HAL
open science

Mesure de l'effet Stark de structure fine de l'hélium hydrogénoïde He+ (n = 4)

J. Bourgey, A. Denis, J. Désesquelles

To cite this version:

J. Bourgey, A. Denis, J. Désesquelles. Mesure de l'effet Stark de structure fine de l'hélium hydrogénoïde He+ (n = 4). Journal de Physique, 1977, 38 (10), pp.1229-1236. 10.1051/jphys:0197700380100122900 . jpa-00208691

HAL Id: jpa-00208691

https://hal.science/jpa-00208691

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
32.60

MESURE DE L'EFFET STARK DE STRUCTURE FINE DE L'HÉLIUM HYDROGÉNOÏDE He^+ ($n = 4$)

J. BOURGEY, A. DENIS et J. DÉSESQUELLES

Université de Lyon I, Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (*),
Campus de la Doua, 69621 Villeurbanne, France

(*Reçu le 18 mars 1977, révisé le 10 juin 1977, accepté le 15 juin 1977*)

Résumé. — Nous avons observé sur un faisceau d'ions des modulations d'intensité des courbes de déclin radiatif, en champ électrique axial, de la transition $\lambda = 4\,686$ Å de ^{4}He II ($n = 4 \rightarrow n = 3$). Pour des champs électriques compris entre 300 V cm^{-1} et 900 V cm^{-1} nous avons mesuré des fréquences de battements de 300 MHz à 20 GHz. Les résultats sont comparés au calcul de la perturbation Stark au premier ordre tenant compte des structures fines et du Lamb shift.

Abstract. — Using the Beam-foil technique we have observed intensity modulations in the radiative decay of the ^{4}He II (4-3), $\lambda = 4\,686$ Å transition in axial electric fields. For electric fields between 300 V cm^{-1} and 900 V cm^{-1}, beat frequencies from 300 MHz to 20 GHz have been measured. Results are compared with the calculation of the first order Stark perturbation taking the fine structures and the Lamb shift into account.

1. **Introduction.** — Les vérifications spectroscopiques de l'effet Stark dans les systèmes à un électron par dédoublement des raies de Balmer ne peuvent s'appliquer qu'aux champs électriques intenses, supérieurs à quelques dizaines de kV cm^{-1}, dans le domaine où l'effet est linéaire. Si le champ est réduit jusqu'à rendre la perturbation Stark comparable aux séparations des niveaux de structure fine, le déplacement des niveaux n'est plus linéaire. Les quelques rares explorations expérimentales de ce domaine font appel à des techniques de spectroscopie hertzienne. Ainsi Ramsey *et al.* [1, 2] ont déduit le déplacement Stark quadratique de structure hyperfine de l'hydrogène au fondamental ($F - F' = 1 - 0$, $m_F = 0$) du changement de fréquence d'un maser à hydrogène autour de 1 420 MHz. De même Kleinpoppen *et al.* [3, 4] ont mesuré l'effet Stark non linéaire du niveau excité $2\,^2P_{1/2}$ de l'hydrogène à partir du glissement du signal de croisement de niveaux, dans des champs électriques inférieurs à 2,5 kV cm^{-1} et partiellement celui de $^4He^+$ ($n = 4$) à partir des signaux d'anticroisement S-D et S-F.

La technique d'excitation d'un faisceau d'ions rapides monocinétiques par une fine feuille de carbone permet la détermination directe et simultanée de nombreuses fréquences Stark à partir de battements quantiques en champ électrique. A la suite des premières observations d'interférences de structure fine par Bashkin *et al.* [5], Sellin *et al.* [6] et Andrä [7] ont abordé le problème de l'effet Stark dans l'hydrogène H ($n = 2$) à l'occasion de l'étude de la cohérence dans un champ électrique statique. Pinnington *et al.* [8] ont mesuré les variations de la fréquence de battement de plus grande amplitude dans le déclin de quelques niveaux de He II et Li III et ont comparé leurs résultats aux calculs de Lüders [9]. Les expériences de cohérences en champ électrique dans les états $n = 3$ et $n = 4$ de ^{4}He II et $n = 3$ de H I ont été entreprises récemment par Schectman *et al.* [10].

Nous présentons ici les résultats d'une étude détaillée de l'effet Stark de structure fine dans les niveaux $n = 4$ de ^{4}He II pour des champs électriques allant de 300 V/cm à 900 V/cm et des fréquences comprises entre 300 MHz et 20 GHz [11].

2. **Calcul des niveaux Stark de structure fine.** — L'ion He^+ est plongé dans un champ électrique uniforme dirigé suivant l'axe Oz du faisceau d'ions pris pour axe de quantification. Ce champ est très faible, comparativement au champ électrique atomique et peut être traité en perturbation. On limite le calcul au premier ordre. Sur les vecteurs de base $|\, nljm_j \,\rangle$, on détermine les éléments de matrice de l'Hamiltonien de perturbation $H_{En\,l\,j\,m_j}^{n'l'j'm_j'}$. La matrice Stark est décomposée en sous-matrices relatives à $m_j = 1/2$, 3/2 et 5/2, puis la structure fine est introduite en diagonale dans

(*) Associé au C.N.R.S.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:0197700380100122900

chaque sous-matrice. La diagonalisation peut se faire de manière analytique mais il est plus commode de procéder numériquement sur ordinateur pour $m_j = 3/2$ et surtout pour $m_j = 1/2$.

