

1 - Etude des ions négatifs

- Intérêt des ions négatifs. Méthodes les plus utilisées (T1 à T2)
- Photodétachement dans un piège de Penning (T3 à T5)
- Spectroscopie à très haute résolution d'ions négatifs piégés (T6 à T8)

2 - Spectroscopie de masse

- Intérêt. Mesures antérieures (T9)
- Mesure directe dans un piège de Penning, par comparaison des fréquences cyclotron d'électrons et de protons (T10 à T16)
- Détection laser de la résonance cyclotron d'ions piégés (T17 à T19)
- Autres applications possibles (T20)

3 - Applications en physique des plasmas

- Plasmas à une composante, fortement couplés (T21 à T22)
- Plasmas non neutres confinés magnétiquement. Equivalence avec un plasma à une composante (T23 à T29)
- Expérience réalisée sur des ions  ${}^9\text{Be}^+$  piégés et refroidis par laser (T30 à T32)

Références

- (1) W.C. Linberger, B.W. Woodward, *Phys. Rev. Lett.* 25, 424 (1970)
- (2) W.A. Blumberg, R.M. Jopson, D.J. Larson, *Phys. Rev. Lett.* 40, 1320 (1978)
- (3) W.A. Blumberg, W.M. Itano, D.J. Larson, *Phys. Rev.* A19, 139 (1979)
- (4) R.M. Jopson, D.J. Larson, *Phys. Rev. Lett.* 47, 789 (1981)
- (5) D.J. Larson, R.M. Jopson, in *Laser Spectroscopy V* (Mc Kellar, Oka, Stoicheff eds), Springer Verlag (1981), p. 369
- (6) G. Gartner, E. Klempt, *Z. Physik* A287, 1 (1978)
- (7) G. Gräff, H. Kalinowsky, J. Traut, *Z. Physik* A297, 35 (1980)
- (8) Mêmes auteurs, in *Precision Measurements and fundamental constants* (Taylor and Phillips eds), N.B.S. Special publication 617 (1984), p. 353
- (9) R.S. Van Dyck, P.B. Schwinberg, *Phys. Rev. Lett.* 47, 395 (1981)
- (10) Mêmes auteurs, dans la même publication que (8), p. 349
- (11) R.S. Van Dyck, F.L. Moore, D.L. Farnham, *Atomic Physics 9 Abstracts* p. B87
- (12) D.J. Wineland, J.J. Bollinger, W.M. Itano, *Phys. Rev. Lett.* 50, 628 (1983)
- (13) S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* 54, 1017 (1982)
- (14) C.C. Grimes, G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* 42, 795 (1979)  
Voir aussi S. Balibar, *La Recherche*, Juin 1979 p. 672
- (15) J.H. Malmberg, T.M. O'Neil, *Phys. Rev. Lett.* 39, 1333 (1977)
- (16) J.J. Bollinger, D.J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* 53, 348 (1984)
- (17) D.J. Wineland, J.J. Bollinger, W.M. Itano, J.D. Prestage  
A paraître dans *JOSA B*

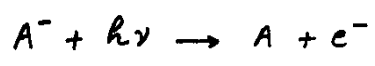
Ions négatifs

Caractéristiques originales

Pas d'interaction de Coulombs entre l'électron supplémentaire et l'atome neutre

Conséquences

- ① - Très petit nombre d'états liés  
L'interaction entre l'électron et l'atome neutre est à courte portée
- ② - Grande sensibilité de l'énergie de liaison (affinité) aux corrélations électroniques  
Tests des théories atomiques
- ③ - Possibilité d'ignorer l'interaction électron-neutre dans l'état final d'une expérience de photodétachement (analogue de la photoionisation pour un atome neutre)

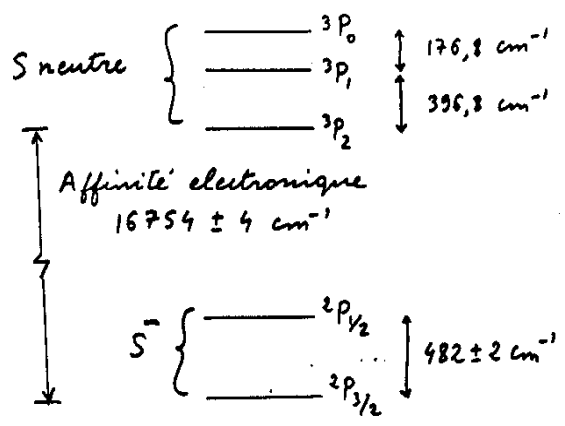


④ Méthodes d'étude les plus utilisées

Comme il y a peu d'états liés, on étudie surtout les variations de la section efficace de photodétachement en fonction de la fréquence d'un laser accordable

