

Introduction

Après avoir étudié les fréquences propres, les niveaux d'énergie et les couplages dissipatifs d'un électron dans un piège de Penning, nous abordons maintenant les diverses méthodes d'étude spectroscopique d'un tel système (mesure de ses fréquences de Bohr).

La vibration axiale à ω_z est la plus simple à exciter et à détecter (§1). Elle permet notamment l'observation d'un électron unique piégé.

Une méthode simple pour étudier les autres mouvements (cyclotron, magnétron et de spin), consiste à les coupler à la vibration axiale. L'idée générale d'une telle méthode, reposant sur l'utilisation d'une bouteille magnétique, est présentée au paragraphe 2, puis analysée quantitativement au paragraphe 3.

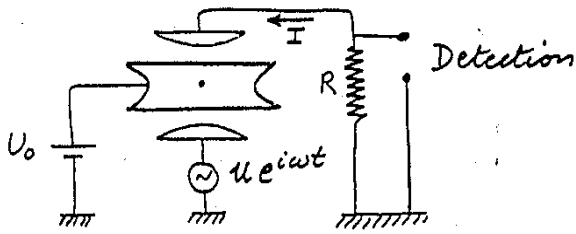
Plan

- ① Excitation et détection de la vibration axiale.
 - a - Schéma de principe (1 à 2)
 - b - Détection d'un électron unique piégé (3)
 - c - Améliorations du tube de Penning (4 à 6)
 - d - Exemple de résonance. Détection des variations de γ_z (7 à 8)
- ② Détection des autres résonances par couplage avec la vibration axiale. Principe de la méthode utilisant une bouteille magnétique (9 à 13)
- ③ Etude quantitative de la bouteille magnétique
 - a - Hamiltonien et principe du calcul (14 à 15)
 - b - Etude de la partie orbitale de la perturbation W introduite par la bouteille magnétique (16 à 20)
 - c - Etude de la partie de spin de W (21 à 22)
 - d - Récapitulation. Partie diagonale de l'hamiltonien global (23)
 - e - Premier effet de la bouteille magnétique : variation de la fréquence de vibration dépendant des autres nombres quantiques n, m, s (24 à 27)
 - f - Second effet de la bouteille magnétique : variation des fréquences cyclotron et de spin dépendant du nombre quantique de vibration k (28 à 29)
 - g - Troisième effet de la bouteille magnétique : contamination des fonctions d'onde (30)

Bibliographie : page IV-9

Excitation et détection de la vibration axiale

Schéma de principe



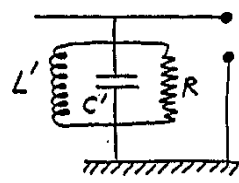
Une tension alternative $u e^{i\omega t}$ est appliquée entre les 2 coupelles et met en vibration forcée l'électron (ou les électrons) dans le piège

L'impédance du circuit l, c équivalent à l'électron (ou $l/N, Nc$ équivalent aux N électrons) et de la résistance R varie de manière résonnante avec $\omega - \omega_3$, sur une largeur $\Delta\omega = R/l$ (ou $\Delta\omega = NR/l$)

Ces variations résonnantes de I sont détectées sur le voltage aux bornes de R

(1) Impédance de détection

En fait, ce n'est pas une simple résistance R , mais un circuit parallèle L', C', R résonnant à ω_3



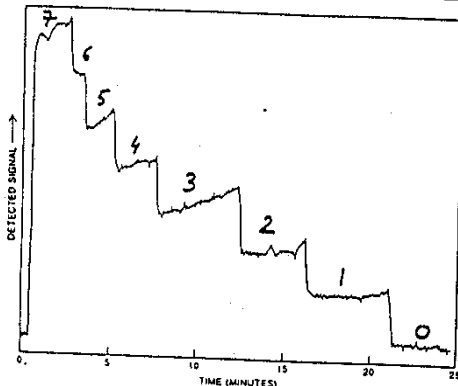
et de largeur beaucoup plus grande que celle du circuit l, c, R (ou $l/N, Nc, R$)

Détection du nombre d'électrons

Exactement à résonance, l'impédance du circuit l, c (ou $l/N, Nc$) est la même, et vaut zéro. Le signal ne dépend pas du nombre N d'électrons.

