

Spectroscopie optique de Hg<sup>+</sup>

- 1 - Niveaux d'énergie - Intérêt pour la spectroscopie (T1 à T2)
- 2 - Source laser à 194 nm (T3 à T4)
- 3 - Transition à 2 photons sans effet Doppler  $2S_{1/2} - 2D_{5/2}$ 
  - Observation (T5 à T7)
  - Interprétation des bandes latérales (T8 à T11)
- 4 - Mesure de la durée de vie de l'état  $2D_{5/2}$  (T12)
- 5 - Perspectives (T13)

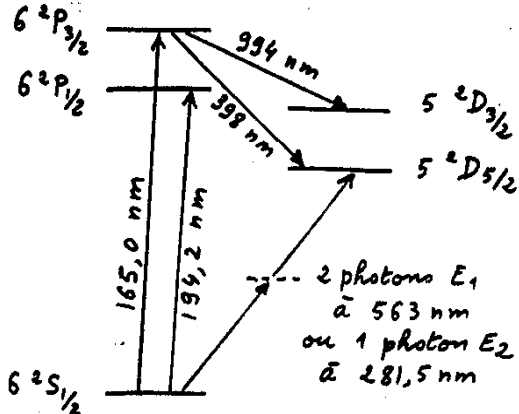
Spectroscopie optique de Ba<sup>+</sup>

- 1 - Niveaux d'énergie (T14)
- 2 - Les premières expériences de spectroscopie optique sur Ba<sup>+</sup>
  - Absorption saturée (T15)
  - Refroidissement radiatif (T16 à T18)
- 3 - Transition Raman  $2S_{1/2} - 2D_{3/2}$ 
  - Motivations (T19)
  - Structure vibrationnelle (T20 à T21)
  - Forme de raie - Interprétation (T22 à T27)
  - Observations antérieures de formes de raie analogues (T28 à T29)
  - Résultats expérimentaux obtenus sur Ba<sup>+</sup> (T30 à T31)
- 4 - Perspectives de standards optiques (T32)

Références

- (1) H. Hemmati, J.C. Bergquist, W.M. Itano, *Optics Lett.*, **8**, 73 (1983)
- (2) J.C. Bergquist, D.J. Wineland, W.M. Itano, H. Hemmati, H.U. Daniel, G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1567 (1985)
- (3) R. Iffländer, G. Werth, *Optics Comm.*, **21**, 411 (1977)
- (4) W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 233 (1978)
- (5) Mêmes auteurs, *Applied Physics*, **17**, 123 (1978)
- (6) Mêmes auteurs, *Phys. Rev.*, **A22**, 1137 (1980)
- (7) G. Janik, W. Nagourney, H. Dehmelt, *J.O.S.A.*, **B2**, 1251 (1985)
- (8) E. Arimondo, G. Orriols, *Nuovo Cimento Lett.*, **17**, 133 (1976)
- (9) R.W. Whitley, C.R. Stroud, *Phys. Rev.*, **A14**, 1998 (1976)
- (10) G. Orriols, *Nuovo Cimento*, **B53**, 1 (1979)
- (11) B.J. Dalton, P.L. Knight, *Optics Comm.*, **42**, 411 (1982)  
et références in
- (12) G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, *Nuovo Cim.*, **B56**, 5 (1976)
- (13) H.R. Gray, R.W. Whitley, C.R. Stroud, *Opt. Lett.*, **3**, 218 (1978)
- (14) J.E. Thomas, P.R. Hemmer, S. Ezekiel, C.C. Leiby, R.H. Picard, C.R. Willis, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 867 (1982)
- (15) W. Estmer, R. Blatt, J.L. Hall in *Laser cooled and trapped atoms*, ed by W.D. Phillips, N.B.S. Special publication 653, p.154
- (16) H. Dehmelt, W. Nagourney, G. Janik, *B.A.P.S.*, **27**, 402 (1982)
- (17) H. Dehmelt, *J. de Physique*, **42**, C-8-299 (1981)

Niveaux d'énergie de Hg<sup>+</sup>



Niveau 2P<sub>1/2</sub>

Largeur naturelle  $\sim 70$  MHz  
 Rapport de branchement vers  $^2D_{3/2}$  négligeable

Niveau 2D<sub>5/2</sub>

Durée de vie très longue ( $\sim 0.1$  s)  
 Transition  $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$  très fine (à 1 ou 2 photons)

