

Buts de ce chapitre : Décrire une expérience récente mettant en évidence un phénomène d'hystérésis et de bistabilité observables sur un électron unique piégé dans un piège de Penning. L'origine physique de l'effet est l'anharmonicité du mouvement cyclotron due à la variation relativiste de la masse.

- ① Excitation forcée du mouvement cyclotron à la fréquence  $\omega$ 
  - a) Calcul de l'énergie cinétique  $K$  en régime stationnaire (1 à 2)
  - b) Effet de la variation relativiste de la fréquence cyclotron (3 à 4)
- ② Allure de la courbe de réponse (donnant  $K$  en fonction de  $\omega$ )
  - a) Discussion qualitative
    - Apparition de plusieurs états stationnaires possibles pour une même fréquence d'excitation (5 à 6)
    - Hystérésis et bistabilité (7 à 8)
  - b) Etude quantitative des courbes de réponse (9 à 15)
- ③ Etude expérimentale
  - a) Système étudié - Principe de l'expérience (16 à 17)
  - b) Augmentation de la durée de vie cyclotron par effet cavité (18 à 19)
  - c) Observation de l'hystérésis et de la bistabilité (20 à 21)

### Conclusion générale

- ① Récapitulation des résultats obtenus par le groupe de H. Dehmelt (22 à 24)
- ② Prolongements possibles
  - a) Confinement le plus petit possible d'un électron (25)
  - b) Augmentation de la précision de mesure sur  $g-2$  (26 à 28)
  - c) Corrections radiatives dans une cavité (29)
  - d) Possibilités d'extension de la méthode à d'autres systèmes (30)

### Références

- (1) A. Kaplan Phys. Rev. Lett. 48, 138 (1982)
- (2) H. Dehmelt, G. Gabrielse, B.A.P.S. 26, 797 (1981) et 27, 481 (1982)
- (3) Pour la discussion d'un oscillateur anharmonique, voir L. Landau, E. Lifchitz, Mécanique (Moscou, 1968), § 28
- (4) G. Gabrielse, H. Dehmelt "Relativistically anharmonic cyclotron resonance and cavity lengthened cyclotron lifetime of a single  $e^-$  with energies less than 1 eV", Preprint 1984, Soumis à Phys. Rev. A
- (5) G. Gabrielse, R. Van Dyck, P. Schwinberg, H. Dehmelt B.A.P.S. 29, 926 (1984)
- (6) G. Gabrielse, H. Dehmelt, W. Kells, Phys. Rev. Lett. 54, 537 (1985)
- (7) G. Gabrielse, H. Dehmelt, B.A.P.S. 25, 1149 (1980) et dans "Precision measurement and fundamental constants II", B. Taylor and W. Phillips eds, NBS Special publication 617 (1984) - p. 219

Voir la suite des références page VIII - 9

Excitation forcée du mouvement cyclotron à la fréquence  $\omega$  (1)

Equations classiques

$$\begin{cases} m_e \ddot{x} = q B_0 \dot{y} - m_e \frac{\gamma_c}{2} \dot{x} + q E \cos \omega t \\ m_e \ddot{y} = -q B_0 \dot{x} - m_e \frac{\gamma_c}{2} \dot{y} + q E \sin \omega t \end{cases}$$

On a rajouté aux équations du transparent II-1

- Les termes d'excitation par le champ extérieur  $E$  de fréquence  $\omega$

- Des termes d'amortissement avec un taux  $\gamma_c/2$

En toute rigueur, comme cet amortissement est dû à l'émission spontanée, il faudrait plutôt rajouter des termes en  $\ddot{x}$ ,  $\ddot{y}$  (réaction de rayonnement). Mais pour un mouvement quasi-harmonique,  $\ddot{\vec{r}} \approx -\omega^2 \vec{r}$

VIII-2

Solution forcée Si l'on pose (2)

$$\rho = x + iy \quad \omega_{co} = -q B_0 / m_e$$

Les équations s'écrivent

$$\ddot{\rho} + \frac{\gamma_c}{2} \dot{\rho} - i \omega_{co} \dot{\rho} = \frac{q E}{m_e} e^{i \omega t}$$

et ont pour solution forcée

$$\rho = \frac{q E}{m_e \omega} e^{i \omega t} \frac{1}{\omega_{co} - \omega + i \frac{\gamma_c}{2}}$$

Energie cinétique du mouvement forcé

$$K = \frac{1}{2} m_e (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = \frac{1}{2} m_e |\dot{\rho}|^2$$

$$\hookrightarrow K = K_0 \frac{(\gamma_c/2)^2}{(\omega - \omega_{co})^2 + (\gamma_c/2)^2}$$

$$K_0 = \frac{2 q^2 E^2}{m_e \gamma_c^2}$$

Energie cinétique maximale, à résonance, proportionnelle à  $E^2$ , c.-à-d à l'intensité de l'excitation

Effet des corrections relativistes (3)

La fréquence propre  $\omega_{co}$  du mouvement cyclotron diminue quand  $K$  augmente (voir VII-12)

$$\frac{\delta m_e}{m_e} = \frac{K}{m_e c^2} \rightarrow \frac{\delta \omega_{co}}{\omega_{co}} = - \frac{\delta m_e}{m_e} = - \frac{K}{m_e c^2}$$

$$\omega_{co} \rightarrow \omega_{co} \left(1 - \frac{K}{m_e c^2}\right)$$

Avec cette nouvelle valeur de  $\omega_{co}$ , l'expression VIII-2 de  $K$  devient

$$K = K_0 \frac{(\gamma_c/2)^2}{\left(\omega - \omega_{co} + \omega_{co} \frac{K}{m_e c^2}\right)^2 + (\gamma_c/2)^2}$$

(On a négligé la variation de  $K_0$  due à la variation de  $m_e$ )

Quand on se rapproche de résonance,  $K$  augmente, mais cette augmentation de  $K$  a pour effet aussi de changer l'écart à résonance

Problème (4)

En l'absence de corrections relativistes, la courbe  $K = f(\omega)$  est une lorentzienne symétrique, centrée en  $\omega_{co}$ , de largeur  $\gamma_c$ .

