

Buts de ce cours

Passer en revue les diverses méthodes de refroidissement, évaluer les limites ultimes du refroidissement laser dans un puits harmonique, expliquer qualitativement le principe du refroidissement laser dans un piège de Penning.

Les expériences de refroidissement laser seront décrites ultérieurement.

- ① - Introduction - Importance du refroidissement (T1 à T2)
- ② - Méthodes de refroidissement autres que le refroidissement laser
  - Evaporation (T3)
  - Collision avec un gaz léger (T4 à T5)
  - Dissipation par effet Joule dans le circuit extérieur (T6 à T7)
- ③ - Refrondissement laser d'un ion piégé dans un puits harmonique  
Limite des liaisons fortes
  - Hypothèses (T8)
  - Calcul de la vitesse de variation de l'énergie moyenne de vibrations (T9 à T11)
  - Résultats (T12)
- ④ - Refrondissement laser d'un ion piégé dans un puits harmonique  
Limite des liaisons faibles
  - Hypothèses - Interprétation simple - Avantage des ions piégés (T13 à T15)
  - Calcul de la vitesse de variation de l'énergie moyenne de la vibration - Comparaison avec des ions libres (T16 à T19)
  - Résultats (T20)
- ⑤ - Refrondissement laser dans un piège de Penning - Etude qualitative de la limite des liaisons faibles (T21 à T27)
- ⑥ - Liste des ions ayant déjà été refroidis (T28)

Références

- (1) - H.G. Dehmelt Adv. At. Mol. Phys. 3, 53 (1967)
- (2) - H.G. Dehmelt in "Advances in Laser Spectroscopy" (F.T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther eds) Plenum (1983), p.153
- (3) - M. Vedel, J. de Physique 37, L339 (1976)
- (4) - F. Plumelle, M. Desaintfusien, M. Duchene, C. Andoin, Optics Comm. 39, 71 (1980)
- (5) - H. Schaaf, V. Schmeling, G. Werth, Appl. Phys. 25, 249 (1981)
- (6) - D.A. Church, H.G. Dehmelt, J. Appl. Phys. 40, 3421 (1969)

Pour le refroidissement laser, voir

- (7) - D.J. Wineland, W.M. Itano, Phys. Rev. A20, 1521 (1979)
- (8) - W.M. Itano, D.J. Wineland, Phys. Rev. A25, 35 (1982)

Importance du refroidissement (1)

① Compensation de l'échauffement (dû aux défauts du piège, aux collisions), qui risquerait de rendre trop court le temps de séjour d'un ion dans le piège.

② Diminution de l'effet Doppler

Effet Doppler du 1<sup>er</sup> ordre

Si l'amplitude  $a$  du mouvement de vibration dans le piège est petite devant la longueur d'onde  $\lambda$  de la transition étudiée, suppression de l'effet Doppler du 1<sup>er</sup> ordre

Effet Dicke - Effet Mossbauer

Condition  $a < \lambda$  facile à réaliser pour les transitions micro-ondes des ions piégés. Plus difficile pour les transitions optiques

Effet Doppler du 2<sup>ème</sup> ordre (2)

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \sim \frac{mv^2/2}{mc^2} = \frac{E_k}{mc^2}$$

- Sans refroidissement laser,  $E_k$  est de l'ordre de 1 eV (dixième de la profondeur du puits)

Pour  $M = 50$  u.a.  $\Delta\nu/\nu \sim 2 \cdot 10^{-11}$   
(Pour un jet atomique de Cs,  $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-14}$ )

- Avec refroidissement laser, on peut atteindre  $T = 20$  mK pour des ions  $Mg^+$  piégés  $\rightarrow \Delta\nu/\nu \sim 2 \cdot 10^{-16}$

Amélioration spectaculaire

③ Possibilité de contrôler la

position et la vitesse d'une particule (dans les limites imposées par la mécanique quantique)

Obtention de grandes longueurs d'onde de de Broglie

Méthodes de refroidissement (3)

(autres que le refroidissement laser)

① Evaporation

Nuage d'ions en équilibre thermodynamique

Certains ions acquièrent une énergie suffisante pour quitter le nuage (et heurter les électrodes)

↳ Perte d'énergie par "évaporation" qui compense l'injection d'énergie (due par exemple au chauffage RF)

Mécanisme qui, à lui seul, permet d'obtenir des températures de l'ordre du dixième de la profondeur du puits

Inconvénient : perte des ions. Pour une discussion semi-quantitative, voir références (1) et (2).