Par contre, comme la largeur de la résonance $\Delta\omega = NR/l$ dépend de N , le signal dépend de N si ω est légèrement différent de ω_3

Détection d'un électron unique



Les plateaux successifs du signal de détection correspondent à des nombres décroissants d'électrons 7, 6, 5, 4, 3, 2, 1, 0

L'amplitude de vibration est voisine de la valeur maximale tolérable, ce qui explique la perte des e^- . Pour une amplitude plus faible, l'électron peut rester piégé beaucoup plus longtemps

Figure extraite de (1). Voir aussi (2)

(3) Améliorations du tube de Penning (4)

- Les premières résonances observées avaient une largeur trop grande
Explication: anharmonicité due aux termes $l > 2$ du potentiel.
 La fréquence de vibration dépend alors de l'amplitude de vibrations

- Construction de nouveaux pièges avec 2 électrodes supplémentaires permettant, par réglage de leur potentiel, de réduire appréciablement les termes $l > 2$ [voir (3)]

Autres améliorations

- Utilisation d'une source à émission de champ au lieu d'un filament chaud pour injecter les e^-
- $T = 4^\circ K$ au lieu de $77^\circ K$
- Ultravide
- Aimant supraconducteur

Allure du piège

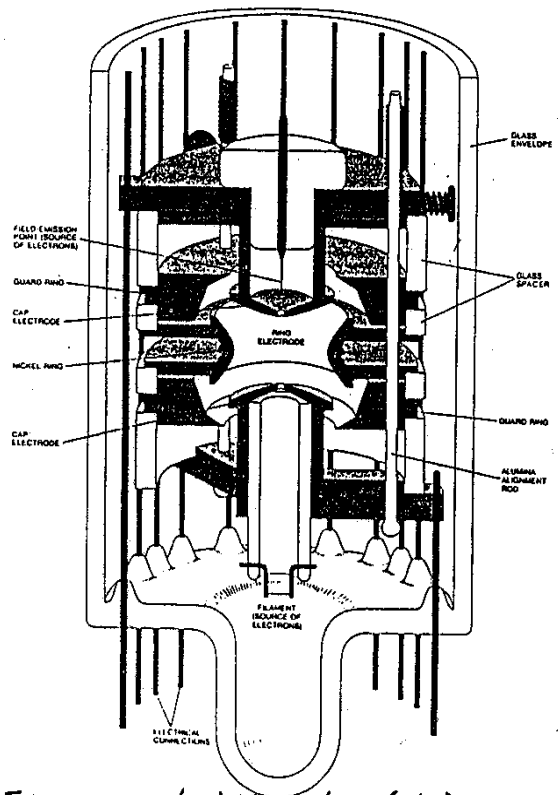


Figure extraite de (1)

(5) Principe du réglage des électrodes (6) de compensation

1^{ère} méthode

Observation de la position de la résonance des électrons et de son déplacement quand on augmente l'étendue du mouvement de vibration par injection d'un bruit blanc entre les coupelles

Réglage du potentiel des électrodes de compensation qui minimise un tel déplacement

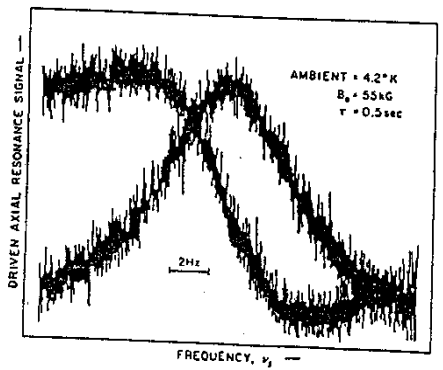
2^{ème} méthode

Rendre aussi fine que possible la résonance d'un seul électron

Des réductions par un facteur 100 de la largeur ont été ainsi obtenues [voir (3)]