Comment la courbe  $K = f(\omega)$  est-elle modifiée par les corrections relativistes? Quelles sont les conséquences physiques de cette modification?

Changement de variables

$$x = \frac{\omega - \omega_{co}}{\gamma_c/2} \quad \text{Ecart à résonance en unités de } \gamma_c/2$$

$$g = \frac{\omega_{co} K_0}{m_e c^2} \frac{1}{\gamma_c/2} \quad \text{Déplacement relativiste maximal en unités de } \frac{\gamma_c}{2}$$

$$y = \frac{K}{K_0} \quad \text{Energie cinétique en unités de } K_0$$

$$y = \frac{1}{(x + g y)^2 + 1}$$

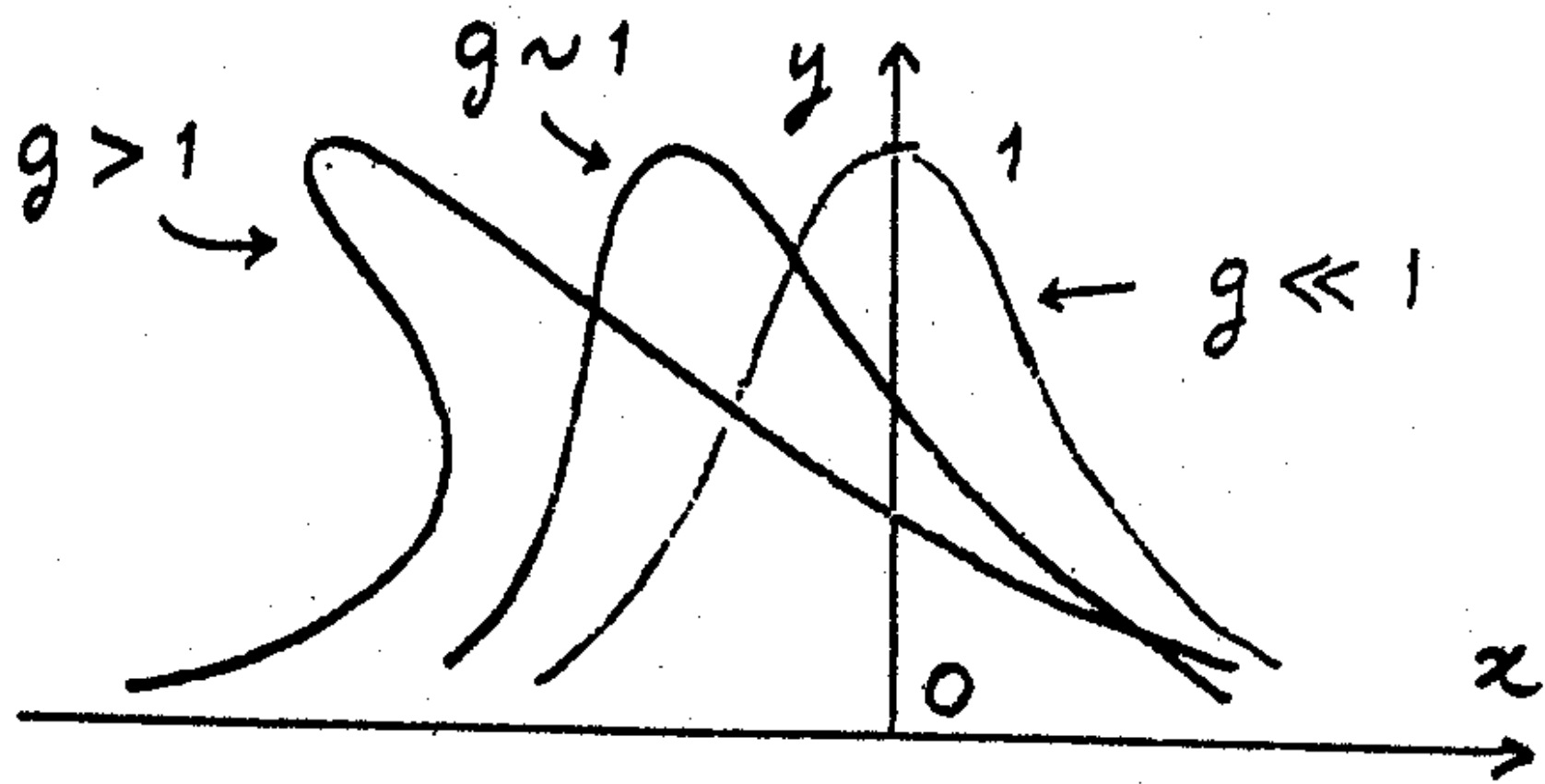
Discussion qualitative

$g$  caractérise l'intensité de l'excitation

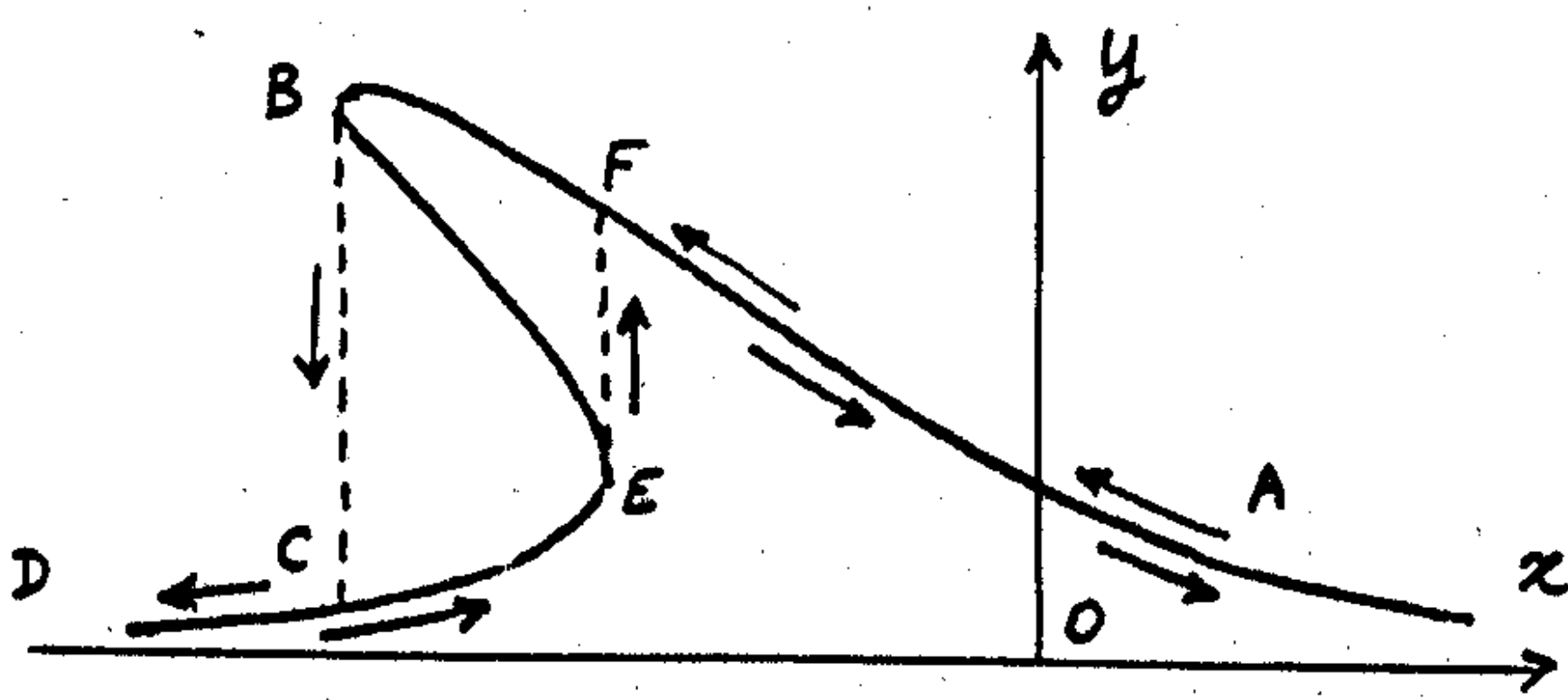
Si  $g \ll 1$ , le déplacement relativiste maximal est très petit devant la largeur intrinsèque  $\gamma_c$ . On peut l'ignorer. Si l'on fait  $g=0$ , on retrouve la lorentzienne symétrique  $y = 1/(x^2+1)$

Si  $g \gtrsim 1$ , on ne peut plus ignorer le terme en  $gy$ . La courbe  $y = f(x, y)$  n'est plus une lorentzienne mais une cubique

- Pour chaque valeur de  $y$ , avec  $0 \leq y \leq 1$ , 2 valeurs de  $x$
- Pour chaque valeur de  $x$ , 1, 2 ou 3 valeurs de  $y$

(5) Allure des courbes  $y = f(x, y)$  (6)

- Les courbes ont toutes le même maximum  $y=1$  atteint en  $x=-g$