② Collisions contre un gaz léger (4)

Amortissement du mouvement lent dans un piège de Paul

Observation expérimentale de cet effet (le gaz léger est en général de l'hélium)

- Diminution des dimensions spatiales du nuage

- Augmentation du temps de séjour dans le piège

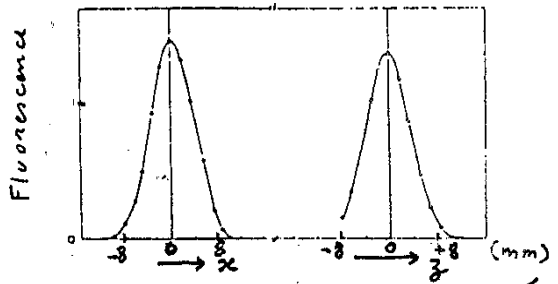
- Augmentation du nombre d'ions qui peuvent être piégés

Voir références (3) à (5)

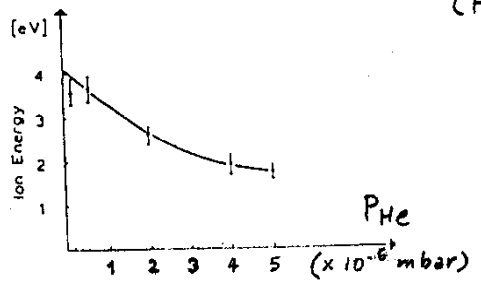
Possibilité de réduire ainsi par un facteur de l'ordre de 3 la température atteinte par la seule évaporation.

Exemples de résultats expérimentaux

Ions  $Ba^+$  dans un piège RF (5)  
 Mesure de la distribution spatiale par balayage spatial d'un laser  
 ↳ Mesure de T



Effet des collisions avec un gaz léger (He)



Figures extraites de (5)

③ Dissipation d'énergie par effet Joule dans le circuit extérieur

Le courant induit par la vibration axiale de l'ion dissipe de l'énergie qui est prise sur l'énergie de vibration de l'ion

Temps d'amortissement  $\tau = \frac{l}{R}$   
 $l$ : self équivalente à l'ion  
 $R$ : Résistance du circuit

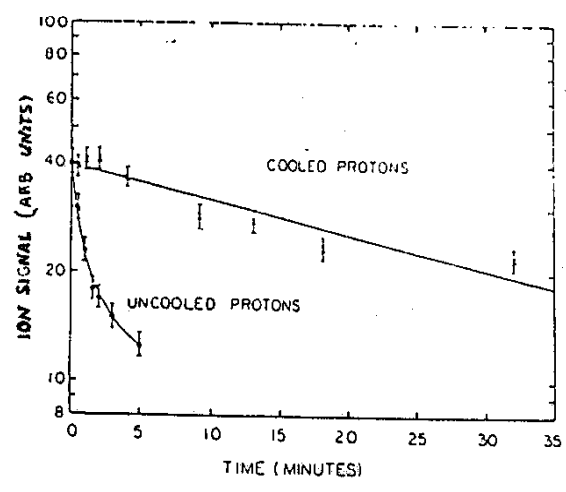
Comme  $l$  est proportionnel à la masse  $m$ , le couplage au circuit extérieur est beaucoup plus faible pour des ions que pour les électrons. Néanmoins, il suffit que le temps d'amortissement soit plus court que le temps de séjour dans le piège

Observation expérimentale de cet effet sur des protons piégés

Observation de cet effet sur des protons piégés (7)

Augmentation de la durée de vie des protons dans le piège quand leur fréquence de vibration axiale est accordée sur la fréquence de résonance du circuit extérieur

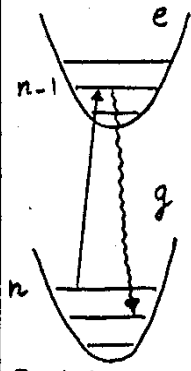
Figure extraite de (6)



Refroidissement laser (8)

Puits harmonique - Limite des liaisons fortes ( $\omega_v \gg \Gamma$ )

