

Blocage de l'absorption de lumière par interférence quantique. Étude de quelques applications"

Claude Cohen-Tannoudji

**Institut des Hautes Études Scientifiques
Bures-sur-Yvette , 11 Mars 2015**



1530

Collège de France



CENTRE NATIONAL
DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



Recherche sur les Atomes Froids
Institut Francilien de

IFRAF

Buts de cet exposé

Décrire une expérience, réalisée en 1976 à Pise, et où l'absorption de lumière par certains états, appelés "états noirs", est bloquée par un effet d'interférence quantique destructive

Donner l'interprétation physique de cet effet

Montrer que les états noirs ont joué un rôle essentiel dans la découverte de nombreux effets physiques nouveaux

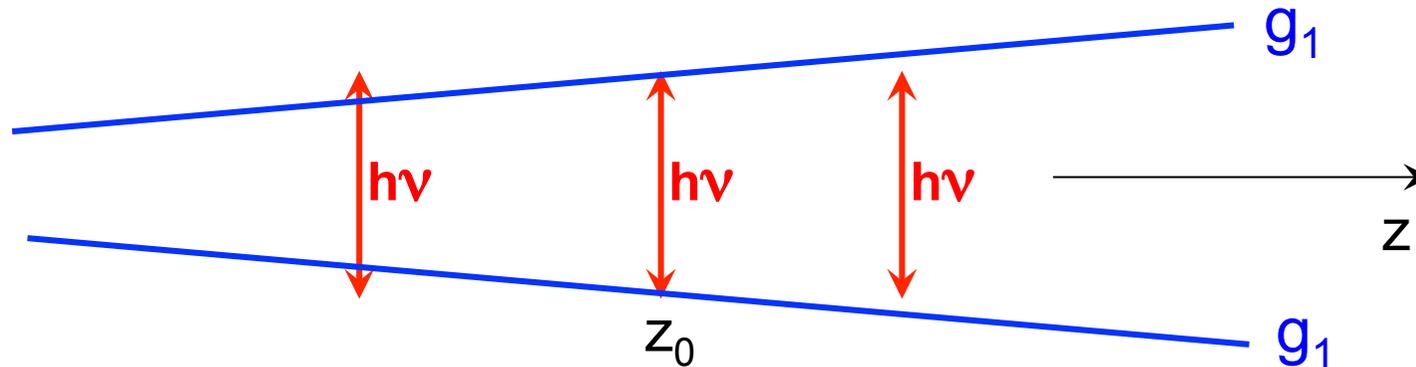
- Transparence Induite par la Lumière**
- Lumière Lente**
- Refroidissement Laser Subrecul et Lien avec les Marches au Hasard Anormales ("Vols de Lévy")**
- Passage Adiabatique Raman Stimulé (STIRAP)**
- Molécules Ultrafroides**

États noirs

L'expérience d'Adriano Gozzini à Pise

Vapeur atomique pompée optiquement dans un gradient de champ magnétique le long de z

L'écart entre 2 sous-niveaux Zeeman g_1 et g_2 dépend de z



Un champ RF de fréquence ν n'induit de résonances entre les 2 niveaux qu'au point z_0 où leur écart est égal à $h\nu$

Modification des populations de g_1 et g_2 en z_0 se traduisant par un changement de brillance du trajet du faisceau laser en z_0