- Pour  $g \ll 1$ , lorentzienne symétrique centrée en  $x = g \approx 0$
  - Pour  $g \sim 1$ , le maximum est décalé vers la gauche et la courbe est dissymétrique
  - Pour  $g \gg 1$ , le maximum est très décalé vers la gauche et il y a une région où  $y$  est "trivaluée" (3 valeurs de  $y$  pour une valeur de  $x$ )

Conséquences physiques du caractère trivaluée de  $y$ 

- Quand on balais lentement  $w$  par valeurs décroissantes, on parcourt le chemin ABCD (Décrochement brutal en B)
- Puis, quand on revient en sens inverse, on parcourt le chemin DEFA (Décrochement brutal en E)

On peut montrer que les états du segment de courbe EB sont instables.

(7) Hystérésis et bistabilité (8)

La dissymétrie des chemins suivis dans les 2 sens de variation de  $w$  est un phénomène d'hystérésis

L'existence d'une plage de valeurs de  $w$  où 2 états stables sont possibles (segments BF et CE) est un phénomène de bistabilité

Le point important est que ces phénomènes, habituellement observables sur des systèmes macroscopiques, apparaissent ici sur le système le plus simple qui soit, un électron unique

Le mécanisme physique de ces effets est une non linéarité intrinsèque d'origine relativiste (Voir références (1) et (2))