Laser dirigé suivant Ox et accordé sur la 1<sup>ère</sup> bande latérale inférieure  $\omega = \omega_0 - \omega_v$



Processus physique permettant de réduire le nombre quantique de vibration  $n$  le long de Ox dans l'état  $g$  et facilité par le choix  $\omega = \omega_0 - \omega_v$

Problème

Jusqu'où peut-on réduire l'énergie moyenne de vibration de l'ion  $\langle H_x \rangle$  le long de Ox ?  
 Valeur limite de  $\langle n \rangle$

Vitesse de variation de  $\langle H_x \rangle$  (9)

D'après le cours IV,  $d\langle H_x \rangle / dt = \frac{I}{\hbar \omega} \sum_n P_n \sum_{n'} [(n'-n)\hbar \omega_v + R \delta_x] I_{n'n} \sigma_0 \mathcal{L}_{n'n}$

- $I/\hbar \omega$ : Flux de photons incidents
- $P_n$ : Population du niveau  $g_n$
- $(n'-n)\hbar \omega_v$ : Energie externe gagnée lors du processus d'absorption  $g_n \rightarrow g_{n'}$
- $\delta_x R$ : Energie de recul gagnée sur  $Ox$  lors de l'émission spontanée à partir de  $e_{n'}$

$I_{n'n} = |\langle n' | e^{ikx} | n \rangle|^2$

Intensité relative de la transition  $g_n \rightarrow g_{n'}$

$\sigma_0$ : Section efficace à résonance de l'ion libre

$\mathcal{L}_{n'n} = \frac{\Gamma^2/4}{[\omega - \omega_0 - (n'-n)\omega_v]^2 + \Gamma^2/4}$

Facteur de résonance décrivant l'effet de l'écart à résonance

Limite de Lamb-Dicke (10)

On suppose  $R \ll \hbar \omega_v$  et un refroidissement préalable suffisant pour que les seuls niveaux  $n$  peuplés soient tels que

$kx \sim k \sqrt{n \hbar / m \omega_v} \sim \sqrt{n R / \hbar \omega_v} \ll 1$

Calcul des  $I_{n'n}$

$e^{ikx} \approx 1 + ikx$  si  $kx \ll 1$

$x = \sqrt{\hbar / 2m\omega_v} (a_x + a_x^\dagger)$

$I_{n,n} = 1$

$I_{n-1,n} = n \frac{\hbar k^2}{2m\omega_v} = n \frac{R}{\hbar \omega_v} \ll 1$

$I_{n+1,n} = (n+1) \frac{R}{\hbar \omega_v} \ll 1$

La raie centrale  $\Delta n = 0$  est beaucoup plus intense que les 2 premières bandes latérales  $\Delta n = \pm 1$ , elles mêmes beaucoup plus intenses que les bandes  $\Delta n = \pm 2, \dots$  qui seront négligées

Facteurs de résonance (11)

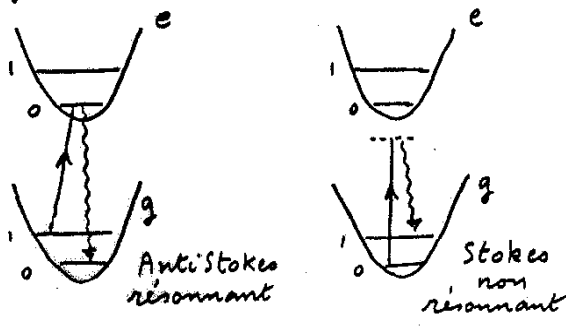
Laser accordé sur  $\omega = \omega_0 - \omega_v$

$\mathcal{L}_{n'n} = \mathcal{L}_{n'-n} = \mathcal{L}_{\Delta n}$

$\mathcal{L}_{-1} = 1$     $\mathcal{L}_0 = \Gamma^2 / 4\omega_v^2$     $\mathcal{L}_{+1} = \Gamma^2 / 16\omega_v^2$

La raie  $\Delta n = 0$  est intense, mais réduite par l'écart à résonance  
 La raie  $\Delta n = -1$  est faible ( $\sim R/\hbar \omega_v$ ) mais favorisée par le choix de  $\omega$

Compétition entre processus Stokes et anti-Stokes permettant de comprendre l'atteinte d'un régime stationnaire