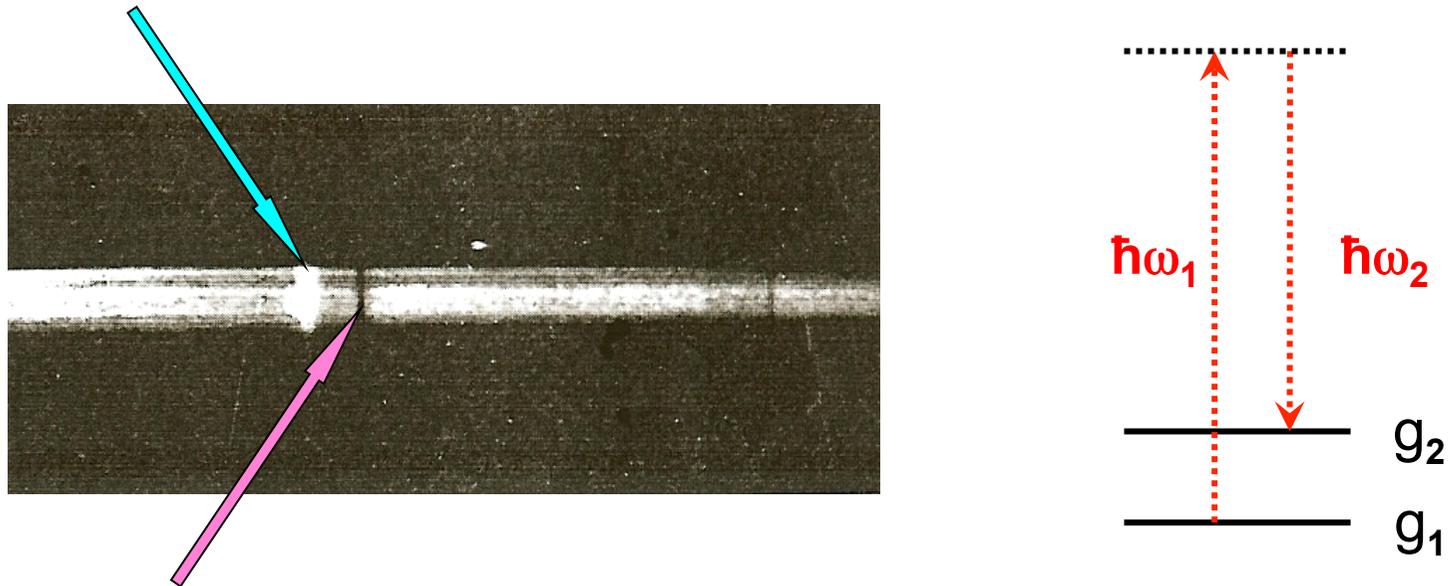
Analogie avec IRM: Résonances magnétiques résolues spatialement



Adriano Gozzini

Résonances brillantes et résonances « noires »

Résonance brillante: apparaît au point z_0 où l'écart entre g_1 et g_2 est égal à $h\nu$



Résonance noire: apparaît également en l'absence de radiofréquence mais seulement pour un champ laser bimode contenant au moins 2 fréquences ω_1 et ω_2 .

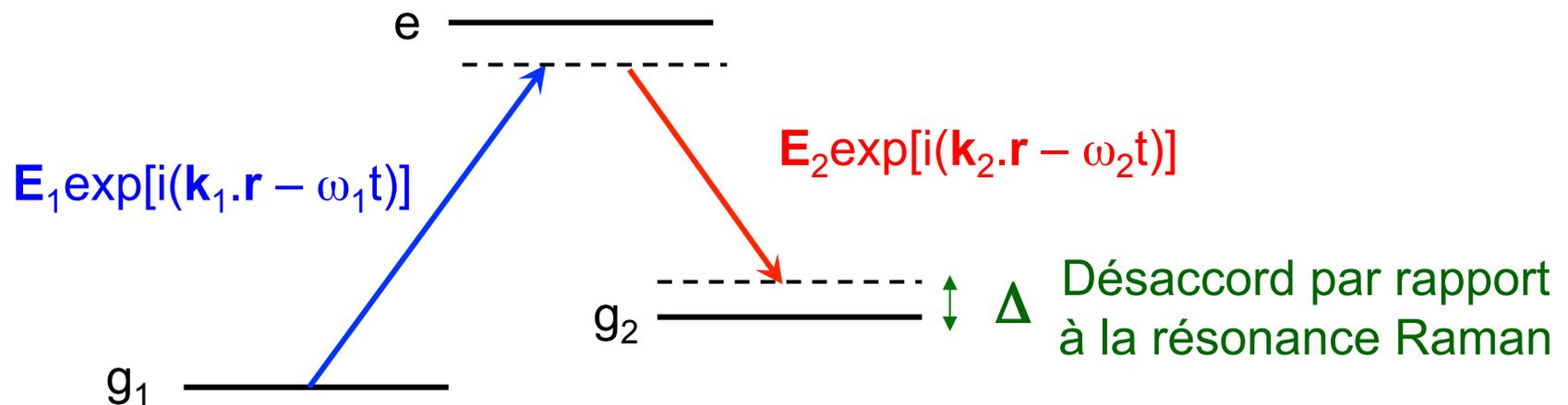
Apparaît au point z'_0 où l'écart entre g_1 et g_2 est égal à $\hbar(\omega_1 - \omega_2)$
Condition de résonance Raman