Etude quantitative

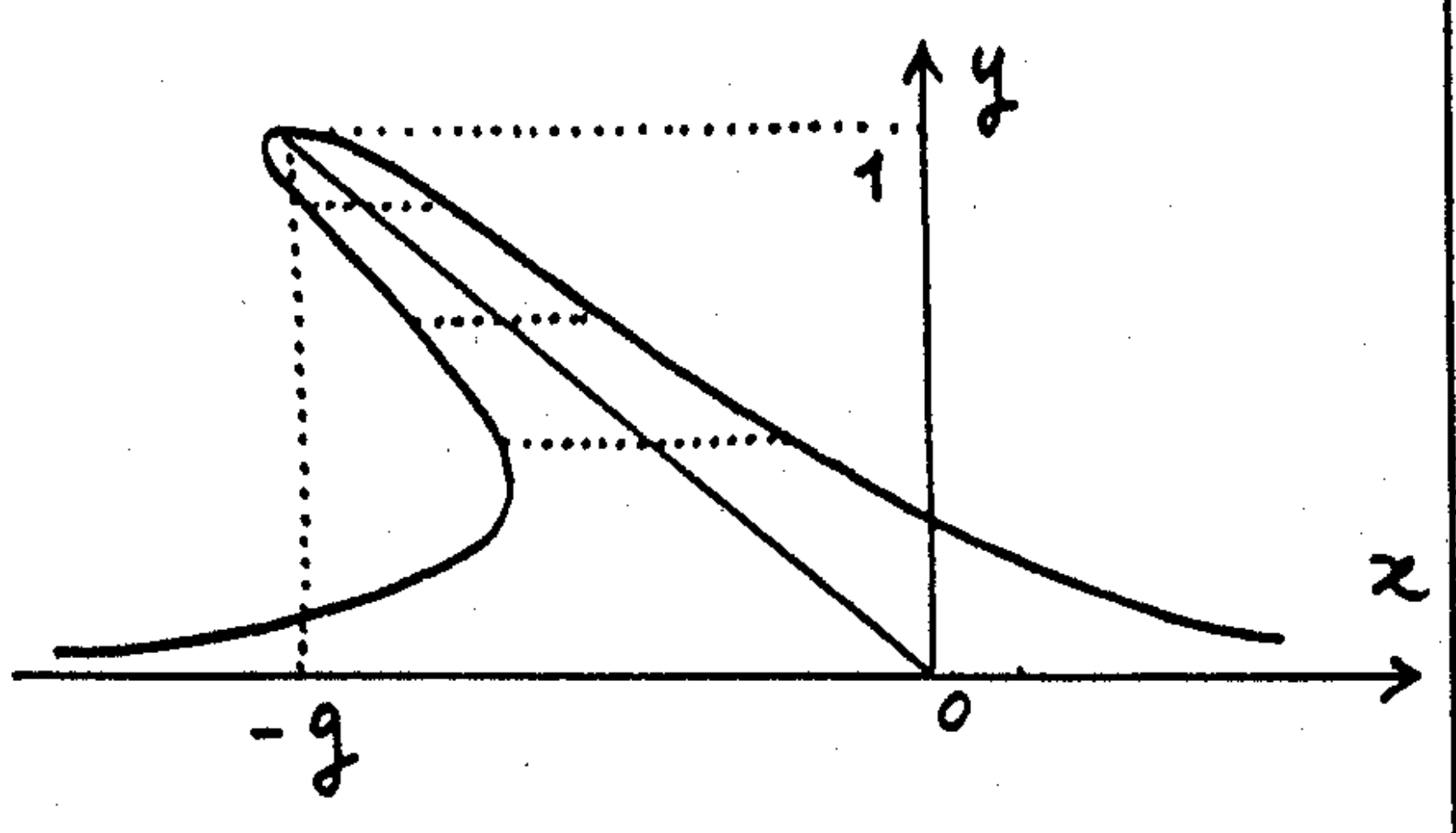
(9) Largeur à mi-hauteur

Lieu des milieux des cordes horizontales

Pour chaque valeur de  $y$  ( $0 \leq y \leq 1$ ), les abscisses  $x_1$  et  $x_2$  des 2 points situés sur la courbe sont solutions de  $x^2 + 2gyx + g^2y^2 + 1 - \frac{1}{y} = 0$

$\rightarrow (x_1 + x_2)/2 = -gy$

Les milieux des cordes horizontales sont alignés sur une droite passant par 0 et par le maximum ( $x = -g, y = 1$ )



Si  $y = 1/2$ , que vaut  $x_1 - x_2$ ?

$x^2 + gx + \frac{g^2}{4} - 1 = 0$

$\rightarrow x_1 = -\frac{g}{2} + 1 \quad x_2 = -\frac{g}{2} - 1$

$\Delta x = x_1 - x_2 = 2$

La largeur à mi-hauteur est indépendante de  $g$

Points où la tangente est verticale

En différentiant l'équation de la courbe

$y = \frac{1}{(x+gy)^2 + 1} \quad (1)$

on obtient

$\frac{dy}{dx} = -\frac{2y(x+gy)}{x^2 + 4gxy + 3g^2y^2 + 1} \quad (2)$

Les points à tangente verticale sont les solutions communes à (1) et à

$x^2 + 4gxy + 3g^2y^2 + 1 = 0 \quad (3)$

Valeur critique de  $g$  :  $\tilde{g}$

(au dessus de laquelle il y a un intervalle où  $y$  est trivalué)

Point d'inflexion à tangente verticale (les 2 points à tangente verticale sont confondus)