Calcul de  $d\langle H_x \rangle / dt$  (12)

$\frac{d}{dt} \langle H_x \rangle = \frac{I \sigma_0}{\hbar \omega} \sum_n P_n \times$

$[(\hbar \omega_v + \delta_x R) \frac{(n+1)R}{\hbar \omega_v} \frac{\Gamma^2}{16\omega_v^2} \leftarrow \Delta n = +1$

$+ (0 + \delta_x R) 1 \frac{\Gamma^2}{4\omega_v^2} \leftarrow \Delta n = 0$

$+ (-\hbar \omega_v + \delta_x R) \frac{nR}{\hbar \omega_v} 1 \leftarrow \Delta n = -1$

A des termes en  $R^2$  près, il vient

$\frac{d}{dt} \langle H_x \rangle = \frac{I \sigma_0}{\hbar \omega} R \left[ \frac{\Gamma^2}{4\omega_v^2} (\delta_x + \frac{1}{4}) - \langle n \rangle \right]$

$\langle n \rangle = \sum_n n P_n$

Régime stationnaire

$\langle n \rangle = \frac{\Gamma^2}{4\omega_v^2} (\delta_x + \frac{1}{4}) \ll 1$

C'est surtout  $n=0$  qui est peuplé  
 On peut montrer que les  $P_n$  suivent une loi de Boltzmann

$kT_x = \langle n \rangle \hbar \omega_v$

$= \frac{\delta_x + \frac{1}{4}}{4} \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{\omega_v} \ll \hbar \Gamma$

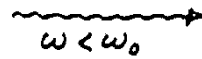
Refroidissement laser (13)

Puits harmonique. Limite des liaisons faibles ( $\omega_r \ll \Gamma$ )

- Situation beaucoup plus courante que la précédente
- Pendant la durée d'un processus de diffusion, au plus de l'ordre de  $\Gamma^{-1}$ , l'ion se déplace très peu dans le puits. Le changement de vitesse (petit) produit par la diffusion d'un photon peut être considéré comme instantané et se produisant en un point donné
- Les phénomènes physiques, voisins de ceux relatifs à l'ion libre, peuvent être interprétés en termes de pression de radiation

Interprétation en termes de pression de radiation (14)

Laser accordé en dessous de résonance      Ion vibrant



C'est dans la phase où l'ion va au devant de l'onde laser qu'il se rapproche de résonance et subit la pression de radiation la plus forte qui le ralentit

La force, moyennée sur une période de vibration  $2\pi/\omega_r$ , peut être décomposée en une force constante, qui déplace l'ion vers la droite (jusqu'à être équilibrée par la force de rappel du piège), et une force de friction qui amortit la vibration.

Avantages d'opérer sur des ions piégés (plutôt que sur des atomes libres) (15)

- La force de rappel du piège compense la pression de radiation moyenne (Il n'est plus nécessaire d'utiliser 2 faisceaux laser, de même intensité, se propageant en sens inverse)
- Les ions sont piégés et ne sortent pas du faisceau laser. Le refroidissement agit en permanence
- Si les fréquences de vibration de l'ion dans les 3 directions  $Ox, Oy, Oz$  sont suffisamment différentes, et si le faisceau laser de refroidissement ne coïncide avec aucune de ces directions, possibilité de refroidir les 3 degrés de liberté avec un seul faisceau laser

Vitesse de variation de  $\langle H_x \rangle$  (16)

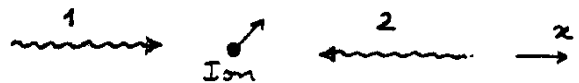
Ions piégés Laser suivant  $Ox$

Même expression que plus haut  

$$d\langle H_x \rangle / dt = (I \sigma_0 / \hbar \omega) \sum_n P_n \sum_{n'} [(n' - n) \hbar \omega_r + \Delta_x R] I_n n' L_{n'n}$$

Il sera intéressant de comparer la limite du refroidissement avec celle pour des ions libres