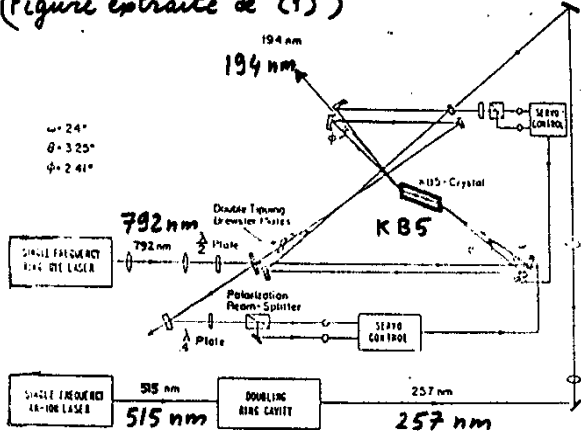
Intérêt pour la spectroscopie optique

- Largeur potentielle très fine de la transition  $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$   
 $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \sim 10^{15}$
- Possibilité de détecter cette résonance
  - Sur la diminution de population de  $^2S_{1/2}$  (variation de la fluorescence sur 194,2 nm)
  - Sur l'augmentation de la population de  $^2D_{5/2}$  (transition à 398 nm vers  $^2P_{3/2}$  suivie de fluorescence à 165 nm vers  $^2S_{1/2}$ )
- Possibilité de refroidissement laser sur la raie à 194,2 nm et de réduction de l'effet Doppler du 2<sup>ème</sup> ordre (1  $\mu$ W suffirait)

Intérêt pour la spectroscopie microonde

Sera discuté ultérieurement (Grandes structures hyperfines de  $^2S_{1/2}$  pour  $^{199}\text{Hg}^+$  et  $^{201}\text{Hg}^+$ )

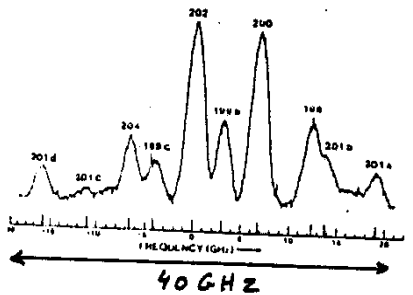
Mise au point d'une source laser à 194 nm  
 (Figure extraite de (1))



Mélange en continu dans un cristal de pentaborate de potassium de  
 - l'harmonique 2 de la raie 515 nm de Ar<sup>+</sup>  
 - la sortie d'un laser à colorant à 792 nm, les 2 rayonnements étant amplifiés dans une cavité en anneau externe  
 Obtention de quelques microwatts avec une largeur spectrale  $\Delta\nu \sim 2$  MHz

Observation du spectre d'absorption d'une décharge de Hg naturel

(Figure extraite de (1))



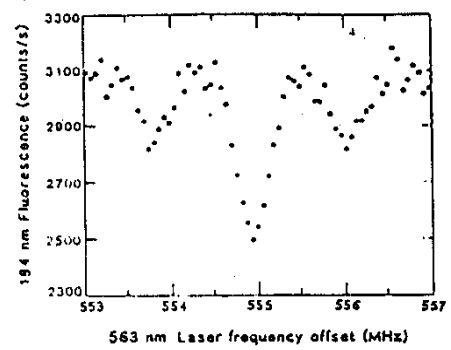
Balayage du laser sur 40 GHz (La raie 199a,  $^2S_{1/2} F=0 \rightarrow ^2P_{1/2} F=1$ , n'est pas montrée, car elle est à 24,7 GHz à droite de 201a)  
 On notera la possibilité d'émettre 199b (et 199c) avec une lampe ordinaire contenant l'isotope 202)

Observation de la transition à 2 photons sans effet Doppler  $2S_{1/2} \leftrightarrow 2D_{5/2}$

- Ions  $^{198}\text{Hg}^+$  piégés dans un piège RF (nombre d'ions 50 à 200),  $r_0 = 890 \mu\text{m}$ ,  $r_z = 625 \mu\text{m}$ ,  $\Omega = 21 \text{ MHz}$ ,  $V_0 \leq 1 \text{ kV}$
- Refroidissement par collisions avec He (introduit dans le piège à  $P_{\text{He}} \approx 10^{-3} \text{ à } 10^{-2} \text{ Pa}$ )  $\rightarrow T_{\text{Hg}^+} \sim 350 \text{ K}$
- Irradiation par le laser à 194 nm ( $P = 5 \mu\text{W}$ ) et détection de la fluorescence ( $2 \cdot 10^3 \text{ à } 10^4 \text{ coups/sec}$ )  
Rapport S/B  $\sim 10$
- Irradiation par un laser à colorant à 563 nm [avec cavité externe pour former une onde stationnaire au niveau des ions]  
 $P \sim 5 \text{ W}$  dans la cavité. Waist  $25 \mu\text{m}$   
Voir référence (2)

Détection de la résonance

Figure extraite de (2)



- La fluorescence à 194 nm diminue quand le laser à colorant est accordé sur la transition à 2 photons
- Observation (pour la 1<sup>ère</sup> fois) de bandes latérales d'une raie optique dues à la vibration de l'ion dans le puits. Possible parce que la raie  $2S_{1/2} - 2D_{5/2}$  est fine
- Vérification du fait que les bandes latérales se déplacent si l'on change la fréquence de vibration de l'ion