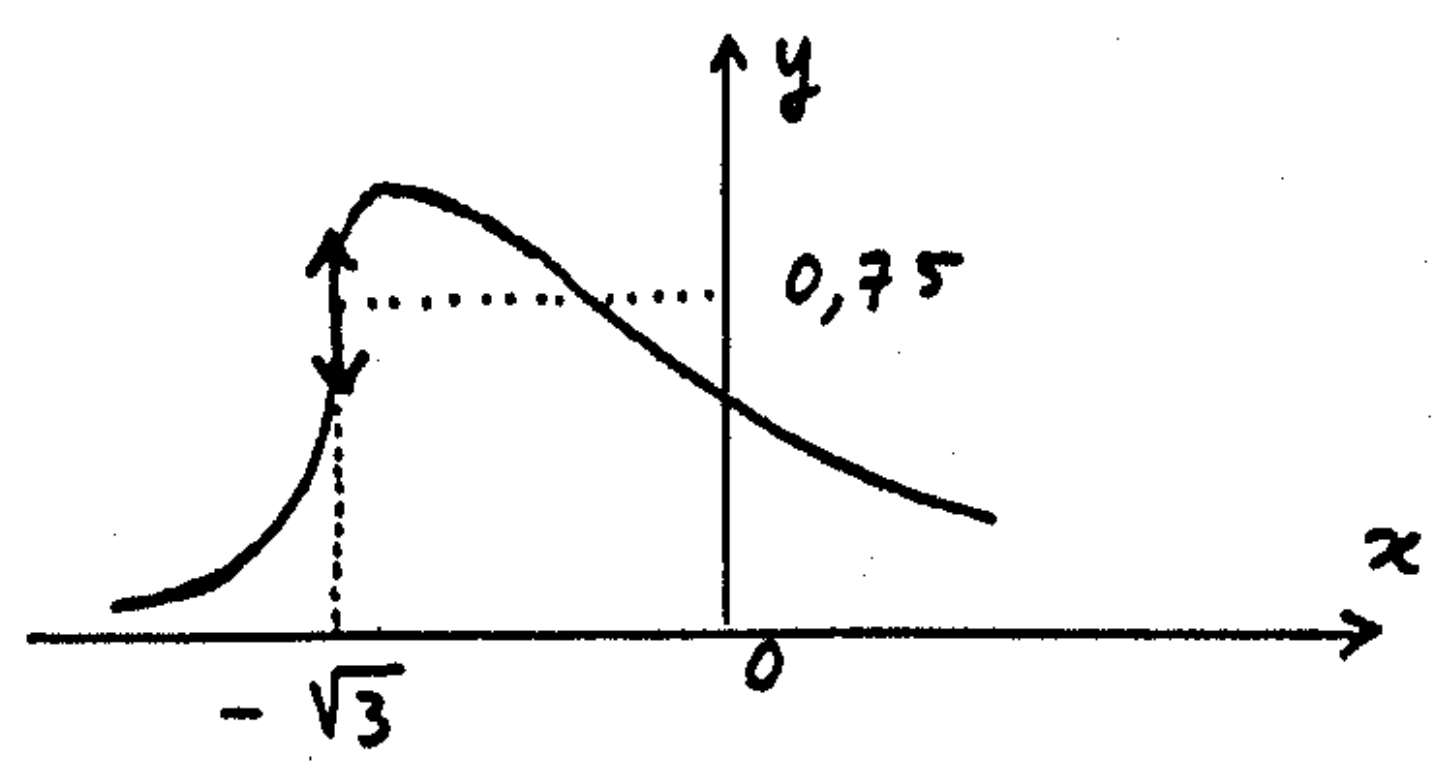
On écrit que l'équation (3) de (VIII-10), considérée comme une équation en  $y$ , a une racine double

$\Delta' = 4\tilde{g}^2x^2 - 3\tilde{g}^2(x^2+1) = \tilde{g}^2(x^2-3) = 0$

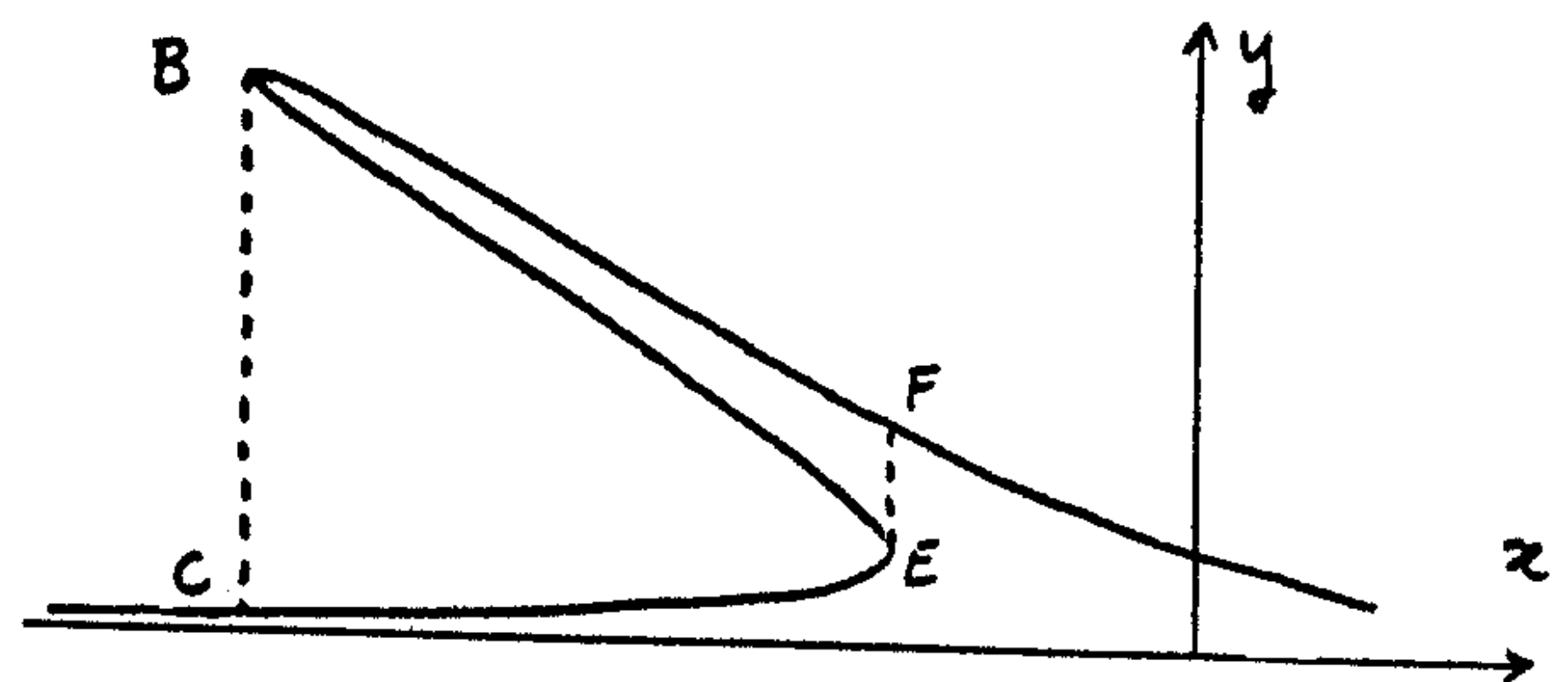
$\rightarrow x = -\sqrt{3} \rightarrow y = \frac{2}{\tilde{g}\sqrt{3}}$

L'équation (1) donne alors

$\tilde{g} = \frac{8}{3\sqrt{3}} = 1,54$



Etude du cas  $g \gg 1$



Correspond aux expériences qui sont décrites plus loin

Pour interpréter les positions et les amplitudes des discontinuités observées quand on balaisé  $\omega$  par valeurs décroissantes et croissantes, il est important de déterminer les coordonnées des points à tangente verticale B et E ainsi que celles de C et F