Ions libres 2 lasers de même direction suivant les sens  $> 0$  et  $< 0$  de  $Ox$



$$d\langle H_x \rangle / dt = (I \sigma_0 / \hbar \omega) \int d^3v P(v) \left\{ [R(1 + \Delta_x) + \hbar k v_x] \mathcal{L}_+^{\circ}(v_x) \leftarrow \text{Laser 1} \right. \\ \left. + [R(1 - \Delta_x) - \hbar k v_x] \mathcal{L}_-^{\circ}(v_x) \right\} \leftarrow \text{Laser 2}$$

$$\mathcal{L}_{\pm}^{\circ}(v_x) = \frac{\Gamma^2/4}{[\omega - \omega_0 \mp k v_x]^2 + \Gamma^2/4}$$

Phase ultime du refroidissement

On suppose un refroidissement préalable suffisant pour que l'effet Doppler résiduel soit très faible devant  $\Gamma$ . Les facteurs de résonance  $\mathcal{L}$  peuvent alors être développés en puissances de  $k v_x / \Gamma$ ,  $(n-n') \omega_v / \Gamma$

Pour des ions libres

$$\mathcal{L}_{\pm}(v_x) = \frac{\Gamma^2/4}{\frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0)^2} \left[ 1 \pm 2k v_x \frac{\omega - \omega_0}{\frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0)^2} \right]$$

Pour des ions piégés

$$\mathcal{L}_{n'n} = \frac{\Gamma^2/4}{\frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0)^2} \left[ 1 + 2(n'-n)\omega_v \frac{\omega - \omega_0}{\frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0)^2} \right]$$

Pour maximiser l'efficacité du refroidissement, il faut rendre  $\frac{\omega - \omega_0}{\frac{\Gamma^2}{4} + (\omega - \omega_0)^2}$  le plus négatif possible, donc choisir  $\omega - \omega_0 = -\frac{\Gamma}{2}$

Limites du refroidissement (18)  
pour des ions libres

Pour  $\omega - \omega_0 = -\frac{\Gamma}{2}$ ,  $\mathcal{L}_{\pm}(v_x) = \frac{1}{2} \left[ 1 \mp \frac{2k v_x}{\Gamma} \right]$

$\hookrightarrow d\langle H_x \rangle / dt = (I\sigma_0 / \hbar\omega) \int d^3v \mathcal{P}(v)$

$$\left\{ \left[ R(1+s_x) + \hbar k v_x \right] \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{2k v_x}{\Gamma} \right) + \left[ R(1+s_x) - \hbar k v_x \right] \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2k v_x}{\Gamma} \right) \right\}$$

$$= \frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} \left[ R(1+s_x) - 2 \frac{\hbar k^2 \langle v_x^2 \rangle}{\Gamma} \right]$$

$$= \frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} \frac{8R}{\hbar\Gamma} \left[ \frac{1+s_x}{8} \hbar\Gamma - \frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle \right]$$

$\langle H_x \rangle$

Valeur limite de  $\langle H_x \rangle$  dans la direction  $Ox$  du refroidissement

$$\langle H_x \rangle = \frac{1+s_x}{8} \hbar\Gamma = \frac{1}{2} k T_x$$

Chauffage dans les autres directions  $Ox$  et  $Oy$

Limites du refroidissement (19)  
pour des ions liés

$\omega - \omega_0 = -\frac{\Gamma}{2} \rightarrow \mathcal{L}_{n'n} = \frac{1}{2} \left[ 1 - 2 \frac{(n'-n)\omega_v}{\Gamma} \right]$

$$d\langle H_x \rangle / dt = (I\sigma_0 / \hbar\omega) \sum_n \mathcal{P}_n \sum_{n'} \left[ (n'-n)\hbar\omega_v + s_x R \right] \left[ 1 - \frac{2(n'-n)\omega_v}{\Gamma} \right] | \langle n' | e^{ikx} | n \rangle |^2$$

Pour faire le calcul, on utilise

$$(n'-n)\hbar\omega_v | \langle n' | e^{ikx} | n \rangle |^2 = \langle n | e^{-ikx} | n' \rangle \langle n' | [H_x, e^{ikx}] | n \rangle$$

$$(n'-n)^2 (\hbar\omega_v)^2 | \langle n' | e^{ikx} | n \rangle |^2 = \langle n | [e^{-ikx}, H_x] | n' \rangle \langle n' | [H_x, e^{ikx}] | n \rangle$$

$$\sum_{n'} | \langle n' \rangle \langle n' | = 1$$

$$e^{-ikx} H_x e^{ikx} = \frac{(p_x + \hbar k_x)^2}{2m} + V(x)$$

$$\langle \frac{p_x^2}{2m} \rangle = \frac{1}{2} \langle H_x \rangle$$

Résultats du calcul (20)

$$\frac{d}{dt} \langle H_x \rangle = \frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} R \left[ \frac{1+s_x}{2} - \frac{4 \langle \frac{p_x^2}{2m} \rangle}{\hbar\Gamma} \right]$$