Origines de la largeur observée pour la transition à 2 photons

- $\Delta\nu \sim 420 \text{ KHz}$
- Largeur de la raie laser à 563 nm  $\sim 320 \text{ KHz}$
- Elargissement du niveau  $2S_{1/2}$  dû à l'irradiation à 194 nm  $\sim 270 \text{ KHz}$
- Possibilité d'alterner dans le temps les excitations à 194 nm et 563 nm. On observe effectivement un affinement
- Elargissement dû aux collisions avec He  $\sim 50 \text{ KHz}$

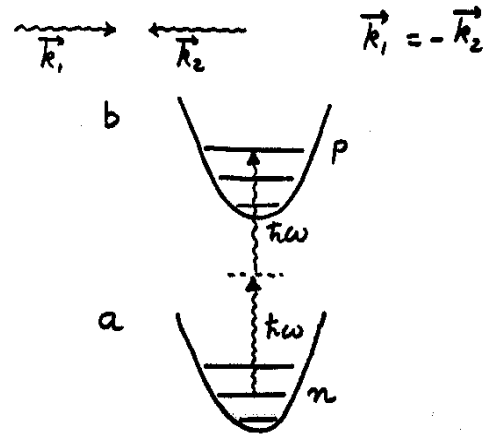
Mesure précise de l'intervalle

$2S_{1/2} - 2D_{5/2}$  par comparaison avec les raies de l'iode

$$\nu = 17757,152(3) \text{ cm}^{-1}$$

Interprétation des bandes latérales pour une transition à 2 photons

a, b : niveau interne initial (final)  
r : niveau interne relais  
n, p, q : nombres quantiques de vibration  
 $\vec{k}_1, \vec{k}_2$  : vecteurs d'onde des 2 photons



Transition a, n  $\rightarrow$  b, p

$$2h\omega = E_b - E_a + (p-n)h\omega_v$$

$$= h\omega_0 + (p-n)h\omega_v$$

Amplitude de transition

pour l'absorption d'un photon  $\vec{k}_i$  et d'un photon  $\vec{k}_j$  ( $i, j = 1, 2$ )

$$\sum_{r,q} \frac{\langle p | D e^{i\vec{k}_j \cdot \vec{r}} | r \rangle \langle r | e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} | a \rangle}{E_a - E_r + (n-q)\hbar\omega_{\nu} + (i \leftrightarrow j)}$$

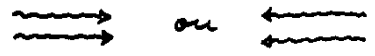
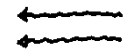
Comme  $|E_a - E_r| \gg \hbar\omega_{\nu}$ , on peut négliger  $(n-q)\hbar\omega_{\nu}$  au dénominateur et, par suite, utiliser la relation de fermeture sur  $q$  au numérateur

↳ La partie externe de l'amplitude de transition se réduit à

$$A_{pn} = \sum_q \langle p | e^{i\vec{k}_j \cdot \vec{r}} | q \rangle \langle q | e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} | n \rangle = \langle p | e^{i(\vec{k}_i + \vec{k}_j) \cdot \vec{r}} | n \rangle$$

2 cas différents suivant que

$\vec{k}_i = -\vec{k}_j$  

$\vec{k}_i = \vec{k}_j$   ou 

1<sup>er</sup> cas  $\vec{k}_i = -\vec{k}_j$  (Absorption de 2 photons se propageant en sens inverse)

$A_{pn} = \langle p | n \rangle = \delta_{pn}$

Seule la bande centrale existe  
Pas de bandes latérales

C'est ainsi que se traduit l'effet Cagnac - Chebotayev pour des particules piégées

2<sup>ème</sup> cas  $\vec{k}_i = \vec{k}_j = \vec{k}$  (Absorption de 2 photons se propageant dans le même sens)

$A_{pn} = \langle p | e^{2i\vec{k} \cdot \vec{r}} | n \rangle$

Produit scalaire (dans l'espace des impulsions) de  $\varphi_p$  par  $\varphi_n$  translaté de  $2\hbar\vec{k}$

↳ Bande centrale ( $p=n$ ) + bandes latérales

La bande centrale domine si  $\lambda/2 \gg a_0$  ( $a_0$ : largeur de la zone de confinement)

Effet Dicke à 2 photons

Intérêt d'utiliser une onde stationnaire

- Même si les ions ne sont pas suffisamment froids et n'occupent pas une région suffisamment petite pour qu'on soit dans le régime de Lamb-Dicke, la raie centrale a un poids comparable à celui de l'ensemble de toutes les bandes latérales, et est donc bien visible.
- Par contre, à très basse température, une onde progressive donnerait, elle aussi, une bande centrale très visible (car les bandes latérales auraient un poids négligeable)