### Coordonnées de B et C

(13)

B semble très proche du maximum ( $x = -g, y = 1$ )

Des équations (1) et (3) de (VIII-10) on déduit

$$-2g y^2 (x + g y) = 1 \quad (4)$$

ce qui, reporté dans (1), donne

$$y = \frac{1}{1 + \frac{1}{4g^2 y^4}} \quad (5)$$

Comme  $y_B \sim 1$ , on déduit de (5)

$$y_B \approx 1 - \frac{1}{4g^2}$$

et par suite de (4)

$$x_B = -g y_B - \frac{1}{2g y_B^2} \approx -g - \frac{1}{2g}$$

Comme, pour  $x = x_B$ , l'équation (1)

a une racine double  $y = y_B$  et une racine simple  $y = y_C$ , on a

$$y_B^2 y_C = \frac{1}{r_0^2} \rightarrow y_C \approx \frac{1}{r_0^2}$$

### Coordonnées de E et F

(14)

Comme  $y_E \ll 1$ , l'équation (5) donne

$$y_E \approx \frac{1}{4g^2 y_E^4} \rightarrow y_E \approx \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} g^{-2/3}$$

On en déduit, d'après (4)

$$x_E = -g y_E - \frac{1}{2g y_E^2} = -3 \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} g^{1/3}$$

et par suite, d'après (1)

$$y_E^2 y_F = \frac{1}{r_0^2} \rightarrow y_F = 4^{2/3} g^{-2/3} = 4 y_E$$

Récapitulation (pour  $g \gg 1$ )

$$x_B = x_C \approx -g \quad x_E = x_F \approx -3 \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} g^{1/3}$$

$$x_B - x_E \approx -g$$

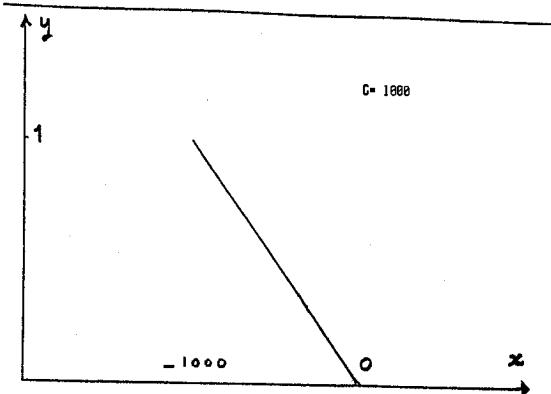
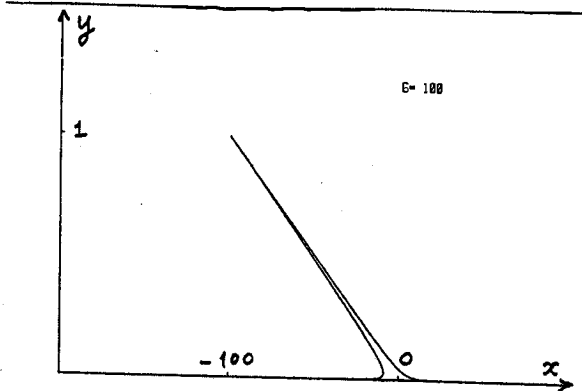
$$y_B - y_C \approx 1 \quad y_F - y_E \approx 3 \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} g^{2/3}$$

$$\frac{y_B - y_C}{y_F - y_E} \approx g^{2/3} \gg 1$$

La discontinuité dans un sens ( $\omega \downarrow$ ) est beaucoup plus grande que dans l'autre ( $\omega \uparrow$ )

### Vérification numérique

(15)



### Etude expérimentale

(16)

#### Système étudié

Electron unique dans un piège de Penning

Le seul effet du potentiel électrostatique quadrupolaire est de faire varier légèrement la fréquence cyclotron  $\omega_{c0}$  qui devient

$$\omega'_c = \frac{\omega_{c0}}{2} + \frac{\omega_{c0}}{2} \sqrt{1 - \frac{2\omega_3^2}{\omega_{c0}^2}} \quad (\text{Voir cours II})$$

#### Détection des variations de K

Quand l'énergie cinétique cyclotron  $K$  varie,  $m_e$  change, et la fréquence de vibration axiale  $\omega_3$ , qui varie en  $\frac{1}{\sqrt{m_e}}$ , change elle aussi

$$\frac{\delta \omega_3}{\omega_3} = -\frac{1}{2} \frac{\delta m_e}{m_e} = -\frac{K}{2m_e c^2}$$

$$\hookrightarrow \delta \omega_3 = -\omega_3 \frac{K}{2m_e c^2} \quad (\text{Transparent VII-14})$$

Principe de l'expérience

- La fréquence microonde est balayée lentement au voisinage de  $\omega = \omega'_c$ , par valeurs décroissantes puis par valeurs croissantes
- Les variations de la fréquence de vibration axiale sont suivies en permanence, ce qui permet de suivre les variations de l'énergie cinétique cyclotron  $K$

Principales difficultés

- Réalisation d'une source microondes suffisamment intense, stable et pure (avec un spectre de bruit aussi petit que possible)
- Réalisation d'une largeur cyclotron  $\gamma_c$  aussi faible que possible

(17) Augmentation de la durée de vie radiative cyclotron par effet cavité (18)

- La durée de vie radiative (émission spontanée) du mouvement cyclotron est (voir III-1)