Energie cinétique limite

$$\langle \frac{p_x^2}{2m} \rangle = \frac{1+s_x}{8} \hbar\Gamma$$

Même résultat que pour des ions libres

$$\hbar\Gamma \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \quad \text{pour } \frac{\Gamma}{2\pi} = 10 \text{ MHz}$$

Vitesse de refroidissement

$$\frac{1}{T_p} \sim \frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} \frac{4R}{\hbar\Gamma}$$

$I\sigma_0 / \hbar\omega$ , probabilité par unité de temps d'un cycle absorption émission spontanée, est bornée par  $\Gamma$  :

$$\frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} < \Gamma$$

$$\hookrightarrow T_p > \frac{\hbar}{R} \gg \Gamma^{-1}$$

Refroidissement laser dans un piège de Penning (21)

Difficulté liée à l'ordre inversé des niveaux magnétron (énergie négative, augmentant en valeur absolue quand le nombre quantique magnétron croît)

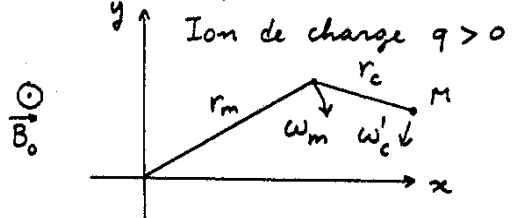
Si le laser est accordé en dessous de résonance, les mouvements cyclotron et vibration axiale sont refroidis; (comme pour un ion lié harmoniquement). Par contre, le mouvement magnétron est échauffé

Solution à cette difficulté

Utilisation d'un faisceau laser présentant un gradient d'intensité dans le plan de l'orbite magnétron (voir référence 8 pour une discussion quantitative)

Rappels sur les mouvements cyclotron et magnétron (22)

Correspondent au mouvement transversal dans le plan  $xOy$  perpendiculaire à la direction  $Oz$  du champ magnétique  $\vec{B}_0$



Composition de 2 mouvements circulaires uniformes de rayons  $r_c$  et  $r_m$ , et de vitesses angulaires  $\omega'_c$  et  $\omega_m$

Notation complexe pour repérer la position  $M$  de l'ion à l'instant  $t$

$$\rho = \underbrace{r_m e^{-i(\omega_m t + \varphi_m)}}_{\rho_m} + \underbrace{r_c e^{-i(\omega'_c t + \varphi_c)}}_{\rho_c}$$

$$x = \text{Re } \rho \quad y = \text{Im } \rho$$

Effet moyen d'un cycle absorption/émission spontanée se produisant à l'instant  $t$  Laser suivant  $Oy$  (23)

- On suppose  $\Gamma \gg \omega'_c, \omega_m$ .  
L'ion ne bouge pratiquement pas pendant le cycle  $\delta \rho = 0$

L'effet moyen du cycle (moyenné sur toutes les directions du photon émis) est de faire changer brusquement la vitesse de  $\delta \vec{v} = \hbar \vec{k} / m$

En notations complexes

$$\delta v = \delta \dot{\rho} = i \hbar k / m \quad (\delta \vec{v} \parallel \vec{a} \text{ } Oy)$$