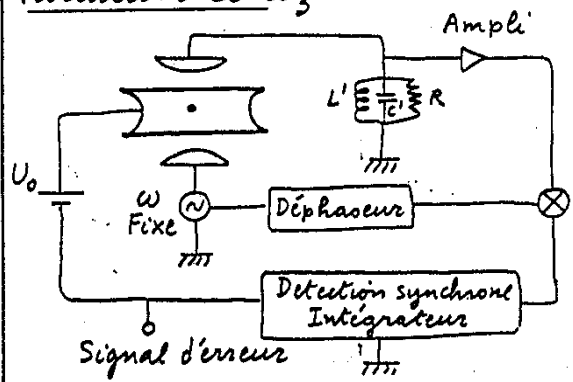
Exemple de résonance

Figure extraite de (4)



Utilisation d'une détection synchrone pour séparer les composantes en phase et en quadrature du signal

(7) Montage pour mesurer les (8) variations de ω_3



- Excitation à ω fixe
- Réglage en courbe de dispersion de la détection synchrone
- Verrouillage sur le centre de la résonance en ajoutant une tension d'erreur à U_0 (pour rendre ω_3 égal à la fréquence fixe ω)
- L'enregistrement du signal d'erreur donne les variations de $\omega_3 - \omega$

Comment détecter les autres résonances ? (9)

- Les mouvements cyclotron, magnétron, et de spin n'induisent pas de courant dans le circuit des coupelles.

- Idée d'une détection indirecte

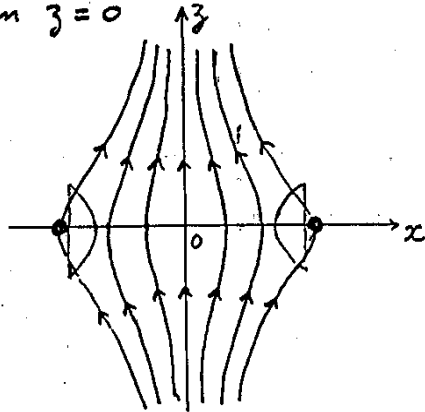
Couplage de ces mouvements au mouvement de vibration axiale, de manière qu'une variation des nombres quantiques cyclotron (n), magnétron (s) et de spin (m), se traduise par une variation de la fréquence axiale ω_z

Méthode utilisée

Champ magnétique inhomogène introduisant une énergie potentielle effective supplémentaire, variant en z^2 , et dépendant de n, m, s [voir (4)].

Bouteille magnétique (10)

Fil de nickel entouré autour de l'électrode anneau, qui attire les lignes de force du champ \vec{B}_0 et les rend moins resserrées autour de Oz dans le plan $z=0$



Sur l'axe Oz , le champ est plus petit en $z=0$ qu'en $z \neq 0$
Composante inhomogène en z^2

Composante inhomogène \vec{b} du champ magnétique (11)

$$\begin{cases} b_x(x, y, z) = -\eta z x \\ b_y(x, y, z) = -\eta z y \\ b_z(x, y, z) = \eta \left(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right) \end{cases}$$

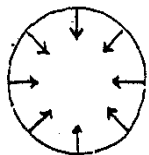
η : Constante de dimensions Tesla/m²

Ajouté au champ homogène \vec{B}_0 , un tel champ donne bien une configuration de bouteille magnétique

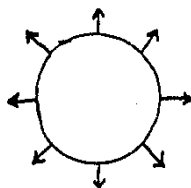
Il satisfait $\vec{\nabla} \cdot \vec{b} = 0$

Sur l'axe Oz ($x=y=0$), on a bien un champ en ηz^2

Dans un plan $z=z_0$, b_x et b_y forment un champ radial



$z = z_0 > 0$



$z = z_0 < 0$

Couplage du spin à un tel champ (12)

Pour simplifier, supposons que l'électron vibre sur l'axe Oz .