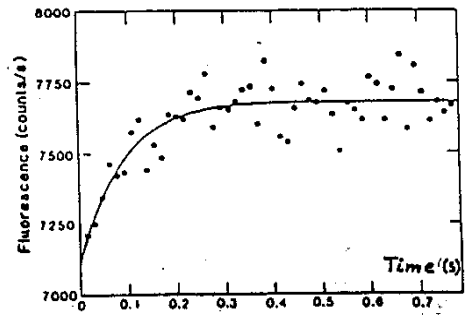
Intérêt des bandes latérales

L'étude de leurs intensités relatives doit permettre de déterminer la température

Mesure de la durée de vie de l'état  $^2D_{5/2}$

Observation de la cinétique de l'augmentation de la fluorescence à 194 nm quand l'irradiation à 563 nm est brusquement arrêtée (Retombée spontanée des ions de  $^2D_{5/2}$  à  $^2S_{1/2}$ )

Exemple de courbe expérimentale (Figure extraite de (2))



Valeur trouvée pour  $\tau$   
 $\tau = 0,090 (15) \text{ sec}$

Perspectives

(13)

- Diminution de la largeur spectrale du laser à 563 nm
- Utilisation de refroidissement laser à 194 nm (plutôt que le refroidissement collisionnel), et étude d'un ion unique
  - ↳ Elimination de tout élargissement collisionnel
  - ↳ Elimination de l'effet Doppler du 2<sup>ème</sup> ordre
- Excitation directe de la transition à 1 photon E2, plutôt que l'excitation à 2 photons E1.

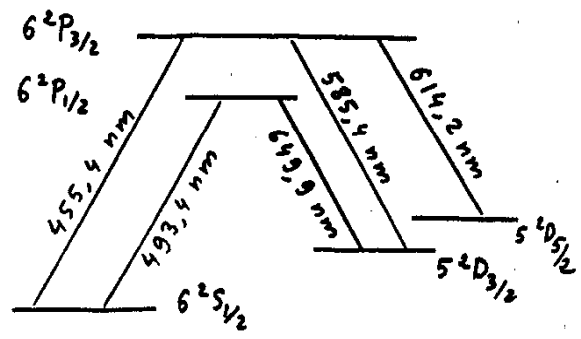
Intensité lumineuse plus faible à 281,5 nm → Déplacements lumineux beaucoup plus faibles

Standard de fréquence optique très prometteur

$$\phi = \frac{\nu}{\Delta\nu} \approx 10^{15}$$

Niveaux d'énergie de Ba<sup>+</sup>

(14)



- Largeur naturelle de <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> ~ 21 MHz
- Niveaux D : Métastables (Durée de vie de plusieurs secondes)
- Rapport de branchement ~ 1/3 de <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> vers <sup>2</sup>D<sub>3/2</sub> / <sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>
  - ↳ Si l'on excite à 493,4 nm, il est nécessaire de recycler les atomes "pompe" dans <sup>2</sup>D<sub>3/2</sub> avec une irradiation à 649,9 nm

Les premières expériences de spectroscopie optique sur Ba<sup>+</sup>

(15)

Observation d'un signal d'absorption saturée sur des ions Ba<sup>+</sup> dans un piège de Paul

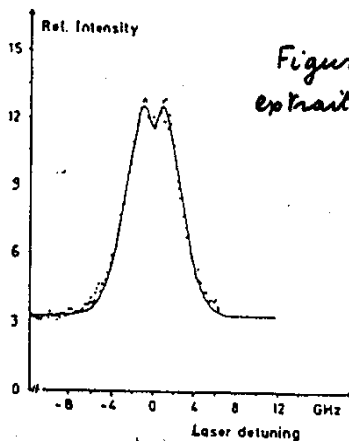


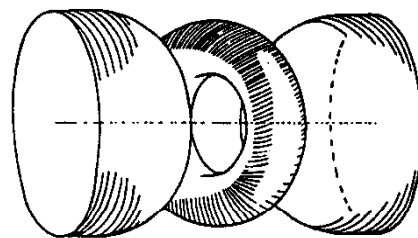
Figure extraite de (3)

Excitation par 2 faisceaux laser se propageant en sens inverse (laser à colorant en impulsion pompé par laser à azote)

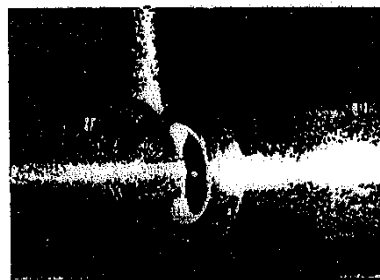
Expériences utilisant 2 lasers

(16)