2.1 CALCUL DE L'HAMILTONIEN STARK AU 1er ORDRE. — Nous exprimons l'Hamiltonien Stark

$$H_E = -q\,\mathrm{E}\,r\cos\theta$$

dans la base $|\,nljm_j\,\rangle$ en suivant une méthode proche de celle de Glass [12]. En utilisant le théorème de Wigner-Eckart et en explicitant l'élément de matrice réduit $\langle\, nl \,\|\, qE\cos\theta \,\|\, nl'\,\rangle$ comme produit d'une partie angulaire en l et l' et d'une partie radiale R_{nl}^{nl-1}, l'élément de matrice s'écrit :

$$H_{\mathrm{E}\,n\,l\,j\,m_j}^{n'l'j'm_j'} = qE\frac{a_0}{Z}\frac{3\,n}{2}\sqrt{n^2-l''^2}\,(-1)^{1/2+m_j}[jj'\,ll']^{1/2}\times$$

$$\times\begin{Bmatrix} j & 1 & j' \\ l' & 1/2 & l \end{Bmatrix}\begin{pmatrix} j & 1 & j' \\ -m_j & 0 & m_j' \end{pmatrix}\begin{pmatrix} l & 1 & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

où $l'' = \sup(l, l')$; a_0 = rayon de la première orbite de Bohr, $Z = 2$ pour He^+ et

$$q\frac{a_0}{Z}\frac{3\,n}{2} = 3{,}837\ \mathrm{MHz/V\,cm^{-1}}$$

pour $n = 4$. On en déduit les règles de sélection suivantes :

$$l' = l \pm 1\,,$$
$$j' = j \pm 1 \quad \text{ou} \quad j' = j \neq 0 \quad \text{et} \quad m_j' = m_j\,. \quad (2)$$

Par choix de nouveaux vecteurs de base

$$|\,nlj\,|\,m_j\,|\,\rangle = |\,nljm_j\,\rangle + (-1)^{l+j-m_j}\,|\,nlj-m_j\,\rangle\,,$$

la dimension de la matrice Stark est divisée par deux. Puisqu'il n'y a interaction qu'entre vecteurs de même $|\,m_j\,|$, la matrice se décompose en sous-matrices $|\,m_j\,| = 1/2$, $|\,m_j\,| = 3/2$ et $|\,m_j\,| = 5/2$.

La structure fine est diagonale dans une représentation $S_{1/2}$ $P_{1/2}$ $P_{3/2}$ puisqu'elle est indépendante des valeurs de m_j. Elle est donc diagonale dans les sous-matrices Stark. On a aussi tenu compte du Lamb shift qui n'est pas négligeable pour $S_{1/2}$.

Nous avons vérifié que la contribution de l'effet Stark du second ordre est négligeable. Un calcul en coordonnées paraboliques montre qu'elle est inférieure à 5×10^{-4} pour des champs de l'ordre de 1 000 V/cm. La correction relativiste due au terme de spin est encore plus petite d'un ordre de grandeur [13].

2.2 DIAGONALISATION DES SOUS-MATRICES STARK. — Pour $|\,m_j\,| = 5/2$, la diagonalisation est directe. On obtient une expression du 3e degré de l'énergie e et du 1er degré en E^2 :

$$(e - e_{5/2})^2\,(e - e_{7/2}) =$$
$$= E^2[(a^2 + b^2)\,e - (a^2\,e_{5/2} + b^2\,e_{7/2})] \quad (3)$$

où aE et bE, respectivement éléments de matrice $F_{7/2}$-$D_{5/2}$ et $F_{5/2}$-$D_{5/2}$, sont donnés par la formule (1).

Il lui correspond trois courbes de la figure 1. Celle qui part de $e_{7/2}$ en champ nul a une variation quadratique en champ faible et tend vers une asymptote de pente

$$\sqrt{a^2 + b^2} = \frac{6\,qa_0}{2} = 3{,}837\ \mathrm{MHz/V.cm^{-1}}\,,$$

notée $k = 1$ (Fig. 1), aux champs intenses. L'effet Stark est linéaire au voisinage de $e_{5/2}$, de pente $\pm\,b = 1{,}450\ \mathrm{MHz/V.cm^{-1}}$ et, en champ fort, avec une pente 0 et $-\sqrt{a^2 + b^2}$, notées $k = 0$ et $k = -1$.

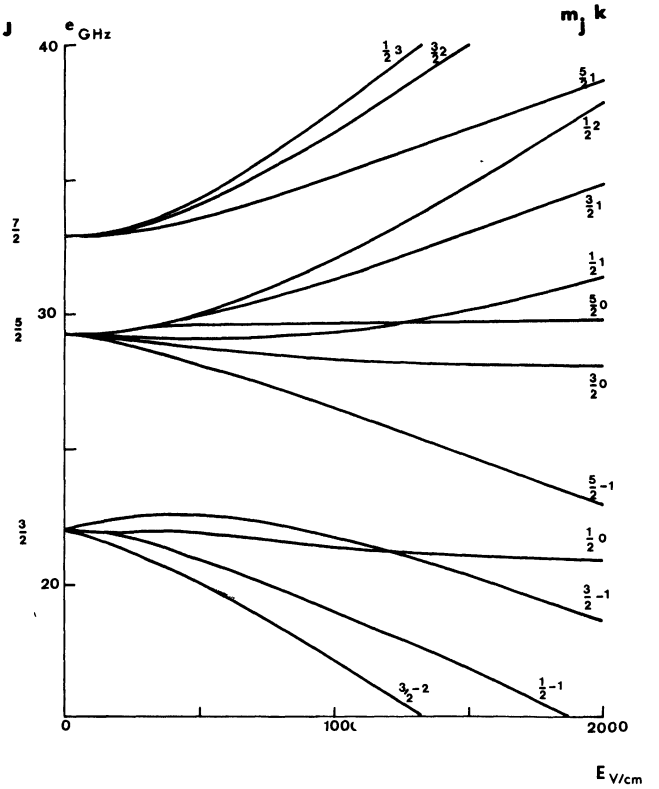

FIG. 1. — Variation des niveaux d'énergie dans $n = 4$ de ^{4}He II en fonction du champ électrique. Cas de $J = 7/2$, 5/2 et 3/2.

[Variation of the energy levels in $n = 4$ of ^{4}He II with electric field for $J = 7/2$, 5/2 and 3/2.]

Pour $|\,m_j\,| = 3/2$, on obtient une équation du 5e degré en énergie e et du 2e degré en E^2. On peut donc déterminer E^2 en fonction de e, à partir des éléments de matrice 7/2-5/2, 5/2-5/2, 5/2-3/2 et 3/2-3/2 donnés par la formule (1). On en déduit les cinq courbes $|\,m_j\,|\,k = 3/2\ 2$, pour $e(0) = e_{7/2}$, 3/2 1 et 3/2 0 pour $e(0) = e_{5/2}$ et 3/2-1 et 3/2-2 pour $e(0) = e_{3/2}$.