L'énergie de couplage de son moment magnétique avec \vec{b} s'écrit

$$-\frac{g}{2} \frac{q\hbar}{m_e} m \eta z^2$$

$m = \pm \frac{1}{2}$ Nombre quantique de spin

Cette énergie s'ajoute à l'énergie électrostatique $m_e \omega_z^2 z^2 / 2$ pour donner une énergie potentielle effective globale $m_e \omega_z'^2 z^2 / 2$ avec

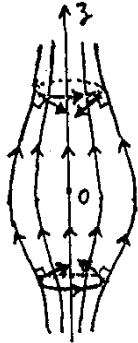
$$\omega_z'^2 = \omega_z^2 + g \frac{|q|\hbar}{m_e} \eta m$$

La nouvelle fréquence de vibration ω_z' n'est plus la même suivant que le spin est dans l'état $m = +\frac{1}{2}$ ou $m = -\frac{1}{2}$

Couplage au champ inhomogène des mouvements cyclotron et magnétron

En dehors de l'axe Oz, les lignes de champ sont inclinées par rapport à Oz, et la force de Lorentz, moyennée sur une orbite cyclotron, ou sur une fraction d'orbite magnétron (de façon que z varie peu), tend à ramener la particule vers z=0

Principe même du confinement par bouteille magnétique



Exemple d'une orbite cyclotron pure centrée sur Oz (rm=0 rc≠0)
La force de Lorentz, perpendiculaire aux lignes de champ est bien une force de rappel supplémentaire pour le mouvement sur Oz

Hamiltonien en l'absence de bouteille (Rappels du cours II)

$$H_0 = \frac{1}{2m_e} (\vec{p} - q\vec{A})^2 + q\phi - \frac{g}{2} \frac{q}{m_e} \vec{S} \cdot \vec{B}_0$$

$$\vec{A} = -\frac{1}{2} \vec{r} \times \vec{B}_0 \quad \phi = \frac{1}{2} m_e \omega_z^2 (z^2 - \frac{x^2+y^2}{2})$$

$$H_0 = \hbar \omega_c' (\tilde{N}_d + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_z (N_z + \frac{1}{2}) - \hbar \omega_m (\tilde{N}_g + \frac{1}{2}) - \frac{g}{2} \frac{q}{m_e} \vec{S} \cdot \vec{B}_0$$

$$\vec{\pi} = m_e \vec{v} = \vec{p} - q\vec{A}$$

Hamiltonien en présence de bouteille

\vec{a} : potentiel vecteur dont dérive le champ inhomogène \vec{b}
 \vec{a} et \vec{b} sont tous 2 d'ordre 1 en η

$$H = \frac{1}{2m_e} [\vec{p} - q\vec{A} - q\vec{a}]^2 + q\phi - \frac{g}{2} \frac{q}{m_e} \vec{S} \cdot (\vec{B}_0 + \vec{b}) = H_0 + W$$

A l'ordre 1 en η (et si $\vec{\nabla} \cdot \vec{a} = 0$)

$$W = \underbrace{-q \vec{a} \cdot \vec{v}}_{W_{orb}} - \underbrace{\frac{g}{2m_e} \vec{S} \cdot \vec{b}}_{W_{spin}}$$

Principe du calcul

- Calculer le déplacement produit par W au 1^{er} ordre sur les niveaux d'énergie $|n, m, k, s\rangle$ de H_0
- Calculer les nouvelles fréquences de Bohr associées aux transitions de vibration.

$|n, m, k, s\rangle \rightarrow |n, m, k+1, s\rangle$
et déterminer leur dépendance en n, m, s, introduite par W.

Analogie avec le couplage rotation-vibration des molécules

Termes de perturbation dans l'hamiltonien introduisant des corrections en $J(J+1)(v+\frac{1}{2})$ aux énergies des niveaux rovibroniques $|v, J\rangle$, et rendant la fréquence de vibration dépendante de J, et la fréquence de rotation dépendante de v

Etude de $W_{orb} = -q \vec{a} \cdot \vec{v}$

Choix d'une jauge pour \vec{a}
 $\vec{a}(\vec{r}) = -\int_0^1 u du \vec{r} \times \vec{b}(u\vec{r})$

Généralisation à un champ inhomogène \vec{b} de la formule bien connue $\vec{A} = -\frac{1}{2} \vec{r} \times \vec{B}_0$ valable pour un champ uniforme \vec{B}_0

On peut vérifier sur cette expression que $\vec{\nabla} \times \vec{a} = \vec{b}$