La mesure des seuils de photodétachement donne les énergies de liaison et les structures fines

Exemple de S<sup>-</sup> (référence 1)



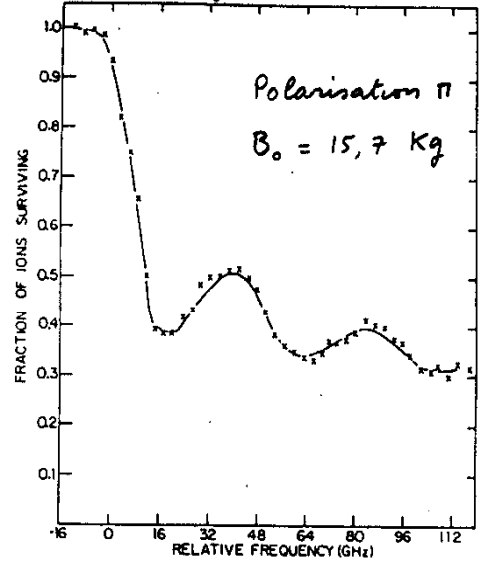
Photodétachement d'ions négatifs ③ dans un piège de Penning (réf. 2)

- Production des ions dans le piège par bombardement de OCS  
 $e^- + OCS \rightarrow CO + S^-$
- Irradiation laser au voisinage de 597 nm qui photodétache les ions de  $^2P_{3/2} (S^-)$  vers  $^3P_2 (S)$
- Mesure du nombre d'ions qui restent par excitation de leur résonance de vibration axiale

Phénomènes nouveaux qui apparaissent

Oscillations de la section efficace dues aux niveaux cyclotron de l'état final de l'électron (les fréquences de vibration, magnétron de l'électron final, la fréquence cyclotron de l'ion initial sont trop faibles pour donner naissance à des structures résolues).

Exemple de résultats expérimentaux ④ (voir référence 2)



Predictions théoriques (courbe en trait plein) basées sur un calcul du 1<sup>er</sup> ordre ignorant les interactions dans l'état final (voir référence 3)

Propriété importante du (5) photodétachement dans un champ magnétique intense

Les sections efficace de photodétachement varient d'un sous-niveau Zeeman à l'autre. Les différences entre sections efficaces dépendent de l'énergie des photons et de leur polarisation  $\pi$  ou  $\sigma$

Explication

- Les déplacements Zeeman donnent des seuils de photodétachement qui varient d'un sous-niveau Zeeman à l'autre
- La dépendance en polarisation est liée à la conservation du moment cinétique qui conduit à des voies de photodétachement variant d'un sous-niveau à l'autre

Utilisation de cette propriété (6) pour faire de la spectroscopie à très haute résolution

- ① Une impulsion laser convenablement polarisée dépeuple sélectivement par photodétachement certains sous-niveaux Zeeman  $M_0$

Analogie avec un pompage optique (de type "dépopulation"), l'état excité étant dans le continuum.

Phase de préparation

- ② Excitation d'une transition RF ou microonde entre un sous-niveau peuplé  $M$  et un sous-niveau dépeuplé  $M_0$
- ③ Application d'une deuxième impulsion laser qui photodétache les ions qui ont effectué la transition  $M \rightarrow M_0$

Phase de détection

Application à l'état  $^2P_{3/2}$  de  $S^-$  (7)

- Excitation en lumière  $\pi$  qui vide sélectivement les états  $|M_J| = \frac{3}{2}$
- Excitation des 2 résonances Zeeman  $M_J = \frac{1}{2} \rightarrow M_J = \frac{3}{2}$  et  $M_J = -\frac{1}{2} \rightarrow M_J = -\frac{3}{2}$  qui ont des positions légèrement différentes à cause d'un découplage LS partiel (couplage avec le niveau  $^2P_{1/2}$ )
- Mesure du nombre d'ions restants par excitation de la résonance de vibration axiale
- Mesure du champ magnétique par excitation et détection de la résonance cyclotron des électrons libres