(pour recycler les ions pompés dans <sup>2</sup>D<sub>3/2</sub>) . Références (4) à (6)



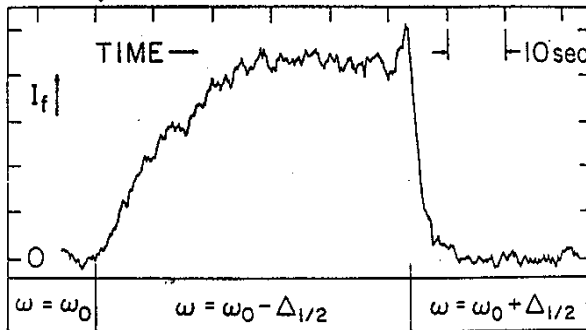
Figures extraites de (5)



Observation photographique ou visuelle Le point brillant central ( $\phi \approx 50 \mu\text{m}$ ) est la fluorescence du nuage d'ions

Démonstration du refroidissement et de l'échauffement radiatifs (17)

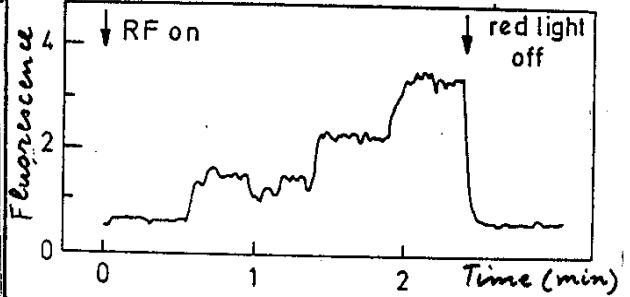
Figure extraite de (4)



- Si  $\omega = \omega_0 - \Delta/2$ , les ions sont refroidis et restent dans le piège. Leur fluorescence est visible.
  - Si  $\omega = \omega_0 + \Delta/2$ , les ions sont chauffés et sortent du piège. Leur fluorescence disparaît.
- $\Delta/2$  Demi Largeur Doppler

Observation d'un ion Ba<sup>+</sup> unique (18)

Figure extraite de (6)



Augmentation par paliers de la fluorescence quand on branche, à  $t=0$ , le champ RF piégeant.

Disparition de toute fluorescence quand on arrête le laser à 650 nm.

Estimation de la température à partir de la dimension des images de 1, 2, 3 ions (contributions de la diffraction et du mouvement d'agitation des ions)

$10 \text{ mK} \lesssim T \lesssim 36 \text{ mK}$

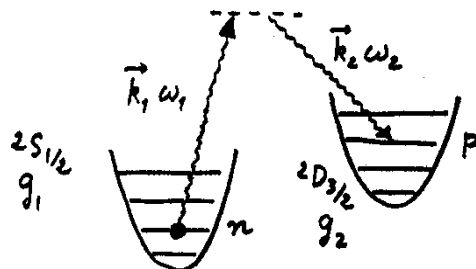
Spectroscopie à 2 photons sur Ba<sup>+</sup>  
Transition Raman  $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2D_{3/2}$  (19)



Motivations

- Cette raie Raman est potentiellement beaucoup plus fine que les raies à 1 photon  $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$  et  $^2P_{1/2} \leftrightarrow ^2D_{3/2}$ .
- Essai d'observer sur cette raie des bandes latérales à  $\pm \omega_v$ , liés à la vibration de l'ion dans le puits. Impossibles à voir sur les raies à 1 photon car  $\Gamma(^2P_{1/2}) \gg \omega_v$ . Par contre,  $\Delta\nu(\text{Raman}) < \omega_v$ .
- S'il n'y a pas de bande latérale, c'est qu'on est dans le régime de Lamb-Dicke, régime non encore observé dans le domaine optique.

Structure vibrationnelle de la raie Raman (20)



$$\hbar\omega_1 + E_{q_1} + n\hbar\omega_v = \hbar\omega_2 + E_{q_2} + p\hbar\omega_v$$

Amplitude de transition

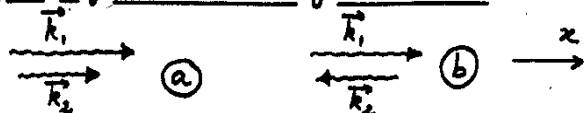
Le même calcul que plus haut (pour l'absorption à 2 photons) donne pour la partie externe de cette amplitude

$$A_{pn} = \sum_q \langle p | e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} | q \rangle \langle q | e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} | n \rangle$$

Signe - Emission de  $\vec{k}_2$       Nombre quantique de vibration dans l'état relais      Signe + Absorption de  $\vec{k}_1$

$$\hookrightarrow A_{pn} = \langle p | e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}} | n \rangle$$

Influence des directions de propagation des 2 faisceaux (21)