Composantes de \vec{a} (déduites des expressions précédentes de \vec{a} et \vec{b})

$$\begin{cases} a_x(x, y, z) = -\frac{\eta}{2} [z^2 - \frac{x^2+y^2}{4}] y \\ a_y(x, y, z) = \frac{\eta}{2} [z^2 - \frac{x^2+y^2}{4}] x \\ a_z(x, y, z) = 0 \end{cases}$$

On peut également vérifier directement sur ces expressions que $\vec{\nabla} \times \vec{a} = \vec{b}$, et aussi que $\vec{\nabla} \cdot \vec{a} = 0$

Expression de $W_{orb} = -q \vec{a} \cdot \vec{v}$ (17)

$$W_{orb} = -q(a_x v_x + a_y v_y + a_z v_z) = -\eta(z^2 - \frac{x^2+y^2}{4}) \frac{q}{2}(x v_y - y v_x)$$

On voit apparaître la composante z du moment magnétique orbital

$$\vec{M}^{orb} = \frac{q}{2} \vec{r} \times \vec{v}$$

$$W_{orb} = -\eta(z^2 - \frac{x^2+y^2}{4}) M_{z3}^{orb}$$

Remarque

$$W_{orb} \neq -b_3 M_{z3}^{orb} \quad \text{car}$$

$$b_3 = \eta(z^2 - \frac{x^2+y^2}{2}) \neq \eta(z^2 - \frac{x^2+y^2}{4})$$

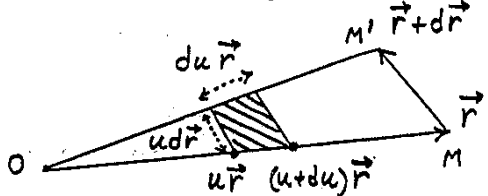
L'explication est que l'inhomogénéité du champ \vec{b} n'est pas négligeable sur l'étendue de l'orbite de e^-

L'hamiltonien d'interactions magnétique orbital est local vis à vis de \vec{a} , mais non local vis à vis de \vec{b}

Autre manière de voir la non-localité de W_{orb} vis à vis de \vec{b} (18)

$$W_{orb} = -q \vec{a} \cdot \vec{v} = q \int_0^1 u du [\vec{r} \times \vec{b}(u\vec{r})] \cdot \vec{v}$$

$$= -q \int_0^1 u du (\vec{r} \times \vec{v}) \cdot \vec{b}(u\vec{r}) = -q \int_0^1 \frac{(\vec{r} du \times u d\vec{r}) \cdot \vec{b}(u\vec{r})}{dt}$$



Aire de la zone hachurée $|\vec{r} du \times u d\vec{r}|$
Flux de \vec{b} à travers cette zone $d^2\phi = (\vec{r} du \times u d\vec{r}) \cdot \vec{b}(u\vec{r})$

$$\hookrightarrow W_{orb} = -q \frac{d\phi}{dt}$$

$d\phi$: Flux de \vec{b} à travers la zone balayée par \vec{r} entre t et $t+dt$ (Triangle OMM'). Ce flux dépend de toutes les valeurs de \vec{b} dans cette zone

Partie intéressante de (19)

$$W_{orb} = -\eta(z^2 - \frac{x^2+y^2}{4}) \frac{q}{2}(x v_y - y v_x)$$

pour le problème étudié ici

① On s'intéresse à une modification de la fréquence de vibration axiale

Les variables de vibration axiale n'apparaissent que dans la 1^{ère} parenthèse (termes en z^2)

\hookrightarrow Il est inutile de garder le terme en $-(x^2+y^2)/4$

② On fait un calcul de perturbation au 1^{er} ordre en W sur les énergies

\hookrightarrow Seule importe la partie de W_{orb} diagonale dans la base $\{|n, m, k, s\rangle\}$

Enfinement, pour le problème étudié ici, il suffit de calculer

$$-\eta(z^2)_{diag} \underbrace{\left[\frac{q}{2}(x v_y - y v_x) \right]_{diag}}_{(M_{z3}^{orb})_{diag}}$$