Voir référence (4)

Exemple de résultats

(8)

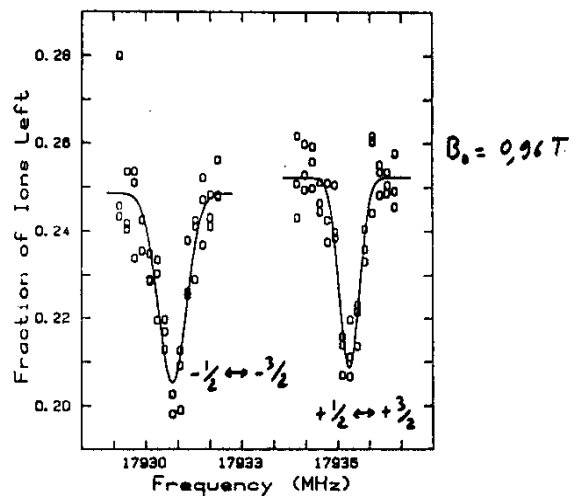


Figure extraite de (4)

Valeur obtenue pour  $g_J$

$g_J = 1,333984 (28)$

Méthode appliquée également à  $O^-$

Voir référence (5) ...

Mesure de  $m(\text{electron})/m(\text{proton})$  (9)

Intérêt  $m_e/m_p$  est une constante fondamentale. Par exemple, les niveaux d'énergie de l'hydrogène peuvent être calculés en fonction de  $R_{\infty}$ ,  $\alpha$ ,  $m_e/m_p$

Importance d'une mesure aussi précise que possible de ces 3 constantes

Mesures antérieures Indirectes

① Mesure du facteur  $g_J$  de H dans un champ calibré par résonance RMN d'un échantillon sphérique d'eau pure

$$\frac{g_p(H_2O)}{g_J(H)} \xrightarrow[\text{de } g_J]{\text{Calcul}} \frac{\mu_p}{\mu_B} \leftarrow \begin{matrix} \text{Magneton} \\ \text{de Bohr} \end{matrix}$$

$\mu_p$ : Moment magnétique apparent de p

② Résonance cyclotron de p dans un champ calibré par RMN d'un échantillon sphérique d'eau pure

$$\rightarrow \frac{\mu_p}{\mu_N} \leftarrow \text{Magneton nucléaire}$$

Combinaison des 2  $\rightarrow \frac{\mu_B}{\mu_N} = \frac{m_p}{m_e}$

Mesure directe de  $m_e/m_p$  dans un piège de Penning (10)

Principe Mesure des fréquences cyclotron d'électrons et de protons piégés dans le même piège de Penning et dans le même champ  $\vec{B}_0$

Le rapport des fréquences cyclotron donne  $m_e/m_p$

3 expériences ont été réalisées, différant par la méthode utilisée pour détecter les résonances cyclotron

Première expérience (référence 6)

La résonance cyclotron augmente les dimensions des orbites des  $e^-$  et  $p^+$  et diminue le nombre des particules piégées. Mesure de ce nombre par étude du courant induit par la vibration axiale

Précision 2,9 ppm

Deuxième expérience (références 7 et 8) (11)

- La résonance cyclotron augmente le rayon des orbites, et donc le moment magnétique orbital  $M_z$  des particules piégées

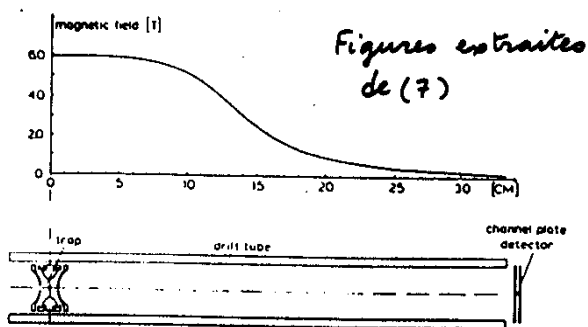
- On détecte cette augmentation de  $M_z$  en faisant sortir les particules du piège et en les laissant se propager dans un gradient de champ magnétique parallèle à  $Oz$