Enfin pour $|\,m_j\,| = 1/2$, la diagonalisation d'une matrice 7×7 donne une équation du 3e degré en E^2. La résolution analytique permet d'exprimer E^2 en fonction de e [11]. La diagonalisation par ordinateur, en prenant E comme paramètre, conduit au tracé des sept dernières courbes des figures 1 et 2. On peut

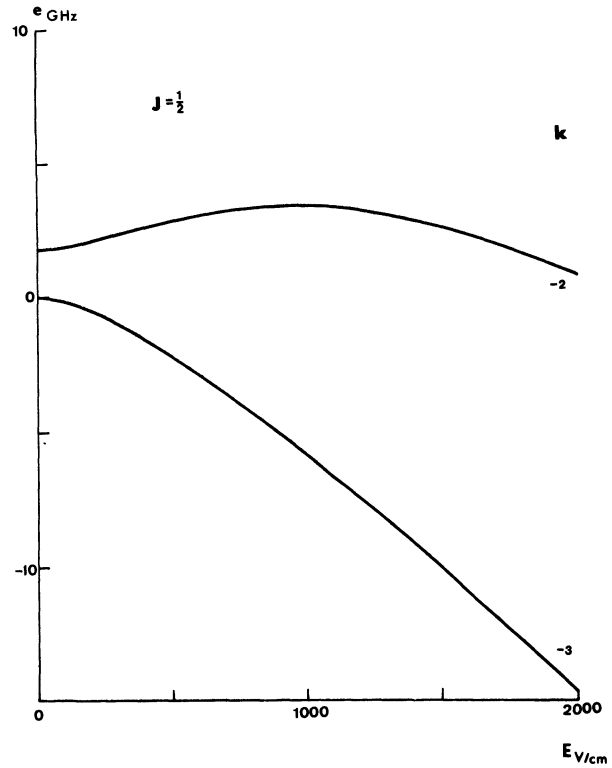

FIG. 2. — Variation des niveaux d'énergie dans $n = 4$ de ^{4}He II en fonction du champ électrique. Cas de $J = 1/2$.

[Variation of the energy levels in ^{4}He II, $n = 4$ with electric field for $J = 1/2$.]

diagonaliser la matrice Stark en faisant intervenir dans les termes d'énergie les déclins radiatifs sous la forme $-1/2\,\gamma$. Un calcul sur ordinateur a montré que même en champ électrique inférieur à 100 V/cm l'écart est négligeable.

3. **Battements quantiques en champ électrique.** — Dans l'approximation dipolaire électrique, l'intensité des raies émises d'un état excité $|\psi(t)\rangle$ vers un groupe d'états $|0\rangle$ s'écrit :

$$I^x(t) = K \sum_0 |\langle 0 | X | \psi(t) \rangle|^2 \qquad (4)$$

où X est l'opérateur dipolaire électrique et x désigne la polarisation du vecteur champ électrique de la radiation émise. L'hamiltonien de l'atome soumis au champ électrique s'exprime dans la base $|lsjm_j\rangle$, notée $|k\rangle$. Les états propres de l'hamiltonien $|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$ se développent sur les $|k\rangle$:

$$|\alpha\rangle = \sum_k |k\rangle S_k \alpha$$

S est la transformation qui diagonalise l'hamiltonien.

L'état initial du système peut être développé dans la base $|k\rangle$:

$$|\psi(0)\rangle = \sum_k a_k |k\rangle .$$

L'état excité évolue dans le temps suivant l'expression :

$$|\psi(t)\rangle = \sum_\alpha e^{-i\omega_\alpha t} a_k S^{-1}_{\alpha k} |\alpha\rangle$$

où ω_α est l'énergie propre de l'hamiltonien. On peut alors écrire l'intensité sous la forme :

$$I^x(t) = \sum_{\alpha,\beta} \{ S^{-1} \rho (S^{-1})^+ \}_{\alpha\beta} \times \times \{ S^+ M^x S \}_{\beta\alpha} e^{-i(\omega_\alpha - \omega_\beta^*)t} \qquad (5)$$

où l'opérateur de détection M^x a pour éléments de matrice :

$$M^x_{ij} = K \sum_0 \langle 0 | X | i \rangle^* \langle 0 | X | j \rangle$$

et la matrice d'excitation, les éléments

$$\rho_{ij} = a_i a_j^* .$$

Remarquons que, puisque l'état excité est décrit par un hamiltonien phénoménologique non hermitique, $S^{-1} \neq S^+$ et les valeurs propres ω_α sont des nombres complexes. La partie réelle est l'énergie du niveau $\mathrm{Re}(\omega_\alpha) = E_\alpha/\hbar$ et la partie imaginaire donne la constante de déclin : $\mathrm{Im}(\omega_\alpha) = -1/2\,\gamma_a$.

Pour obtenir des battements, il faut d'après la relation (5), que $S^+ MS$ et $S^{-1} \rho (S^{-1})^+$ aient tous deux des éléments non diagonaux connectant deux états propres. Cette condition est généralement remplie, même en l'absence de termes de cohérence dans la matrice M, puisque S n'est pas diagonal. Les battements lumineux en champ électrique se distinguent ainsi des autres différents battements possibles en spectroscopie de faisceau d'ions rapides qui requièrent alignement atomique et détection en lumière polarisée. En particulier, la détection peut ici se faire en lumière totale en intercalant un polariseur à 54° entre le faisceau d'ions et l'appareil de détection.