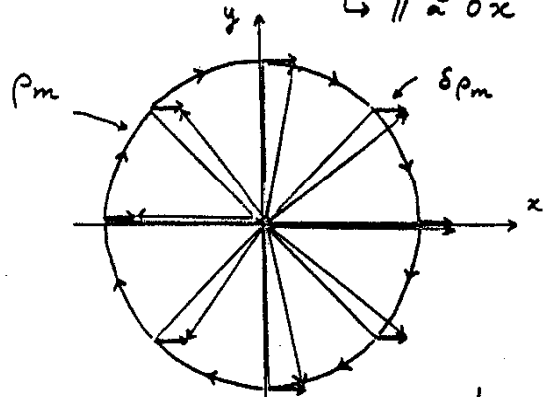
- Immédiatement après un tel cycle,  $\rho_m$  change de  $\delta \rho_m$ ,  $\rho_c$  de  $\delta \rho_c$  et  $\delta \rho = 0$ ,  $\delta \dot{\rho} = i \hbar k / m$  donnent

$$\begin{cases} \delta \rho = \delta \rho_m + \delta \rho_c = 0 \\ \delta \dot{\rho} = -i \omega_m \delta \rho_m - i \omega'_c \delta \rho_c = i \hbar k / m \end{cases}$$

$$\hookrightarrow \delta \rho_m = \frac{\hbar k / m}{\omega'_c - \omega_m} \leftarrow > 0$$

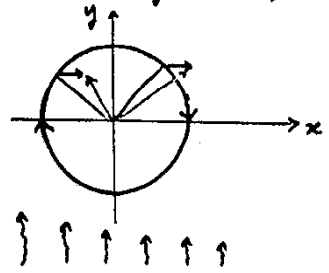
Variation du rayon magnétron consécutif à un cycle absorption/émission spontanée (24)

$$\delta \rho_m = \hbar k / m (\omega'_c - \omega_m) \quad \text{réel} > 0 \quad \hookrightarrow \parallel \vec{a} \text{ } Ox$$



Suivant l'instant où se produit le cycle, le passage de  $\rho_m$  à  $\rho_m + \delta \rho_m$  se traduit par une augmentation ou une diminution du rayon  $r_m$

Condition pour avoir une diminution du rayon magnétron (en moyenne sur une orbite magnétron) (25)



$r_m$  diminue dans la partie gauche (quand le mouvement magnétron est dans le même sens que le laser), augmente dans la partie droite

Pour avoir globalement une diminution, il faut éclairer préférentiellement dans la région où le mouvement magnétron éloigne l'ion du laser  
 ↳ Gradient d'intensité  $< 0$  le long de Ox

Refroidissement simultané des (26) mouvements cyclotron et magnétron

- Comme  $\delta p_c = -\delta p_m$ , l'effet d'inhomogénéité spatiale de l'intensité laser  $I_L$  est d'augmenter  $r_c$  si  $r_m$  est diminué
- Si on choisit un désaccord  $\omega - \omega_0 < 0$  2 effets en sens inverse

Magnétron

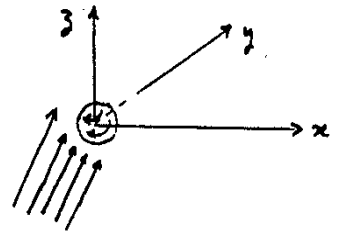
$\partial I_L / \partial x < 0 \rightarrow$  Refroidit  
 Désaccord  $\omega < \omega_0 \rightarrow$  Echauffe

Cyclotron

$\partial I_L / \partial x < 0 \rightarrow$  Echauffe  
 Désaccord  $\omega < \omega_0 \rightarrow$  Refroidit

Comme  $r_m \gg r_c$  et  $\omega_m \ll \omega_c$ , on peut trouver des conditions où l'effet de gradient d'intensité l'emporte pour le mouvement magnétron et l'effet de désaccord l'emporte pour le mouvement cyclotron

Refroidissement simultané des 3 mouvements (cyclotron, magnétron, vibration axiale) (27)



- Faisceau laser dont le vecteur d'onde est parallèle au plan  $yOz$
- Désaccordé en dessous de résonance :  $\omega - \omega_0 \approx -\Gamma/2$
- Fait un angle différent de  $\pi/2$  avec Oz pour avoir une composante sur Oz refroidissant la vibration axiale
- Décalé vers les  $x < 0$ , pour avoir  $\partial I_L / \partial x < 0$  et refroidir le mouvement magnétron

Liste des ions qui ont déjà (28) été refroidis

Ba <sup>+</sup>	Heidelberg Seattle
Mg <sup>+</sup>	Boulder Seattle Orsay
Be <sup>+</sup>	Boulder
Hg <sup>+</sup>	Boulder (en cours)

Utilisation des 2 types de piège (Penning - Paul)

Obtention de températures de l'ordre de la dizaine de mK

Détection d'un ion unique