Force  $-M_z \frac{\partial B}{\partial z}$  agissant sur ces particules, d'autant plus grande que  $M_z$  est plus grand

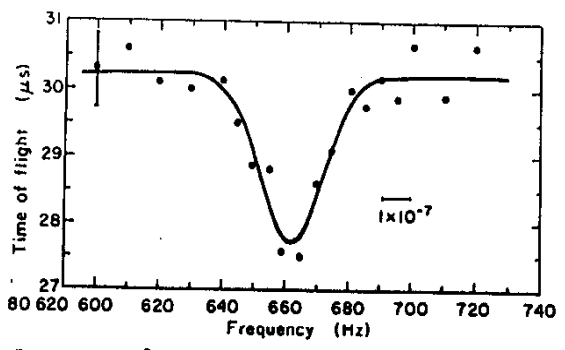
- On mesure le temps de vol des particules jusqu'à un détecteur. Temps de vol d'autant plus court que  $M_z$  est plus grand

Précision 0,6 ppm

Schéma du tube de dérive (12)



Exemple de résonance cyclotron de  $p^+$  (détecté par temps de vol)



Extrapolation de  $\gamma_c(p^+)$  à nombre de protons nul

Troisième expérience (références 9 à 11) <sup>(13)</sup>

La plus précise car la détection des résonances cyclotron y est beaucoup plus sensible. L'excitation de ces résonances peut donc être beaucoup plus faible. Les corrections relativistes et anharmoniques sont par suite moins importantes

Détermination de  $\gamma_c$  par mesure de  $\gamma_c', \gamma_z, \gamma_m$  et utilisation de  $\gamma_c^2 = \gamma_c'^2 + \gamma_z^2 + \gamma_m^2$  [voir cours I, T 9]

Résonance cyclotron de  $e^-$

Utilisation d'une bouteille magnétique créant un champ variant en  $z^2$ , qui rend la fréquence de vibration axiale dépendant du nombre quantique cyclotron (perturbation en  $-M_z z^2$ )

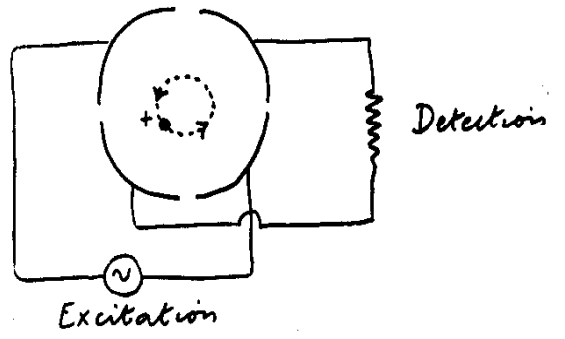
Détection de la résonance cyclotron par la variation de la fréquence de vibration axiale (cours 83-84 - Cours IV)

Résonance cyclotron de  $p^+$  <sup>(14)</sup>

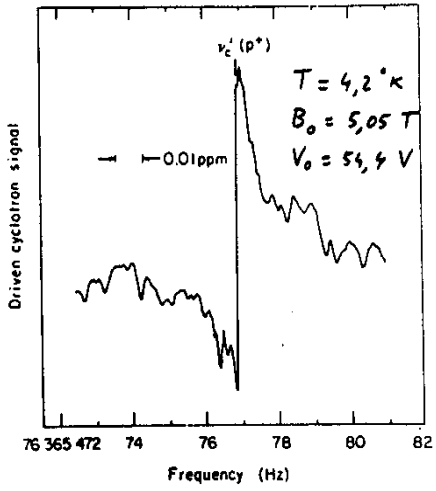
Electrode anneau coupée en 4 quadrants

Voltage alternatif appliqué entre 2 quadrants opposés, ce qui crée un champ oscillant excitant la résonance cyclotron des protons

Détection des courants induits par la rotation des protons dans le circuit reliant les 2 autres quadrants