3.1 MATRICE DENSITÉ. — Macek [14] a donné la forme de la matrice densité qui tient compte de la symétrie cylindrique de l'interaction faisceau d'ions-cible perpendiculaire à l'axe du faisceau, et de l'hypothèse de la nature essentiellement électrostatique des collisions rapides ($\simeq 10^{-15}$ s) :

$$\langle l', m'_l, m'_s, m'_I | \rho | l, m_l, m_s, m_I \rangle = = \delta m_l\, m'_l\, \delta m_s\, m'_s\, \delta m_I\, m'_I . \qquad (6)$$

La relation de fermeture pour la base $|l, m_l, m_s, m_I\rangle$ appliquée à l'équation (6) conduit à :

$$\rho = \sum_{l,l',|m_l|} \sigma(l, l', |m_l|) . \xi(l, l', |m_l|) \qquad (7)$$

où

$$\xi(l, l', |m_l|) = \sum_{m_s, m_I, \text{signe de } m_l} |l', m_l, m_s, m_I\rangle \times \times \langle l, m_l, m_s, m_I | .$$

Ce développement utilise aussi peu de termes inconnus que possible en tirant profit des symétries. Le champ électrique appliqué le long de l'axe du faisceau d'ions ne détruit pas la symétrie cylindrique initiale. ρ et H sont diagonales en m_j et la lumière ne peut contenir des modulations correspondant à des écarts énergétiques entre niveaux de m_j différents.

3.2 MATRICE DÉTECTION. — En visée perpendiculaire au faisceau, à travers un polariseur incliné à 54°, l'intensité recueillie est proportionnelle à $I_{\parallel} + 2\,I_{\perp}$. Les seuls termes de détection M qui doivent être pris en considération sont les termes diagonaux, proportionnels aux probabilités de transition de chaque niveau vers le groupe de niveaux $|\,0\,\rangle$. D'autre part M ne dépend pas du signe de m_j, ce qui, joint à la symétrie cylindrique de l'expérience, permet d'affirmer que les intensités lumineuses émises pour les $m_j > 0$ et les $m_j < 0$ sont les mêmes et donc de réduire de moitié la base en ne considérant que les vecteurs $|\,lsj\,|\,m_j\,|\,\rangle$.

3.3 CALCUL DE L'INTENSITÉ LUMINEUSE. — Suivant les propositions de Alguard et Drake [15], pour faciliter l'exploitation expérimentale de la formule (5), on peut remplacer ρ par son expression sous forme de combinaison linéaire (7). L'éq. (5) devient :

$$I(t) = \sum_m I_m(t)\,\sigma_m$$

$$I_m(t) = \sum_{\alpha,\beta} \{\, S^+\, MS \,\}_{\beta\alpha} \times \qquad (8)$$

$$\times \{\, S^{-1}\, \xi_m (S^{-1})^+ \,\}_{\alpha\beta}\, e^{-i(\omega_\alpha - \omega_\beta^*)t}\,.$$

Les intensités $I_m(t)$ sont calculables numériquement pour un champ électrique et une détection donnés. L'intensité $I(t)$ dépend linéairement des inconnues σ_m qui sont les sections efficaces relatives de la matrice d'excitation.

4. **Méthode expérimentale.** — Par la technique d'excitation d'un faisceau monocinétique d'ions par cible mince de carbone, les battements quantiques des états excités formés s'observent sous la forme d'une somme de modulations sinusoïdales amorties qui se superpose au déclin multiexponentiel de l'intensité lumineuse émise par les ions le long du faisceau (Fig. 3). Dans le choix de la transition étudiée ^{4}He I (4-3), sont intervenus la simplification due à l'absence de structure hyperfine dans ^{4}He, l'intensité de la raie à 4 686 Å qui est la plus forte du spectre visible à 1 MeV et le bon domaine de fréquences Stark de structure fine du niveau $n = 4$.

4.1 DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE. — Le faisceau d'ions $^4He^+$, d'intensité 5 µA, analysé magnétiquement à 1 MeV, provient d'un accélérateur Van de Graaff 2,5 MV. Il traverse un ensemble de deux disques de diamètre 140 mm percés en leur centre qui constituent les deux électrodes, perpendiculaires au

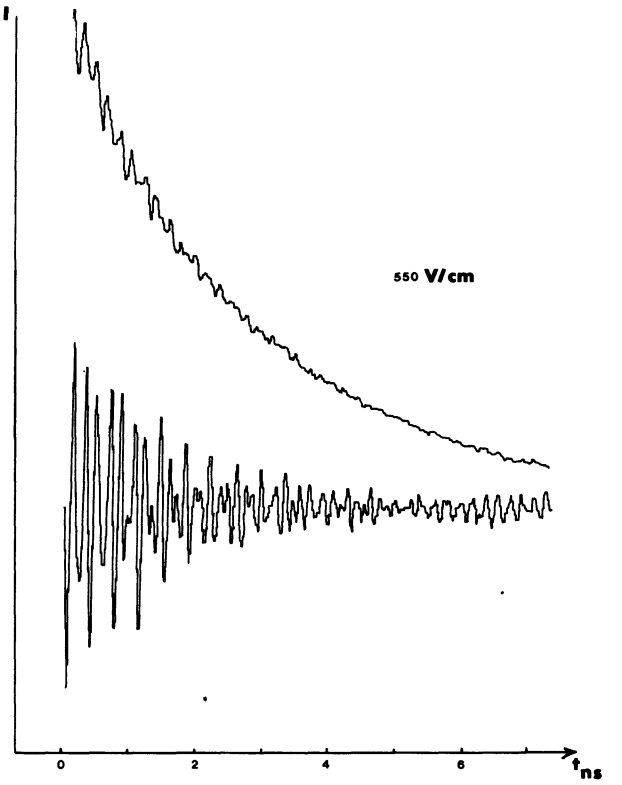

FIG. 3. — Décroissance de l'intensité lumineuse émise par le faisceau d'ions (courbe du haut). Extraction de la modulation (courbe du bas). E = 550 V/cm.

[Intensity decay of the light emitted by the ion beam (upper curve). Extraction of the modulation (lower curve). E = 550 V/cm.]

faisceau produisant le champ électrique axial. Une feuille de carbone, de diamètre 8 mm et d'épaisseur 10 µg/cm^2 est déposée au centre du premier disque rencontré par les ions. Le deuxième disque laisse le passage libre au faisceau d'ions dont l'intensité est mesurée dans un cylindre de Faraday. L'équipage est entraîné par un moteur pas-à-pas placé à l'extérieur de la chambre d'expérience. La plupart des déclins modulés ont été analysés sur un parcours de 51,2 mm par pas élémentaires de 0,1 mm. La précision et la fidélité du déplacement sont meilleures que 10 µm. La pression résiduelle est toujours inférieure à 5×10^{-6} torr.