Approches théoriques

Équations de Bloch optiques E. Arimondo, G. Orriols

Équations d'évolution de la matrice densité d'un atome à 3 niveaux g_1 , g_2 , e excité par 2 ondes laser

$E_1 \exp[i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)] + \text{c.c.}$ et $E_2 \exp[i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)] + \text{c.c.}$
excitant respectivement les 2 transitions $g_1 \rightarrow e$ et $g_1 \rightarrow g_2$



Atome habillé par 2 types de photons ω_1 et ω_2

J. Dalibard, S. Reynaud, C. Cohen-Tannoudji

Phénomènes physiques de base

1- Commençons par supposer l'atome immobile en $r=0$ à $t=0$.

L'atome est porté dans une superposition linéaire de g_1 et g_2

$$|\psi\rangle = c_1 |g_1\rangle + c_2 |g_2\rangle$$

telle que les 2 amplitudes d'absorption $g_1 \rightarrow e$ et $g_2 \rightarrow e$ interfèrent de manière destructive

$$c_1 \underbrace{\vec{D}_{eg_1} \cdot \vec{E}_1}_{\Omega_1} + c_2 \underbrace{\vec{D}_{eg_2} \cdot \vec{E}_2}_{\Omega_2} = c_1 \Omega_1 + c_2 \Omega_2 = 0$$

c_i : Amplitude pour l'atome d'être dans l'état g_i ($i=1,2$)

Ω_i (fréquences de Rabi): Amplitude pour l'atome d'absorber un photon ω_i à partir de l'état g_i ($i=1,2$). D : moment dipolaire

L'état $c_1 |g_1\rangle + c_2 |g_2\rangle$ est appelé "état noir" ("dark state")

L'atome est piégé dans une superposition cohérente d'états qui ne peut pas absorber de lumière

Phénomène appelé "Coherent Population Trapping" (CPT)

Phénomène physique de base (suite)

2- Si un état est noir à t=0, reste-t-il noir à un instant ultérieur t?

(On suppose toujours l'atome immobile en $r=0$)

Les coefficients c_i acquièrent au cours du temps un facteur de phase $\exp(-i E_i t / \hbar)$ dû à l'énergie E_i de l'état g_i

Les champs laser E_i acquièrent au cours du temps un facteur de phase $\exp(-i\omega_i t)$ dû à leur fréquence ω_i

L'amplitude globale d'absorption devient

$$c_1 \exp(-iE_1 t / \hbar) \Omega_1 \exp(-i\omega_1 t) + c_2 \exp(-iE_2 t / \hbar) \Omega_2 \exp(-i\omega_2 t)$$

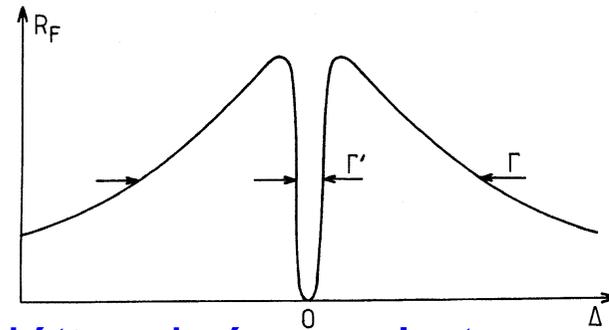
Elle demeure nulle, comme en $t=0$, si les 2 facteurs de phase multipliant $c_1 \Omega_1$ et $c_2 \Omega_2$ sont les mêmes, c'est-à-dire si

$$(E_1 / \hbar) + \omega_1 = (E_2 / \hbar) + \omega_2 \Leftrightarrow \hbar(\omega_1 - \omega_2) = E_2 - E_1$$