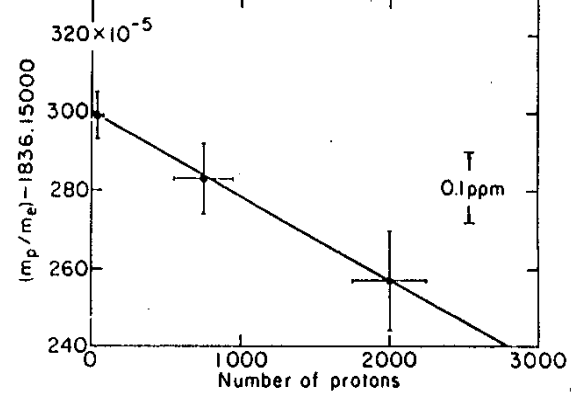


Exemple de résonance cyclotron de protons <sup>(15)</sup> Figure extraite de (9)



Les interactions entre protons ne modifient pas le mouvement du centre de masse : dans un piège parfait, pas d'effet de la charge d'espace sur la fréquence cyclotron du centre de masse de particules identiques

Variations de  $m_p/m_e$  en fonction de  $N_p$  <sup>(16)</sup> Proviennent essentiellement de variations de  $\gamma_c(p)$

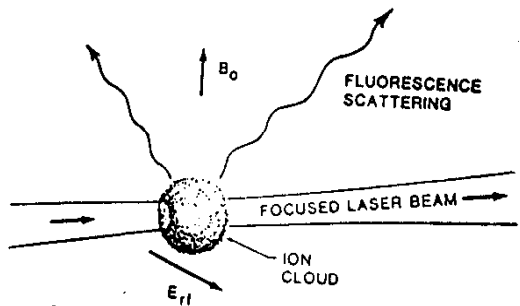


Ces variations sont dues aux termes anharmoniques du potentiel électrostatique (disparaîtraient dans un piège parfait)

En fait, l'erreur la plus grande provient de l'inhomogénéité de  $B_0$  (due à la bouteille magnétique) et du fait que les  $e^-$  et les  $p^+$  ne sont pas exactement au même endroit

Résultat le plus précis (référence 11)  $\frac{m_p}{m_e} = 1836,152470(80) \quad 0.04 \text{ ppm}$

Détection laser de la résonance cyclotron d'ions piégés (référence 12) (17)



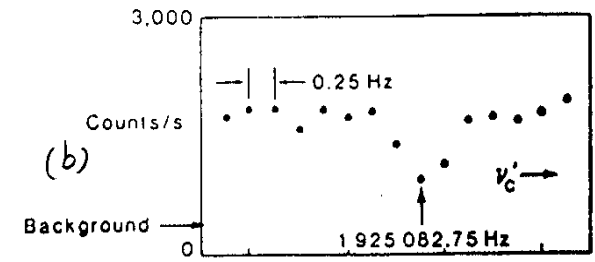
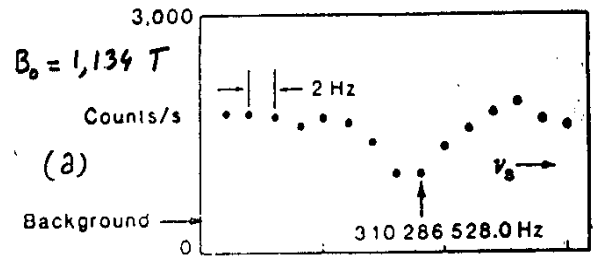
Principe (Figure extraite de 12)

Un laser focalisé permet de refroidir un nuage d'ions dans un piège de Penning

Une microonde induit la résonance cyclotron, ce qui augmente les dimensions du nuage et change la fluorescence induite par le laser

Calibration du champ  $B_0$  par mesure d'une résonance de spin dans l'état fondamental de l'ion

Exemple de résonances observées sur  $^9\text{Be}^+$  (Figure extraite de 12) (18)



- (a) Résonance de spin de l'état  $2S_{1/2}$   
 $M_I = -3/2, M_J = -1/2 \leftrightarrow M_I = -1/2, M_J = -1/2$   
 détectée par double résonance (voir cours VII)
- (b) Mesure de  $\gamma'_c$  ( $\gamma_3$  et  $\gamma_m$  sont mesurées de la même manière, et on utilise  $\gamma_c'^2 = \gamma_c'^2 + \gamma_3^2 + \gamma_m^2$ )

Résultats obtenus (19)

- La constante de structure hyperfine  $A$  de l'état  $2S_{1/2}$  et  $g_J/g_I$  ont été mesurés séparément (cours VII, T 32)