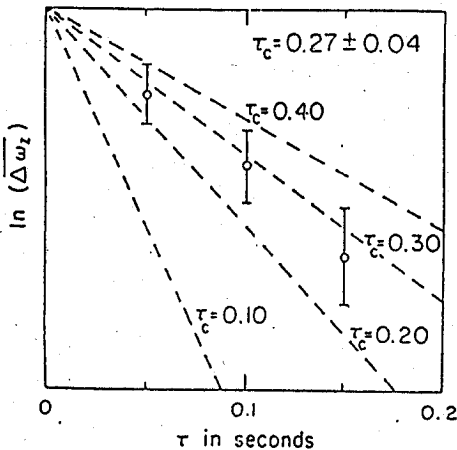
$$\tau_c = \gamma_c^{-1} = 3 m_e c^3 / 4 \omega'_c{}^2 \left( \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)$$

$$\tau_c \approx 0,08 \text{ sec pour } \frac{\omega'_c}{2\pi} = 164 \text{ GHz}$$

- En fait, comme les dimensions de la cavité ne sont pas très grandes devant  $\lambda_c$ , l'émission spontanée peut être renforcée ou inhibée, suivant que les fréquences propres de la cavité coïncident ou ne coïncident pas avec  $\omega'_c$
- Valeur mesurée de  $\tau_c$  environ 3 fois plus longue que celle prévue pour l'émission dans l'espace libre

Exemple de mesure de  $\tau_c$

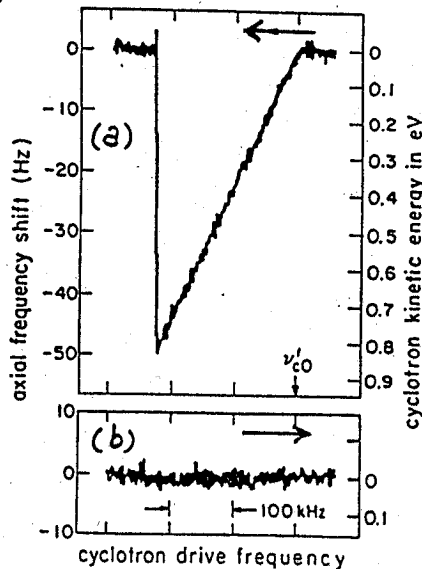
Figure extraite de (4)



Impulsion microondes, puis, après un délai  $\tau$  variable, mesure de  $\delta\omega_z$ , et donc de  $K$ . Des allongements de  $\tau_c$  par un facteur 10 ont été observés depuis [voir (5)]

(19) Observation de l'hysteresis et de la bistabilité (20)

Figure extraite de (6)



(a) Balayage par  $\omega$  décroissant  
 (b) Balayage par  $\omega$  croissant  
 Hystérésis très prononcée avec un très bon rapport signal sur bruit

Discussion des résultats

(21)

- $\frac{\omega'_c}{2\pi} = 164 \text{ GHz}$        $\frac{\omega_3}{2\pi} = 62 \text{ MHz}$
- Pas de bouteille magnétique
- L'énergie cinétique maximum  $K_0$  est égale à 0,8 eV
- Comme par ailleurs  $\gamma_c = \tau_c^{-1} = 3 \text{ rad/s}$  on a  $g = \omega'_c \frac{K_0}{m_0 c^2} \frac{2}{\gamma_c} \approx 10^6 \gg 1$
- D'après l'étude théorique (VIII-14) le rapport des discontinuités dans les 2 sens de balayage doit être de l'ordre de  $g^{2/3} \approx 10^4 \gg 1$
- Dans le sens retour [Fig. 6], la discontinuité est donc inférieure au bruit, ce qui explique qu'on ne la voit pas.
- Le bruit correspond à  $K \approx 20 \text{ meV}$ . La sensibilité permet de détecter des effets relativistes sur un  $e^-$  de 20 meV (voir aussi (7))

Récapitulation des résultats obtenus par l'équipe de H. Dehmelt

(22)

- Piégeage, refroidissement et confinement d'un  $e^-$  ou  $e^+$  unique dans une zone dont les dimensions sont de l'ordre de quelques microns
- Observation du même  $e^-$  pendant plusieurs mois
- Observation de l'effet Stern-Gerlach continue sur un  $e^-$  unique
- Gain de plusieurs ordres de grandeur sur la détermination des anomalies  $a(e^-)$  et  $a(e^+)$  [voir transparents suivants]
- Observation d'un hystérésis et d'une bistabilité d'origine relativiste sur un  $e^-$  unique. "Mini synchrocyclotron"
- Observation d'un allongement d'une durée de vie radiative dans une cavité par un facteur 10

Résultats obtenus sur  $a(e^\pm)$

(23)

- Résultats publiés [voir (8) et (9)]
- $a(e^-) = 0.001159652200$  (40)
- $a(e^+) = 0.001159652222$  (50)
- $\Delta a/a \approx 4 \cdot 10^{-8}$        $\Delta g/g \approx 4 \cdot 10^{-11}$
- $\frac{g(e^+)}{g(e^-)} = 1 + (22 \pm 64) 10^{-12}$

Comparaison avec la théorie (4, 10)

- $a(e)_{th} = 0.001159652460$  (147)
- Incertitudes sur  $\alpha$
- Calcul des termes en  $\alpha^4$  non terminé.
- Pour les implications de ces résultats sur les symétries fondamentales (CPT), et pour les résultats sur les autres leptons ( $\mu_+$  et  $\mu_-$ ), voir les références (11)

Résultats les plus récents [12, 13]

(24)

- $a(e^-) = 0.001159652193$  (4)
- $\Delta a/a \approx 4 \cdot 10^{-9}$        $\Delta g/g \approx 4 \cdot 10^{-12}$
- (Source microonde plus pure et plus stable. Champ  $B_0$  plus stable)
- Gain d'environ 3 ordres de grandeur sur les mesures antérieures les plus précises
- Groupe de Michigan [réf. 14] utilisant la méthode de précession
- Groupe de Mayence [réf. 15] utilisant aussi des  $e^-$  dans un piège de Penning, le spin de ces  $e^-$  étant orienté et détecté par collisions avec un jet d'atomes de Sodium.