La visée optique se fait perpendiculairement au faisceau d'ions. Le hublot et les lentilles de projection sur la fente d'entrée d'un spectromètre de 0,6 m monté en Czerny-Turner sont en silice fondue. Un polariseur linéaire peut être intercalé sur le trajet lumineux. L'ouverture de la fente d'entrée à 200 µm donne une résolution spatiale du faisceau équivalent à 100 µm, le système de projection ayant un grandissement égal à 2. La lumière émise est détectée par un photomultiplicateur EMI 6256 S refroidi, dont le bruit de fond limite est de l'ordre de 5 coups par seconde.

Après amplification et mise en forme, le signal du photomultiplicateur est envoyé dans un ordinateur en ligne qui permet l'accumulation en compteurs

multiéchelles et un traitement rapide des données après normalisation sur une charge présélectionnée reçue par le cylindre de Faraday. Un bloc de commande automatise les avances canal d'accumulation et moteur de déplacement de la cible. Le temps de comptage pour chaque canal est également mesuré, afin d'effectuer une correction de bruit de fond qui tienne compte des fluctuations du faisceau.

4.2 ANALYSE DES DONNÉES. — Sur l'ordinateur en ligne, on vérifie par une technique d'intercorrélation que les déclins successivement enregistrés ont bien la même origine et peuvent être additionnés parfaitement en phase. Dans un premier traitement sur l'ordinateur, la courbe de déclin résultante est lissée sur onze points de même poids. La modulation est alors extraite par soustraction du déclin lissé et une transformée de Fourier sur la courbe différentielle fournit le spectre de fréquences. Pour le cas où deux fréquences sont trop proches l'une de l'autre, nous avons mis au point un programme de déconvolution des pics qui précise la position exacte des deux composantes.

Un traitement plus élaboré est ensuite effectué sur ordinateur CDC 6600. On peut remédier au défaut du lissage précédemment décrit qui est de gommer les basses fréquences en ajustant la courbe expérimentale par une somme d'exponentielles (programme Minuit). De cette façon toutes les fréquences sont conservées dans la courbe des modulations (Fig. 3) qui est analysée par le programme de transformée de Fourier « Trfour » donnant l'ensemble des fréquences Stark de structure fine cherchées (Figs. 5-6-7).

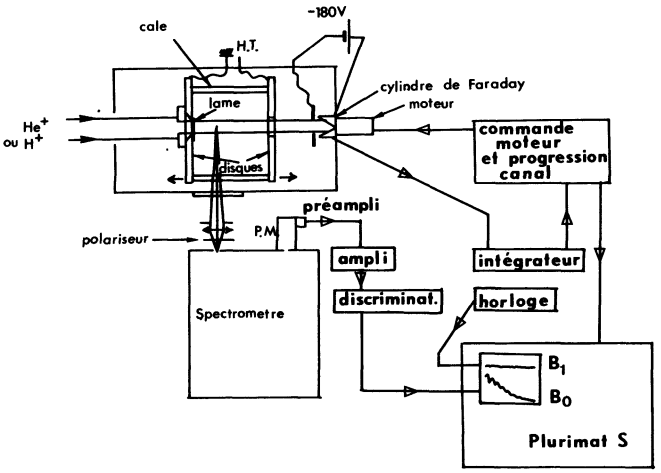

FIG. 4. — Appareillage expérimental.

[Experimental apparatus.]

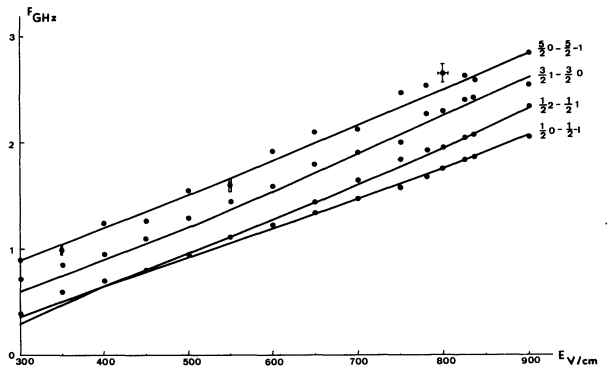

FIG. 6. — Fréquences $\Delta J = 0$. Comparaison entre expérience ● et théorie ——.

[Frequencies $\Delta J = 0$. Comparison between experiment : ● and theory :——.]

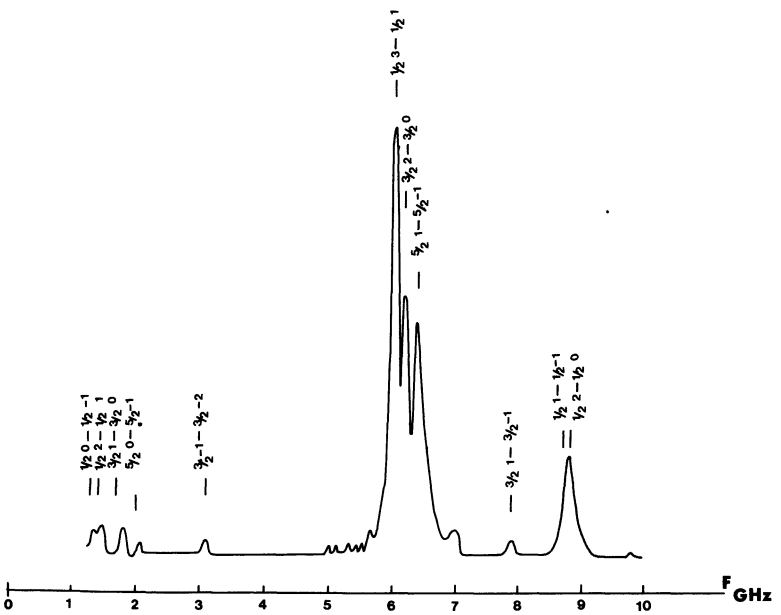

FIG. 5. — Spectre de Fourier de la modulation pour $E = 650$ V/cm.