- La mesure de  $\gamma_s, \gamma_c$ , et l'utilisation de la formule de Breit Rabi donnent

$$g_J(^9\text{Be}^+) \frac{m(^9\text{Be}^+)}{m_e} = 32891.5710 (49)$$

- Si l'on utilise la valeur théorique de  $g_J(^9\text{Be}^+)$  et le rapport  $m(^9\text{Be}^+)/m_p$  (connu à 0.048 ppm), on tire

$$m_p/m_e = 1836.15238 (62) \quad 0.34 \text{ ppm}$$

- On pourrait, inversement, utiliser la valeur obtenue plus haut pour  $m_p/m_e$  et en déduire  $g_J(^9\text{Be}^+)$

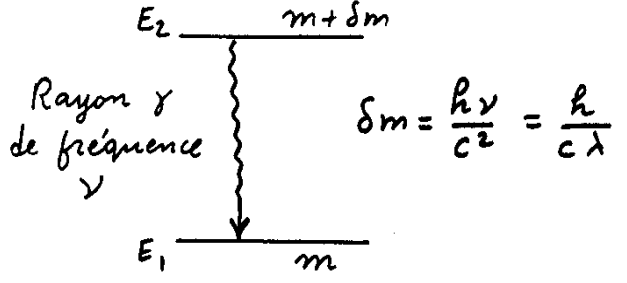
Possibilités d'amélioration

Etude d'un seul ion refroidi à  $k_B T = \hbar \Gamma$  et très bien confiné

Espoir d'arriver à  $\frac{\Delta \gamma'_c}{\gamma'_c} \sim 10^{-13}$

Autres applications possibles (20)

- Mesure du rapport des masses de 2 isotopes
- Mesure du rapport des masses de 2 isomères (2 états différents d'un même noyau)



$$\delta m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}$$

Il serait intéressant de mesurer  $\delta m$  par la méthode précédente et de mesurer par ailleurs la longueur d'onde  $\lambda$  des rayons  $\gamma$  émis entre  $E_2$  et  $E_1$

Raccord entre longueur d'onde et masse

Plasmas à une composante (21)

Modèle de plasma simple où des particules identiques, de charge  $q$ , baignent dans un substrat de densité de charge uniforme et de signe opposé à celui de  $q$

$n_0$ : densité de particules par unité de volume

$a$ : rayon de la sphère attribuée à chaque particule (rayon de Wigner - Seitz)

$$\frac{4\pi a^3 n_0}{3} = 1 \quad a = \left(\frac{3}{4\pi n_0}\right)^{-1/3}$$

Constante de couplage d'un plasma classique

$$\Gamma = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a} \times \frac{1}{k_B T}$$

$$= \frac{\text{Energie de Coulomb}}{\text{Energie d'agitation thermique}}$$

(Référence 13)

Plasmas fortement couplés (22)

Plasmas pour lesquels  $\Gamma \gg 1$

Le calcul de la fonction de corrélation de paires  $g(r)$  [probabilité, si l'on a trouvé une particule en un point, d'en trouver une autre à une distance  $r$ ], montre que  $g(r)$  présente, pour  $r > 2$ , des oscillations caractéristiques d'un liquide. Prédiction de transitions liquide  $\rightarrow$  solide pour des valeurs plus élevées de  $\Gamma$  ( $\Gamma \sim 170$ )

Cristallisation du plasma

Observation de cristallisation (à 2 dimensions) d'électrons sur la surface d'hélium superfluide (référence 14)

Formation d'un réseau triangulaire de pas  $0,35 \mu\text{m}$   
Valeur de  $\Gamma$ : 137

Plasmas non neutres confinés magnétiquement (23) (référence 15)

Non neutre: ne contenant que des électrons ou que des ions

Confinement

Magnétique dans le plan  $xOy$  grâce à un champ  $\vec{B}_0$  uniforme parallèle à  $Oz$

Électrique le long de  $Oz$  grâce à un potentiel électrostatique de révolution autour de  $Oz$

Exemple simple: piège de Penning

Problème

Peut-on sur de tels plasmas réaliser l'équivalent d'un plasma à une composante fortement couplé? Pourrait-on observer une cristallisation?