**Cas a** Propagation dans le même sens

$$A_{pm} = \langle p | e^{i(k_1 - k_2)x} | m \rangle$$

Longueur d'onde effective  $\lambda$  correspondant à celle de la transition

$${}^2S_{1/2} \leftrightarrow {}^2D_{3/2} \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}$$

**Cas b** Propagation dans des sens opposés

$$A_{pm} = \langle p | e^{i(k_1 + k_2)x} | m \rangle$$

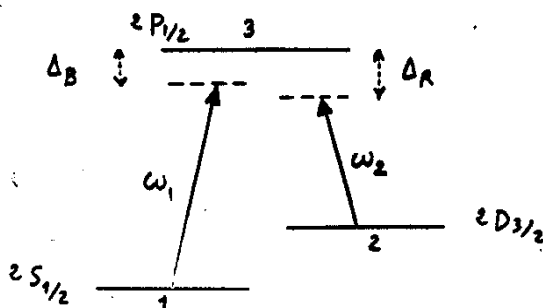
Longueur d'onde effective  $\frac{1}{\lambda'} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}$

La condition Lamb-Dicke est plus facile à réaliser dans le cas (a) :

$a_0 \ll \lambda$  plus facile que  $a_0 \ll \lambda'$

Le cas (b) est beaucoup plus sensible à l'effet Doppler

Etude de la forme de raie (22)



$\Delta_B$  : désaccord entre le laser bleu à  $\omega_1$  et la résonance sur  ${}^2S_{1/2} \leftrightarrow {}^2P_{1/2}$

$\Delta_R$  : désaccord entre le laser rouge à  $\omega_2$  et la résonance sur  ${}^2P_{1/2} \leftrightarrow {}^2D_{3/2}$

On suppose immobile (on suppose la condition de Lamb-Dicke réalisée)

$\omega_1$  (et donc  $\Delta_B$ ) étant fixés, on balais  $\omega_2$  (et donc  $\Delta_R$ ). Comment varie la fluorescence, c-à-d. la population  $\sigma_{33}$  du niveau 3 ?

Etude par les équations de Bloch optiques

Résolution des équations d'évolution (23)

des  $\sigma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ), tenant compte compte de l'interaction avec les 2 lasers (fréquences de Rabi  $\Omega_B$  et  $\Omega_R$ ) et de l'émission spontanée ( $\Gamma_B = \Gamma_{3 \rightarrow 1}$  et  $\Gamma_R = \Gamma_{3 \rightarrow 2}$ )

Résultats essentiels

①- Superposition d'une résonance très large (pour  $\Delta_R = 0$ ), correspondant à la résonance sur la raie rouge, et d'une résonance très fine, pour  $\Delta_R = \Delta_B$ , correspondant à la résonance Raman entre 2 et 1

②- Pour  $\Delta_R = \Delta_B$  on a  $\sigma_{33} = 0$ .

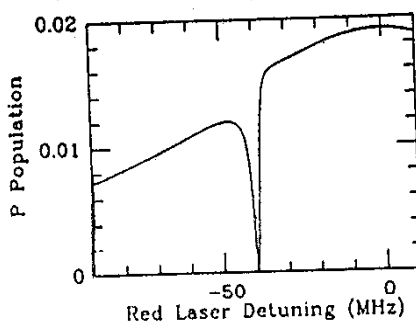
Disparition de toute fluorescence

③- Forme exacte du creux étroit en  $\Delta_R = \Delta_B$  (absorption, dispersion, mélange des 2), dépendant de  $\Omega_B$  ou  $\Omega_R$

Références (7) à (11)

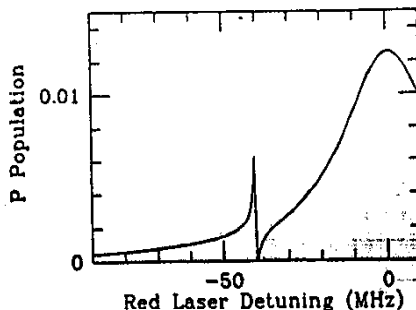
Exemples de résultats théoriques (24)

Figures extraites de (7)



$$\frac{\Delta_B}{2\pi} = -40 \text{ MHz}$$

$$\frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{\Omega_R}{2\pi} = 10 \text{ MHz}$$



$$\frac{\Delta_B}{2\pi} = -40 \text{ MHz}$$

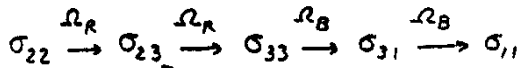
$$\frac{\Omega_B}{2\pi} = 10 \text{ MHz}$$

$$\frac{\Omega_R}{2\pi} = 2 \text{ MHz}$$

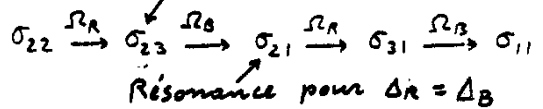
Interprétation perturbative (25)