[Fourier spectrum of the modulation for $E = 650$ V/cm.]

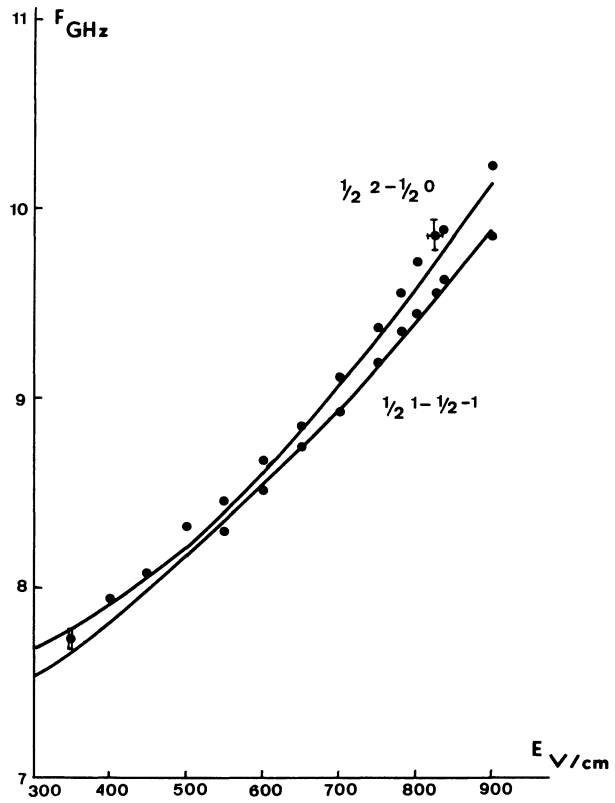

FIG. 7. — Fréquences des transitions 1/2 2 → 1/2 0 et 1/2 1 → 1/2 − 1. Comparaison entre expérience ● et théorie ——.

[Frequencies of the transitions 1/2 2 → 1/2 0 and 1/2 1 → 1/2 − 1. Comparison between experiment : ● and theory : ——.]

5. **Résultats.** — Rappelons que du fait de la symétrie cylindrique de l'ensemble constitué par le faisceau et le champ électrique, les seules transitions observables sont du type $\Delta \mid m_j \mid = 0$. Nous les avons classées en différentes catégories définies par la valeur de $\Delta J = J' - J$. Les transitions sont notées

$$\mid m_j \mid k \rightarrow \mid m'_j \mid k'$$

avec k et k' entiers, respectivement proportionnels aux pentes à l'infini des courbes $e = f(E)$ du niveau inférieur et du niveau supérieur.

5.1 BASSES FRÉQUENCES $\Delta J = 0$. — Dans le domaine des champs électriques exploré, les fréquences correspondant aux transitions $\Delta J = 0$ sont comprises entre 0,5 et 4 GHz. Elles tendent vers les fréquences de Lamb-shift en champ nul. Cinq transitions sont permises :

$$\begin{array}{lll} \mid m_j \mid = 1/2\,, & 1/2 & 0 \rightarrow 1/2 \quad -1 \\ & 1/2 & 2 \rightarrow 1/2 \quad 1 \\ \mid m_j \mid = 3/2\,, & 3/2 & 1 \rightarrow 3/2 \quad 0 \\ & 3/2 & -1 \rightarrow 3/2 \quad -2 \\ \mid m_j \mid = 5/2\,, & 5/2 & 0 \rightarrow 5/2 \quad -1\,. \end{array}$$

Elles ont toutes été observées avec une faible intensité (Figs. 5 et 6).

5.2 TRANSITION DE LAMB-SHIFT $S_{1/2}$-$P_{1/2}$. — A partir du Lamb-shift de 1,75 GHz en champ nul, cette fréquence 1/2 − 2 → 1/2 − 3 augmente jusqu'à 8 GHz à 900 V/cm. Sa proximité avec d'autres raies, en particulier autour de 500-600 V/cm, rend difficile sa mise en évidence. Nous ne l'avons observée, bien résolue, qu'au-dessus de 750 V/cm (Fig. 9).

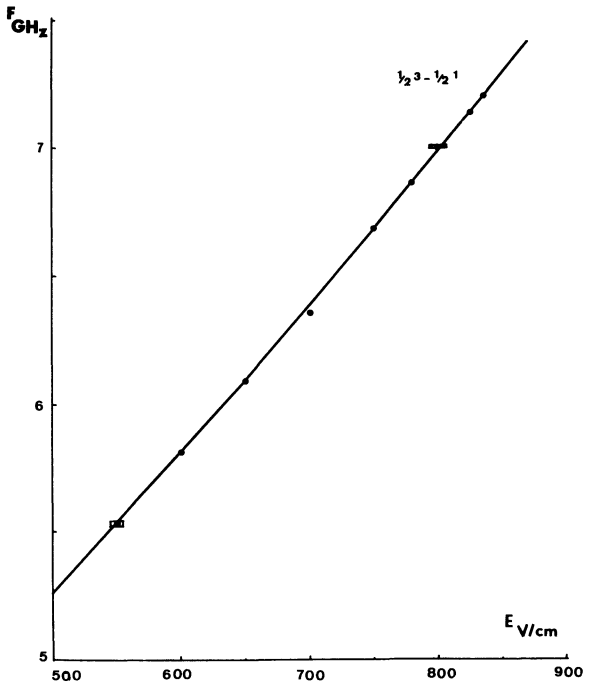

FIG. 8. — Fréquence de la transition 1/2 3 → 1/2 1. Comparaison entre expérience ● et théorie ——.

[Frequency of the transition 1/2 3 → 1/2 1. Comparison between experiment : ● and theory : ——.]