Distribution (canonique) d'équilibreConstantes du mouvement (24)

- Énergie totale

$$H = \sum_i \frac{1}{2} m \vec{v}_i^2 + U(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_i, \dots, \vec{r}_N)$$

Energie potentielle

- L'invariance par rotation autour de  $Oz$  entraîne que la composante sur  $Oz$  de  $\vec{L} = \sum_i (\vec{r}_i \times m \vec{v}_i)$  [et non  $\sum_i \vec{r}_i \times m \vec{v}_i$ ] est une constante du mouvement

Distribution d'équilibre  $f(\vec{r}_i, \vec{v}_i, \dots, \vec{r}_i, \vec{v}_i, \dots)$ 

L'existence des 2 constantes du mouvement précédentes entraîne que

$$f = \frac{1}{Z} e^{-(H - \omega L_z)/k_B T}$$

$Z$ : Normalisation

$T, \omega$ : Paramètres déterminés par l'énergie et le moment cinétique le long de  $Oz$  du système

Expression de f (25)

- Potentiel vecteur

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{2} \vec{B}_0 \times \vec{r} = \frac{B_0}{2} \vec{e}_3 \times \vec{r}$$

$$\rightarrow \vec{p}_i = m \vec{v}_i + q \vec{A}(\vec{r}_i) = m \vec{v}_i + \frac{q B_0}{2} \vec{e}_3 \times \vec{r}_i$$

(On néglige le champ  $\vec{B}$  produit par les particules elles mêmes)

- Avec cette valeur des  $\vec{p}_i$ , il vient

$$f(\vec{r}_i, \vec{v}_i, \dots, \vec{r}_i, \vec{v}_i, \dots) = \frac{1}{Z} \exp \left\{ -\frac{1}{k_B T} \right.$$

$$\left[ \sum_i m (\vec{v}_i - \omega \vec{e}_3 \times \vec{r}_i)^2 / 2 + u(\vec{r}_i, \dots, \vec{r}_i, \dots) \right.$$

$$\left. + m \omega (\omega_c - \omega) \sum_i (x_i^2 + y_i^2) / 2 \right\}$$

avec  $\omega_c = -q B_0 / m$  (fréquence cyclotron)

Interprétation de  $\vec{v}_i - \omega \vec{e}_3 \times \vec{r}_i$

Rotation en bloc du plasma

à la fréquence  $\omega$  autour de  $Oz$

Dans le référentiel tournant à la fréquence  $\omega$ , les vitesses ont une distribution maxwellienne

Interprétation du terme (26)

$$\exp \left\{ -\frac{m \omega (\omega_c - \omega) \sum_i (x_i^2 + y_i^2) / 2}{k_B T} \right\}$$

Confinement latéral [si  $\omega (\omega_c - \omega) > 0$ ]

empêchant  $\sum_i (x_i^2 + y_i^2)$  de diverger

Effet équivalent à celui d'un potentiel électrique fictif

$$\Phi_{fict} = \frac{m \omega (\omega_c - \omega)}{2q} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)$$

qui apparaît également comme celui créé par un cylindre d'axe  $Oz$  chargé uniformément avec une densité de charge  $\rho_{fict}$  (obtenue en écrivant  $\Delta \Phi_{fict} = -\rho_{fict} / \epsilon_0$ )

$$\rho_{fict} = -\frac{2m \epsilon_0 \omega (\omega_c - \omega)}{q}$$

dont le signe est opposé à celui de  $q$

Finalement, tout se passe comme si l'on avait un plasma à une composante

Forme du nuage (27)

A partir de la fonction de distribution  $f(\vec{r}_i, \vec{v}_i, \dots, \vec{r}_i, \vec{v}_i, \dots)$ , on peut, par intégration, obtenir la densité spatiale à un corps  $n(\vec{r})$

Si  $T$  est suffisamment bas ( $\lambda_{Debye} \ll$  dimensions du nuage), le nuage a, dans un piège de Penning, la forme d'un ellipsoïde, de révolution autour de  $Oz$ , dans lequel  $n(r)$  est constant et égal à  $n_0$  avec

$$n_0 q = -\rho_{fict} \rightarrow n_0 = \frac{2m \epsilon_0 \omega (\omega_c - \omega)}{q^2}$$

Références (16), (17)

