appl. **23**, 315 (1988)
2. E. Leboucher-Dalimier, P. Sauvan, P. Angelo, A. Poquérusse, R. Schott, E. Dufour, E. Minguez, A. Calisti, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **71**, 493 (2001)
3. D.A. Haynes Jr, S.P. Regan, M.A. Gunderson, N.D. Delamater, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **81**, 209 (2003)
4. B. d'Etat, J. Grumberg, E. Leboucher, H. Nguyen, A. Poquérusse, J. Phys. B : At. Mol. Phys. **20**, 1733 (1987)
5. M. Baranger, Phys. Rev. **112**, 855 (1958)
6. H.R. Griem, *Principles of plasma spectroscopy* (Cambridge University Press, 1997)
7. Nguyen Hoe, B. D'Etat, J. Grumberg, M. Caby, E. Leboucher, G. Coulaud, Phys. Rev. A **25**, 891 (1982)
8. H. Nguyen, E. Banerjea, H.W. Drawin, L. Herman, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **5**, 835 (1965)
9. A. Poquérusse, S. Alexiou, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **62**, 389 (1999)
10. H. Nguyen, M. Koenig, D. Benredjem, M. Caby, G. Coulaud, Phys. Rev. A **33**, 1279 (1986)
11. O. Renner, P. Sondhauss, D. Salzmann, A. Djaoui, M. Koenig, E. Förster, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **58**, 851 (1997)
12. A. Messiah, *Mécanique quantique* (Dunod, Paris, 1959)
13. M. Abramowitz, I.A. Stegun, *Handbook of mathematical functions* (Dover, New York, 1965)
14. M. Koenig, *Structures atomiques et perturbations spectrales dans les plasmas denses et chauds*, Thèse, Université Paris 6 (1987)
15. M.S. Murillo, D.P. Kilcrease, L.A. Collins, Phys. Rev. E **55**, 6289 (1997)
16. C.A. Iglesias, F.J. Rogers, R. Sheperd, A. Bar-Shalom, M.S. Murillo, D.P. Kilcrease, A. Calisti, R.W. Lee, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **65**, 303 (2000)
17. A.Y. Potekhin, G. Chabrier, D. Gilles, Phys.Rev. E **65**, 036412 (2002)
18. C.A. Iglesias, H.E. DeWitt, J.L. Lebowitz, D. MacGowan, W.B. Hubbard, Phys.Rev. A **31**, 1698 (1985)
19. J.T. O'Brien, C.F. Hooper Jr, Phys. Rev. A **5**, 867 (1972)
20. M. Koenig, E. Fabre, V. Malka, P. Hammerling, A. Michard, J.M. Boudenne, P. Fewes, H.H. Wills, Europhys. Lett. **18**, 493 (1992)
21. J.C. Gauthier, J.P. Geindre, N. Grandjouan, J. Virmont, J. Phys. D **16**, 321 (1983)

22. A. Poquérusse, *J. Phys. II France* **3**, 197 (1993)
23. M. Lewis, P.A. Maksym, K.D. Evans, *Astron. Astrophys.* **87**, 213 (1980)
24. B.L. Henke, H.T. Yamada, T.J. Tanaka, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 1311 (1983)
25. R.J. Liefeld, S. Hanzély, T.B. Kirby, D. Mott, *Adv. X-ray Anal.* **13**, 373 (1970)
26. D.W. Berreman, *Phys. Rev. B* **19**, 560 (1979)
27. D.M. Barrus, R.L. Blake, H. Felthouser, E.E. Fenimore, A.J. Burek, *Low energy X-ray diagnostics*, edited by D.T. Attwood, B.L. Henke (Amer. Inst. Phys., New York, 1981), p. 115
28. A. Poquérusse, *Rev. Phys. Appl.* **23**, 963 (1988)
29. D.A. Haynes Jr, D.T. Garber, C.F. Hooper Jr, R.C. Mancini, Y.T. Lee, D.K. Bradley, J. Delettrez, R. Epstein, P. Jaanimagi, *Phys. Rev. E* **53**, 1042 (1996)