5.3 TRANSITIONS $J = 7/2 \rightarrow J' = 5/2$. — Elles sont au nombre de six mais seules trois d'entre elles ont été observées :

$$\begin{array}{lll} 1/2 & 3 \rightarrow 1/2 & 1 \\ 3/2 & 2 \rightarrow 3/2 & 0 \\ 5/2 & 1 \rightarrow 5/2 & -1\,. \end{array}$$

Elles correspondent à $\Delta k = 2$, et sont parmi les plus intenses du spectre (Fig. 5).

La transition 1/2 3 → 1/2 1 a la plus forte intensité quelle que soit la valeur du champ électrique appliqué (Fig. 5). Sur la figure 8 sont comparés les résultats théoriques et expérimentaux. La transition

$$3/2\ 2 \rightarrow 3/2\ 0$$

est intense. En champ faible, elle s'approche à moins de 100 MHz de la précédente, et leur séparation nécessite de déconvoluer le spectre de Fourier. La raie 5/2 1 → 5/2 − 1 est bien isolée (Fig. 9).

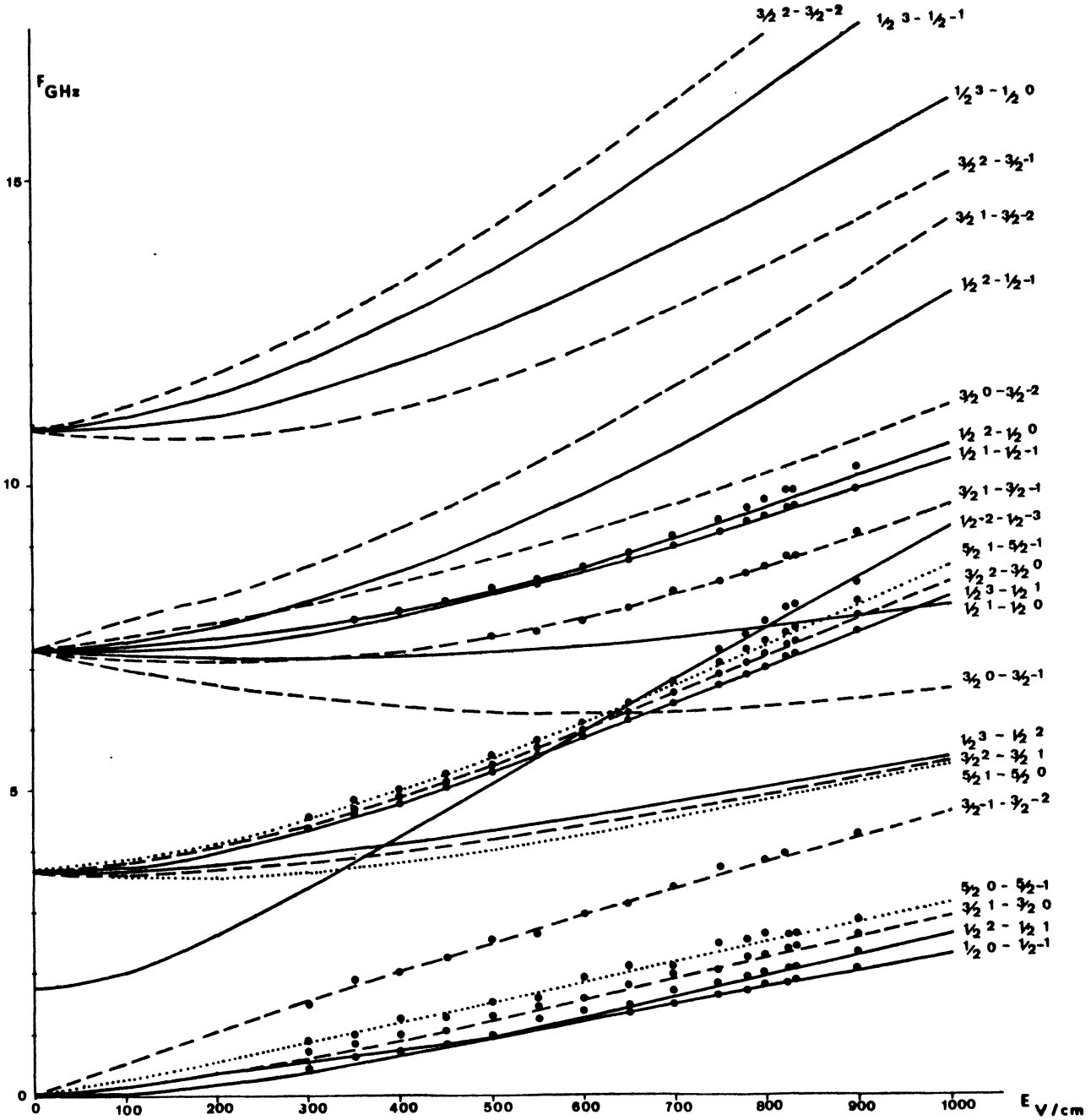

FIG. 9. — Variation des fréquences des transitions en fonction du champ électrique. Comparaison entre expérience ● et théorie. Nous avons distingué les courbes $m_j = 1/2$: —, $m_j = 3/2$: - - - et $m_j = 5/2$: .....

[Variation of the transition frequencies with electric field. Comparison between experiment : ● and theory. We have distinguished between curves $m_j = 1/2$: —, $m_j = 3/2$: - - - and $m_j = 5/2$: .....]

5.4 TRANSITIONS $J = 5/2 \rightarrow J' = 3/2$. — Parmi les huit transitions permises, seules les quatre transitions $\Delta k = 2$ sont observées :

$$\begin{array}{lll} 3/2 & 1 \rightarrow 3/2 & -1 \\ 1/2 & 1 \rightarrow 1/2 & -1 \\ 1/2 & 2 \rightarrow 1/2 & 0 \\ 3/2 & 0 \rightarrow 3/2 & -2 \end{array}$$

Les raies $|m_j| = 3/2$ sont faibles et suivent à 100 MHz près la théorie, avec quelques points aberrants. Les raies $|m_j| = 1/2$ sont relativement intenses. Les points expérimentaux de la transition 1/2 1 → 1/2 − 1 sont à moins de 50 MHz de la courbe théorique mais, pour la raie 1/2 2 → 1/2 0, un désaccord systématique d'environ 100 MHz apparaît au-dessus de 700 V/cm, alors que l'accord est bon en champ faible (Fig. 7).