Interprétation

Les particules se tassent jusqu'à annuler la densité de charge  $\rho_{fict}$ , de signe opposé, associé au potentiel fictif  $\Phi_{fict}$

Lien entre le confinement latéral et la conservation du moment cinétique total le long de  $Oz$  (28)

$$L_z = \sum_i [\vec{r}_i \times (m \vec{v}_i + \frac{q B_0}{2} \vec{e}_3 \times \vec{r}_i)] \cdot \vec{e}_3$$

Terme prépondérant si  $B_0$  est grand

$$\frac{q B_0}{2} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)$$

La conservation du moment cinétique entraîne que  $\sum_i (x_i^2 + y_i^2)$  doit rester constant, même en présence de interactions entre particules (ces interactions sont invariantes par rotation globale autour de  $Oz$ ). Cette contrainte empêche l'expansion latérale du plasma.

Ceci n'est bien sûr plus vrai en présence de défauts de symétrie de révolution, ou de collision avec des particules autres que celles du plasma (par exemple neutres)



Interprétation de  $\omega$  (29)

Fréquence de rotation due à la dérive dans la direction  $\vec{E} \times \vec{B}$ ,  $\vec{E}$  étant le champ total, résultant des voltages appliqués aux électrodes, de la charge d'espace (et des charges induites sur les électrodes)

Sans charge d'espace,  $\omega$  est la fréquence magnétron  $\omega_m$ . L'effet de la charge d'espace est d'augmenter le champ électrique radial, donc la fréquence de rotation. Par suite,  $|\omega| > |\omega_m|$

Pour une particule de charge  $q > 0$ ,  $\omega_c$  et  $\omega$  sont négatives (rotation dans le sens inverse)  
 $\omega(\omega_c - \omega)$  est positif si  
 $|\omega_c| > |\omega|$

Intérêt des ions piégés (30)

- ① Possibilité d'irradier le nuage avec un faisceau laser, et d'agir ainsi sur les paramètres  $n_0$  et  $T$

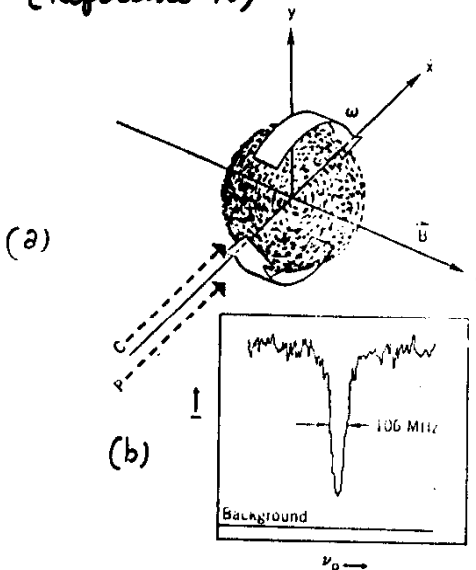
Refroidissement laser

- ② Possibilité de sonder le nuage avec un deuxième faisceau laser moins intense

- Mesure des distributions spatiales
- Mesure de la température par étude de la longueur Doppler de la fluorescence
- Mesure de la densité  

$$n_0 = \frac{2m\epsilon_0\omega(\omega_c - \omega)}{q^2}$$
 $m, q, B_0$  (et donc  $\omega_c$ ) sont connus  
 On mesure  $\omega$  (rotation du nuage) par le décalage Doppler de l'absorption du laser sonde

Etude faite sur  $^9\text{Be}^+$  (Référence 16) (31)



- (a) C : Faisceau de refroidissement  
 P : Faisceau d'analyse pouvant être déplacé suivant  $Oy$  et  $Oz$
- (b) Variations de la fluorescence du laser C quand on balais la fréquence du laser P

Résultats (32)

(Voir référence 16)

- Mesure de  $T, n_0$  sur plusieurs nuages.
- Obtention de valeurs  $\Gamma \sim 10$  pour le paramètre de couplage  
 Valeur parmi les plus grandes obtenues jusqu'à ce jour dans un plasma tridimensionnel
- Les valeurs de  $T$  obtenues sont de l'ordre de 100 mK car on ne refroidit pas directement le mouvement sur  $Oz$

Possibilité de faire beaucoup mieux. Espoir d'augmenter considérablement  $\Gamma$  et d'atteindre le domaine de cristallisation