Prolongements possibles (25)

① Confinement le plus petit possible d'un  $e^-$  (compatible avec la mécanique quantique)

Refroidissement radiatif par excitation des bandes latérales à  $\omega_c' + \omega_m$ ,  $\omega_c' - \omega_m$ ,  $\omega_z + \omega_m$  [voir V-25]

Espoir de refroidir ainsi au maximum tous les degrés de liberté et de préparer  $e^-$  dans l'état  $n=0$ ,  $k=0$ ,  $s=0$

La seule énergie résiduelle serait alors l'énergie du point zéro

On aurait alors un confinement dans un cylindre de diamètre 400 Å et de hauteur 5000 Å (pour  $\frac{\omega_c'}{2\pi} = 150 \text{ GHz}$ ,  $\frac{\omega_z}{2\pi} = 60 \text{ MHz}$ )

② Augmentation de la précision (26)

par suppression de la bouteille magnétique et des inhomogénéités de  $\vec{B}_0$

Comment détecter l'état  $(n, m)$  dans lequel  $e^-$  se trouve ?

1<sup>ère</sup> possibilité

Pour une intensité donnée du champ excitant le mouvement cyclotron, il y a une variation temporelle  $\omega = f(t)$  de la fréquence de ce champ pour laquelle l'énergie du mouvement cyclotron croît le plus vite possible avec  $t$ .

(i) Le champ doit être résonnant à  $t=0$

(ii)  $\omega$  doit être ajusté en permanence au déplacement relativiste

Réglage parfait du "mini synchrocyclotron"

Principe de la détection

Un tel réglage parfait n'est pas le même suivant que  $e^-$  est à  $t=0$  dans  $n=0$  ou  $n=1$ . Les fréquences de résonance initiales  $\nu_{01}$  et  $\nu_{12}$  diffèrent en effet de  $2R\omega_0 = 210 \text{ Hz}$  (voir VII-21), ce qui est grand devant la largeur intrinsèque  $\gamma_c$

L'excitation finale à la fin de l'impulsion  $\omega = f(t)$  peut donc être très différente suivant qu'à  $t=0$   $n=0$  ou  $n=1$

De même, si  $n=0$ , les fréquences de résonance initiales  $\nu_{01}(\downarrow)$  et  $\nu_{01}(\uparrow)$  ne sont pas les mêmes suivant que  $e^-$  est dans l'état  $\downarrow$  ou  $\uparrow$ . Elles diffèrent de  $210 \text{ Hz}$  (voir VII-21)

2<sup>ème</sup> possibilité (nécessitant (28) peut être un réglage moins critique)

Balayage "adiabatique rapide" de la fréquence  $\omega$  du champ excitant le mouvement cyclotron

- Si, à  $t=0$ ,  $e^-$  est dans  $n=0$ , il passe dans  $n=1$  quand  $\omega$  passe sur  $\omega_{01}$ , puis dans  $n=2$  quand  $\omega$  passe sur  $\omega_{12}$ , et ainsi de suite...

- Par contre si, à  $t=0$ ,  $e^-$  est dans  $n=1$ , il passe dans  $n=0$  quand  $\omega$  passe sur  $\omega_{01}$ , et il y reste ensuite, car  $\omega$  diminue et ne peut plus être résonnant.

Ces 2 possibilités permettent ainsi de repérer la valeur initiale de  $n$  et de suivre ainsi une résonance entre  $n=0$  et  $n=1$  [référence (13)]



### ③ Corrections radiatives dans une cavité

Comment le facteur  $g$  de  $e^-$  est-il modifié par la présence des parois de la cavité ?

De même que la présence de ces parois modifie la durée de vie radiative (effets dissipatifs), elle doit également modifier les fréquences propres de  $e^-$  (effets réactifs)

A partir de quelle précision sur  $g$  faut-il tenir compte de ces effets ?

Voir par exemple références (16) et (17)

Autre effet analogue : effet Casimir pour un atome au voisinage d'une paroi

### ④ Possibilités d'extension de la méthode à d'autres systèmes (ref. 18)

- Antiproton

Les difficultés viennent de la grande énergie initiale de  $p^-$  (voir ref. 19)

- Système de  $2 e^-$

Il serait intéressant d'étudier les effets de la répulsion coulombienne sur les niveaux d'énergie d'un tel système.

- Système  $e^- e^+$

Dans un piège RF plutôt qu'un piège de Penning (car la force de piégeage est indépendante du signe de la charge dans un piège RF)

### Suite des références

- (8) H. Dehmelt in *Atomic Physics 7* (1981), edited by D. Kleppner and F. Pipkin (Plenum) p. 337
- (9) P. Schwinger, R. Van Dyck, H. Dehmelt in "Precision measurement and fundamental constants II", déjà cité en (7), p. 215
- (10) T. Kinoshita, in *Atomic Physics 9*, eds R. Van Dyck and E. Fortson, World Scientific Book Publishers, New York 1985 à paraître
- (11) J. Field, E. Picasso, E. Combey, *Sov. Phys. Usp.* 22, 199 (1979) voir aussi séminaire de E. Picasso au Collège de France, le 19/3/85
- (12) H. Dehmelt in *Atomic Physics 9*, déjà cité en (10)
- (13) H. Dehmelt, communication au symposium A. Kastler 1985 à paraître
- (14) A. Reeh, J. Wesley, *Rev. Mod. Phys.* 44, 250 (1972)
- (15) G. Graff, G. Mayer, R. Roeder, G. Werth, *Phys. Rev. Lett.* 21, 340 (1968)  
G. Graff, E. Klempt, G. Werth, *Z. Physik* 222, 201 (1969)
- (16) E. Fischbach, N. Nakagawa, *Phys. Rev. D* 30, 2356 (1984)
- (17) K. Svozil, *Phys. Rev. Lett.* 54, 742 (1985)
- (18) H. Dehmelt, R. Van Dyck, P. Schwinger, G. Gabrielse, *B.A.P.S.* 24, 757 (1979)
- (19) W. Kells, G. Gabrielse, K. Helmerson, in *Atomic Physics 9, Satellite Workshops and Conference Abstracts*, p. 1389  
R. Van Dyck and E. Fortson eds, 1984