6. **Discussion.** — La voie utilisée sur l'accélérateur a été calibrée par réaction nucléaire et donc l'erreur sur la vitesse des ions provient principalement de l'incertitude sur la perte d'énergie lors de la traversée de la feuille. En supposant une variation de $\pm 5\ \mu g/cm^2$, on obtient une précision $\Delta v/v = 4\ ^o/_{oo}$.

La précision dans le pointé des fréquences est plus ou moins bonne suivant les raies. Elle dépend du rapport signal/bruit. Pour les pics intenses ($S/B \# 100$), le pointé est de l'ordre de 10 MHz et pour les pics faibles ($S/B \# 10$), de l'ordre de 50 MHz.

La distance inter-électrodes (6 cm) a été mesurée à mieux que 50 μm et donc l'erreur sur le champ électrique provient principalement de la mesure de la tension connue à 1 %.

Sur les figures 6, 7, 8 nous avons représenté quelques indications d'erreurs sous forme de rectangles ou de croix.

Comme les enregistrements sont effectués dans l'espace des temps et non dans l'espace des fréquences, le rapport entre deux fréquences est obtenu avec une précision plus grande que ne le donne le calcul d'erreur précédent.

L'examen des figures 6 à 9 fait ressortir le bon accord global entre fréquences mesurées et fréquences calculées. L'accord est particulièrement bon pour la transition 1/2 3 → 1/2 1 où seul un point expérimental s'écarte à plus de 10 MHz de la courbe théorique entre 5 GHz et 8 GHz (Fig. 8) et pour les transitions 3/2 2 → 3/2 0 et 5/2 1 → 5/2 − 1 (mieux que 20 MHz) (Fig. 9). L'écart entre résultats théoriques et expérimentaux reste en général dans les limites des imprécisions expérimentales. Pour ce qui est des largeurs à mi-hauteur des pics, on sait qu'elles dépendent de deux facteurs : la longueur totale de l'enregistrement et la durée de vie de la transition considérée. En moyenne, compte tenu de ces deux facteurs, la largeur des pics se situe théoriquement vers 150 MHz. Les largeurs expérimentales sont en accord avec ce résultat.

Sans entrer dans des considérations quantitatives précises, on peut faire quelques remarques au sujet des intensités des raies du spectre de Fourier.

Dans la région où structure fine et effet Stark sont comparables, n et m_j sont de bons nombres quantiques alors que J et l ne le sont plus. Cependant, seules les transitions correspondant à $\Delta J = 0, \pm 1$ ont été observées, et le fait que nous n'ayons pas détecté les quatre hautes fréquences $J - J' = 7/2 - 3/2$, de $\Delta m_j = 0$, comprises entre 10 GHz et 20 GHz, s'explique par la validité de cette règle de sélection malgré les mélanges.

Par ailleurs, on est tenté d'expliquer l'absence de certains autres groupes de raies, mentionnée plus haut, par la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$, exprimant que le champ électrique ne peut coupler, au premier ordre, que des états de parité différente. Mais cette règle n'est valide que tant que l reste un bon nombre quantique. Or l'application d'un champ électrique transforme un état pur $| lsjm_j \rangle$ en une combinaison linéaire $\sum_{l'j'} | l' sj' m_j \rangle$ de tous les états possibles et l'on pourrait *a priori* observer n'importe quel battement entre états de même $| m_j^{\bullet} |$. Il se trouve cependant que, dans certaines zones de champ électrique, des états sont caractérisés à nouveau par un nombre quantique l *suffisamment* bien défini, la combinaison linéaire se réduisant pratiquement à un seul terme. Il en est ainsi, de 300 à 900 V/cm pour les trois groupes de niveaux $J = 7/2 \rightarrow J' = 5/2$:

1/2	3,	3/2	2,	5/2	1,	$l \# 3$	(A)
1/2	2,	3/2	1,	5/2	0,	$l \# 3$	(B)
1/2	1,	3/2	0,	5/2	−1,	$l \# 2$	(C).

La règle $\Delta l = \pm 1$ explique alors de façon qualitative la forte intensité des transitions (A) → (C) et la quasi-absence des transitions (A) → (B) dans le domaine des fréquences moyennes.

Bibliographie

[1] Fortson, E. N., Kleppner, D. et Ramsey, N. F., *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 22.
[2] Gibbons, P. C. et Ramsey, N. F., *Phys. Rev.* **A 5** (1972) 73.
[3] Beyer, H. J., Kleinpoppen, H. et Woolsey, J. M., *J. Phys. B* **6** (1973) 1849.
[4] Kollath, K. J. et Kleinpoppen, H., *Phys. Rev.* **A 10** (1974) 1519.
[5] Bashkin, S., Bickel, W. S., Fink, D. et Wangsness, R. K., *Phys. Rev. Lett.* **15** (1965) 284.
[6] Sellin, I. A., Mowatt, J. R., Peterson, R. S., Laubert, R. et Hazelton, H. H., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 1335.
[7] Andrä, H. J., *Phys. Rev. A* **2** (1970) 2200.
[8] Pinnington, E., Berry, H. G., Désesquelles, J. et Subtil, J. L., *N.I.M.* **110** (1973) 315.
[9] Lüders, G., *Ann. Phys.* **8** (1951) 301.
[10] Schectman, R. M. *et al.*, Université de Toledo et Berry, H. G. *et al.*, Université de Chicago (non publié).
[11] Bourgey, J., Thèse de 3e cycle, Lyon (1975).
[12] Glass-Maujean, M., Thèse, Paris (1974).
[13] Cordle, J. E., *J. Phys. B* **11** (1974) 1284.
[14] Macek, J., *Phys. Rev. Lett.* **1** (1969) 23.
[15] Alguard, M. J. et Drake, C. W., *Phys. Rev. A* **8** (1973) 27.