Dans la résolution par itération des équations d'évolution de  $\sigma$ , 2 "chemins" pour aller de  $\sigma_{22}$  à  $\sigma_{11}$

Chemin a



Chemin b

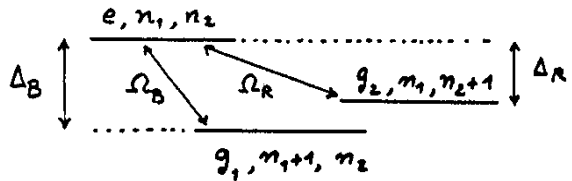


Le chemin a, où apparaît intermédiairement la population de l'état 3, est un passage de 2 à 1 par une suite de 2 processus à 1 photon

Le chemin b, où apparaît intermédiairement  $\sigma_{21}$ , est le processus Raman direct. La résonance sur  $\sigma_{21}$  est très étroite car le temps de relaxation de  $\sigma_{21}$  est très long (2: état métastable, 1: état fondamental)

Interprétation de la disparition de la fluorescence pour  $\Delta_R = \Delta_B$  (en termes d'atome "habillé")

Etats non perturbés du système global atome (états 3=e, 2= $g_2$ , 1= $g_1$ ) +  $n_1$  photons  $\omega_1$  +  $n_2$  photons  $\omega_2$



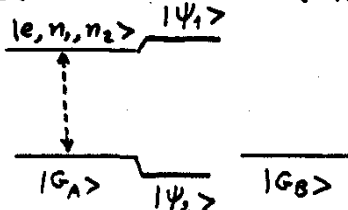
Couplages  $\Omega_B$  et  $\Omega_R$  entre états différenciant d'un photon  $\omega_1$  ou  $\omega_2$

Si  $\Delta_B = \Delta_R$ , les 2 états

$|g_1, n_1+1, n_2\rangle$  et  $|g_2, n_1, n_2+1\rangle$  sont exactement dégénérés.

Possibilité d'introduire 2 combinaisons linéaires orthogonales de ces 2 états,  $|G_A\rangle$  et  $|G_B\rangle$ , dont l'une est couplée à  $|e, n_1, n_2\rangle$  et l'autre non

Changement de base ( $\Delta_R = \Delta_B$ ) (27)



$|G_B\rangle$  n'étant pas couplé à  $|e, n_1, n_2\rangle$ , on est ramené à 1 pb à 2 niveaux  $\rightarrow$  2 niveaux perturbés  $|\Psi_1\rangle$  et  $|\Psi_2\rangle$  + le niveau  $|G_B\rangle$  inchangé

Effet de l'émission spontanée

Le point important est que,  $|G_B\rangle$  ne contient pas du tout e (superposition linéaire de  $g_1$  et  $g_2$ ). L'état  $|G_B\rangle$  est donc stable vis à vis de l'émission spontanée. Aucune transition radiative ne part de  $G_B$  vers les niveaux habillés inférieurs

Par contre,  $|G_B\rangle$  est alimenté par émission spontanée à partir des niveaux habillés supérieurs. Niveau non radiatif où toute la population va se trouver piégée

Observations antérieures (28)

Ce phénomène de piégeage de population ("population trapping"), ou encore de superposition linéaire de  $g_1$  et  $g_2$  n'absorbant plus de lumière, a déjà été observé

- Résonances "noires" de Alzetta, Gozzini, Moi, Orriols (référence 12)

Faisceau laser multimode traversant une cellule de Na placée dans un gradient de champ  $B_0$  parallèle au laser

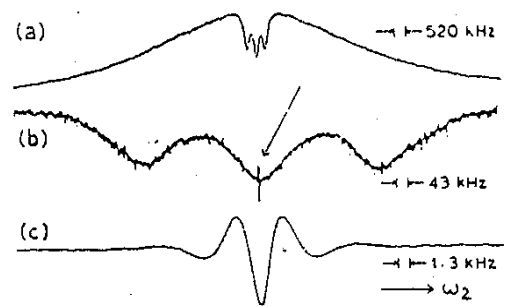
Disparition de la fluorescence aux endroits où l'écart entre 2 sous-niveaux Zeeman appartenant aux 2 niveaux hyperfins  $F=1$  et  $F=2$  de l'état fondamental est égal à l'écart entre 2 modes du laser

- Expérience analogue sur un jet atomique éclairé par 2 faisceaux laser [voir référence 13]



Reprise de cette expérience [ref 14] (29)

sur un jet atomique avec 2 faisceaux laser (dérivés du même faisceau pour éliminer les fluctuations de fréquence sur  $\omega_1, \omega_2$ ) et en utilisant des franges de Ramsey pour avoir des résonances très fines