Calcul de $(z^2)_{diag}$ et $(M_{z3}^{orb})_{diag}$ (20)

Il suffit de partir des expressions de x, y, z, v_x, v_y , en fonction de $\tilde{a}_d, \tilde{a}_d^+, \tilde{a}_g, \tilde{a}_g^+, a_3, a_3^+$ (voir transparent 20 du cours II), et de ne garder dans les expressions de z^2 et M_{z3} que les termes diagonaux en $a_3^+ a_3 = N_3 = a_3 a_3^+ - 1$, $\tilde{a}_d^+ \tilde{a}_d = \tilde{N}_d = \tilde{a}_d \tilde{a}_d^+ - 1$, $\tilde{a}_g^+ \tilde{a}_g = \tilde{N}_g = \tilde{a}_g \tilde{a}_g^+ - 1$

Résultats du calcul

$$(z^2)_{diag} = \frac{\hbar}{m_c \omega_3} (N_3 + \frac{1}{2})$$

$$(M_{z3}^{orb})_{diag} = \frac{q}{m_c \tilde{\omega}_c} [\hbar \omega'_c (\tilde{N}_d + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_m (\tilde{N}_g + \frac{1}{2})]$$

Partie intéressante de W_{orb}

$$\frac{\eta |q|}{m_c^2 \omega_3^2 \tilde{\omega}_c} \hbar \omega_3 (N_3 + \frac{1}{2}) \times [\hbar \omega'_c (\tilde{N}_d + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_m (\tilde{N}_g + \frac{1}{2})]$$

Etude de $W_{spin} = -g \frac{q}{2m} \vec{S} \cdot \vec{b}(\vec{r})$ (21)

Interaction du moment magnétique de spin de e^- avec le champ \vec{b} au point \vec{r} où se trouve e^- (L'interaction est ici locale car le moment magnétique de spin est très localisé)

On ne s'intéresse qu'à la partie diagonale de W_{spin}

$\rightarrow W_{spin} \rightarrow -g \frac{q}{2m} S_3 (b_3)_{diag}$

et on ne garde que le terme en z^2 dans b_3 , de manière à ne calculer que les termes couplant le spin à la vibration axiale

$\rightarrow -g \frac{q}{2m_e} S_3 \eta (z^2)_{diag} =$
 $\frac{g}{2} \frac{\eta |q|}{m_e^2 \omega_z^2 \tilde{\omega}_c} \hbar \omega_z (N_3 + \frac{1}{2}) \tilde{\omega}_c S_3$

Remarque

(22)

Que donneraient les termes en $x^2 + y^2$ de b_3 si on les gardait dans $(W_{orb})_{diag}$ et $(W_{spin})_{diag}$?

Ils donneraient des termes en $\tilde{N}_d \tilde{N}_g, \tilde{N}_d S_3, \tilde{N}_g S_3, \tilde{N}_d^2, \tilde{N}_g^2$

- couplant entre eux les mouvements cyclotron et magnétron (Termes en $\tilde{N}_d \tilde{N}_g$)
- couplant les mouvements cyclotron et magnétron au mouvement du spin (Termes $\tilde{N}_d S_3$ et $\tilde{N}_g S_3$)
- rendant légèrement anharmoniques les mouvements cyclotron et magnétron (Termes \tilde{N}_d^2 et \tilde{N}_g^2)

Récapitulation

(23)

Partie diagonale de $H_0 + W$

$(\tilde{N}_d + \frac{1}{2}) \hbar \omega'_c + (N_3 + \frac{1}{2}) \hbar \omega_z$
 $-(\tilde{N}_g + \frac{1}{2}) \hbar \omega_m + \omega_L S_3$
 $+ \lambda \hbar \omega_z (N_3 + \frac{1}{2}) \times$
 $\times [(\tilde{N}_d + \frac{1}{2}) \hbar \omega'_c + (\tilde{N}_g + \frac{1}{2}) \hbar \omega_m + \frac{g}{2} \tilde{\omega}_c S_3]$
 + Termes en $\tilde{N}_d^2, \tilde{N}_g^2, \tilde{N}_d \tilde{N}_g, \tilde{N}_d S_3, \tilde{N}_g S_3$

où $\lambda = \frac{\eta |q|}{m_e^2 \omega_z^2 \tilde{\omega}_c}$

- 2 premières lignes

Hamiltonien H_0

- Lignes suivantes

Partie diagonale de W

Nouvel hamiltonien de vibration (24)

$\hbar \omega_z (N_3 + \frac{1}{2}) \{ 1 + \lambda [(\tilde{N}_d + \frac{1}{2}) \hbar \omega'_c + (\tilde{N}_g + \frac{1}{2}) \hbar \omega_m + \frac{g}{2} \tilde{\omega}_c S_3] \}$

La nouvelle fréquence de vibration pour la transition $|n, k, m, s\rangle \rightarrow |n, k+1, m, s\rangle$ dépend de n, m, s

$\omega'_3 = \omega_z \{ 1 + \lambda [(n + \frac{1}{2}) \hbar \omega'_c + (s + \frac{1}{2}) \hbar \omega_m + (1 + a_c) \hbar \tilde{\omega}_c m] \}$

Dans le terme correctif en λ , on peut remplacer ω'_c et $\tilde{\omega}_c$ par ω_c , et négliger a_c et $\hbar \omega_m / 2$

$\delta \nu_3 = \nu'_3 - \nu_3$

$\delta \nu_3 = \lambda \hbar \omega_c \nu_3 [n + m + \frac{1}{2} + \frac{\nu_m}{\nu_c} s]$

Ordres de grandeur

(25)

Pour $\delta n = 1$ (transition entre 2 niveaux cyclotron consécutifs) ou $\delta m = 1$ (basculement du spin), la variation de fréquence de vibrations vaut

$$\delta \nu_3 = \delta_0 = \lambda \hbar \omega_c \nu_3 = \eta \frac{|q| \hbar}{2 m_e} \frac{1}{2 \pi^2 m_e \nu_3}$$

Pour $\eta = 120 \text{ G/cm}^2 = 120 \text{ Tesla/m}^2$ et $\nu_3 = 60 \text{ MHz}$, on trouve $\delta_0 = 1 \text{ Hz}$

La variation de s doit être beaucoup plus importante que $\Delta s = 1$ pour produire un effet détectable sur $\delta \nu_3$

Limite classique

(26)

Etats cohérents pour les oscillateurs d et g . Les distributions de n et s sont très piquées autour de \bar{n} et \bar{s} qui sont simplement reliés aux rayons moyens r_c et r_m des orbites cyclotron et magnétron

$$r_c^2 = (2\bar{n} + 1) \frac{\hbar}{m_e \omega_c} \quad r_m^2 = (2\bar{s} + 1) \frac{\hbar}{m_e \omega_c}$$

avec $\frac{\hbar}{m_e \omega_c} = \lambda_{\text{Compton}}$ $\lambda_{\text{cyclotron}} = r_0^2$ (voir transparent 21 du cours II)

L'expression donnant $\delta \nu_3$ s'écrit alors (en négligeant $m + \frac{1}{2}$)

$$\delta \nu_3 = \frac{\delta_0}{2} \left[\left(\frac{r_c}{r_0} \right)^2 + \frac{\gamma_m}{\gamma_c} \left(\frac{r_m}{r_0} \right)^2 \right]$$

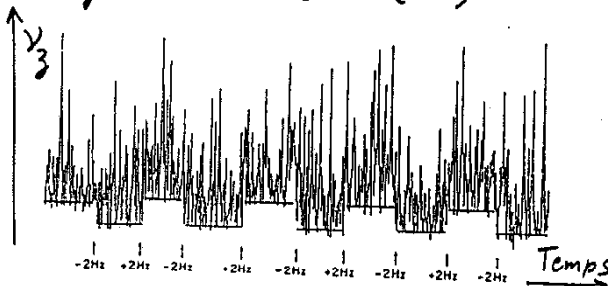
La mesure de $\delta \nu_3$ permet de suivre les variations de r_c et r_m

Exemple de résultats expérimentaux

(27)

Bouteille magnétique pour laquelle $\delta_0 = 2 \text{ Hz}$

Figure extraite de (4)