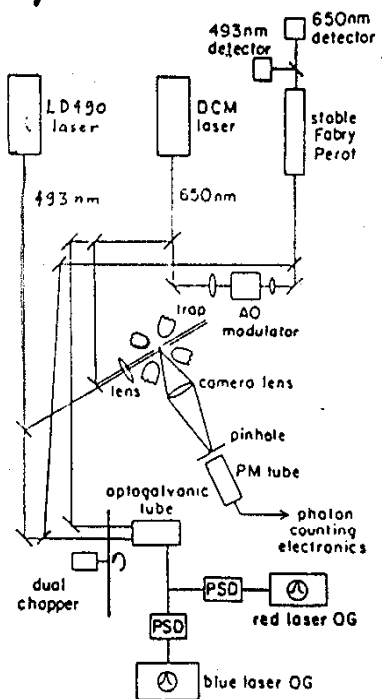


- (a) Résonance large ( $\Delta\nu = 10$  MHz), avec 3 structures Raman correspondant à des sous-niveaux Zeeman différents de  $F=1$  et  $F=2$
- (b)(c) Agrandissements montrant les franges de Ramsey sur la résonance centrale (distance de 15 cm entre les 2 zones de Ramsey)

Observation de la résonance Raman (30)

$2S_{1/2} \leftrightarrow 2D_{3/2}$  sur  $Ba^+$

Figure extraite de (7)



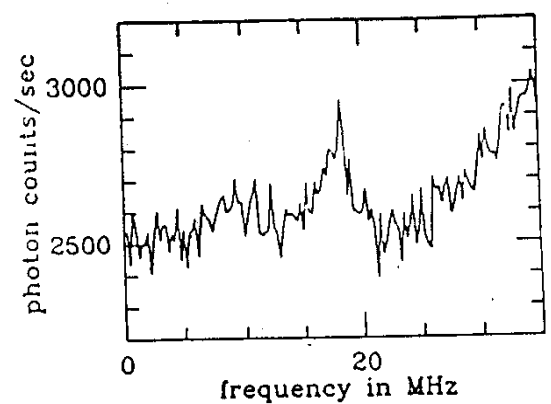
Piège RF miniature  
 $2r_0 = 0,7$  mm  
 $2z_0 = 0,5$  mm  
 $\Omega = 25,7$  MHz  
 $V_0 = 1200$  V  
 $\hookrightarrow \bar{\omega}_3 = 5,5$  MHz

Largeur spectrale des 2 lasers  
 $\Delta\nu \approx 1$  MHz

Observation d'un ion unique

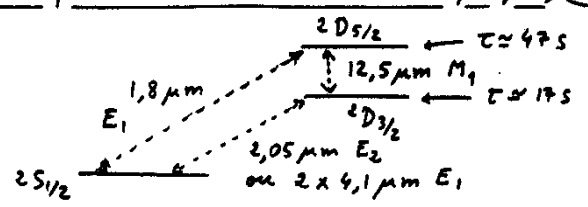
Exemple de résultats [ref (7)] (31)

Observation sur un ion unique d'une raie Raman étroite ( $\Delta\nu \approx 3$  MHz) sur le flanc d'une raie large



Possibilité d'affiner cette raie en diminuant la largeur spectrale des lasers  
 Pas de bandes latérales visibles à  $\pm 5,5$  MHz. Ceci semble indiquer qu'on est dans le régime de Lamb-Dicke ( $a_0 \ll \lambda_{eff} = 2,06 \mu\text{m}$ )

Perspectives de standards optiques (32)



- Transition  $2S_{1/2} \leftrightarrow 2D_{3/2}$  à 2 photons  $4,1 \mu\text{m}$   
 Refroidissement à 494 nm  
 Recyclage à 650 nm [Référence 15]
- Transition  $2D_{3/2} \leftrightarrow 2D_{5/2}$  à 12,5  $\mu\text{m}$ 
  - Transport d'un ion unique dans  $2D_{3/2}$  (laser rouge arrêté un peu avant le bleu)
  - Excitation pendant 1 sec à 12,5  $\mu\text{m}$   
 Si la transition se produit, l'ion reste dans  $2D_{5/2}$  pendant plusieurs secondes
  - Réintroduction du laser bleu pendant 1 sec  
 Si l'ion est passé sur "l'étagère"  $2D_{5/2}$   $10^7$  photons de fluorescence manquent [Référence 16]
- Transition  $2S_{1/2} - 2D_{5/2}$  à 1,8  $\mu\text{m}$  [réf 17]
  - Refroidissement à 494 nm
  - Excitation à 1,8  $\mu\text{m}$  pour monter l'ion unique sur "l'étagère"  $2D_{5/2}$
  - Laser à 650 nm pour vider  $2D_{3/2}$