Le bruit en forme "d'herbe" représente les variations de ν_3 associées aux transitions aléatoires de e^- entre les 4 premiers niveaux cyclotrons (relaxation radiative)

Les sauts de $\pm 2 \text{ Hz}$ sont obtenus par action sur la tension U_0 du piège et simulent des basculements du spin (les vraies résonances de spin seront étudiées plus loin). Les 2 bases différentes de l'herbe correspondent à $n=0, m=-\frac{1}{2}$ et $n=0, m=\frac{1}{2}$

Autre effet produit par la bouteille magnétique

(28)

L'introduction du champ magnétique inhomogène \vec{b} élargit et déplace les résonances cyclotron et de spin dont la position dépend du champ magnétique.

Plus l'amplitude de vibration est élevée, plus l'électron explore une zone de champ étendue. Le champ moyen "vu" par l'électron doit donc dépendre du nombre quantique de vibration k .

Si elle permet leur détection, la bouteille magnétique perturbée donc également les résonances cyclotron et de spin.

Calcul du déplacement de la (29) raie cyclotron ou de spin en fonction du nombre quantique k

Regroupons le terme en $(\tilde{N}_d + \frac{1}{2})(N_3 + \frac{1}{2})$ de W_{diag} avec le terme $(\tilde{N}_d + \frac{1}{2})\hbar\omega'_c$ de H_0 . Il vient $(\tilde{N}_d + \frac{1}{2})\hbar\omega'_c [1 + \lambda\hbar\omega_3(N_3 + \frac{1}{2})]$

↳ Déplacement de la fréquence cyclotron ω'_c , dépendant de k et équivalent à une variation δB_0 du champ magnétique B_0 .

$$\frac{\delta\omega'_c}{\omega'_c} = \frac{\delta\nu'_c}{\nu'_c} = \frac{\delta B_0}{B_0} = \lambda\hbar\omega_3(k + \frac{1}{2})$$

$$= \frac{\delta_0}{\nu_c}(k + \frac{1}{2}) \approx \frac{k\delta_0}{\nu_c} \quad (\text{car } k \gg 1)$$

$$\delta_0/\nu_c \approx 2 \cdot 10^{-11} \quad (\delta=1 \quad \nu_c = 5 \cdot 10^{10})$$

Même variation apparente δB_0 de B_0 pour la résonance de spin

3^{ème} effet de la bouteille magnétique (30)

La partie non diagonale de W contamine les états propres de H_0 par d'autres états propres

Exemple : Terme en $b_x S_x$ de la partie non diagonale de W_{spin} .

$b_x S_x \sim 3 x S_x$ (car $b_x = -\gamma_3 x$)
3 couple k à $k \pm 1$

x couple n à $n \pm 1$ ou s à $s \pm 1$

S_x couple $m = -\frac{1}{2}$ à $m = +\frac{1}{2}$

Done, sous l'effet de $b_x S_x$, l'état $|n, k, -\frac{1}{2}, s\rangle$ est contaminé par exemple par $|n-1, k-1, +\frac{1}{2}, s\rangle$

$$|n, k, -\frac{1}{2}, s\rangle = |n, k, -\frac{1}{2}, s\rangle$$

$$+ \epsilon |n-1, k-1, +\frac{1}{2}, s\rangle + \dots$$

Nous verrons plus loin l'importance de ces contaminations pour l'excitation des transitions $\Delta n = -1, \Delta m = +1$ de fréquence $\nu'_a = \nu_L - \nu'_c$

Références

- 1 - P. EKSTROM, D. WINELAND *Scientific American* 243, 91 (Aout 1980)
- 2 - D. WINELAND, P. EKSTROM, H. DEHMELT
Phys. Rev. Lett. 31, 1279 (1973)
- 3 - R. VAN DYCK, D. WINELAND, P. EKSTROM, H. DEHMELT
Appl. Phys. Lett. 28, 446 (1976)
- 4 - H. DEHMELT dans *Atomic Physics*, Vol. 7 (1981)
Edited by D. KLEPPNER and F. PIPKIN (Plenum
p. 337)