On retrouve la condition de résonance Raman et on comprend pourquoi la résonance noire n'apparaît que lorsque cette condition est satisfaite. Si elle ne l'est pas, un état noir à un instant donné ne le sera plus à un instant ultérieur et pourra alors absorber la lumière

Variations du taux d'absorption et donc de fluorescence R_F avec l'écart Δ à la résonance Raman

On varie l'écart entre g_1 et g_2
à ω_1 et ω_2 fixés.
Ou on balaie ω_2 à ω_1 fixé



La résonance noire a une largeur Γ' déterminée par le temps de relaxation dans l'état fondamental, beaucoup plus petite que la largeur Γ déterminée par le temps de vie de l'état excité

C'est leur très grande finesse qui fait tout l'intérêt des résonances noires pour les applications.

Exemple d'application: Transparence induite par résonances noires

« Electromagnetically Induced Transparency (EIT) »

Une vapeur atomique d'épaisseur optique très grande pour un laser ω_1 excitant la transition $g_1 \rightarrow e$ devient transparent pour ce laser si l'on ajoute un second laser ω_2 excitant la transition $g_2 \rightarrow e$ et si l'on se place au centre de la résonance noire.

L'indice de réfraction pour le laser ω_1 varie aussi très rapidement au voisinage de $\Delta = 0 \rightarrow$ Propagation de la lumière très lente

Refroidissement subrecul des atomes

Phénomène physique de base (suite)

3- Que se passe-t-il si l'atome se déplace à une vitesse v ?

$r = v t$ Traitement classique du mouvement de l'atome

En remplaçant r par vt dans $\exp[i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)]$, on voit apparaître des facteurs de phase supplémentaires $\exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v} t)$ multipliant $c_i \Omega_i$.

Si l'état est noir quel que soit t pour $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ et si $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v} \neq \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v}$, les déphasages de $c_1 \Omega_1$ et $c_2 \Omega_2$ dus au mouvement ne seront pas les mêmes et l'état ne sera plus noir pour $\mathbf{v} \neq \mathbf{0}$

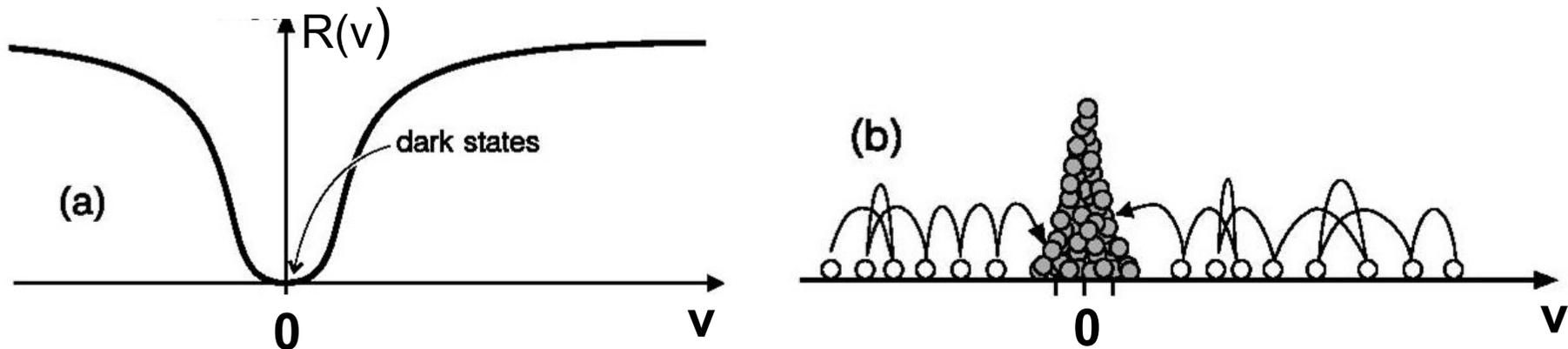
Le piégeage cohérent de populations est sélectif en vitesse
"Velocity Selective Coherent Population Trapping (VSCPT)"

Interprétation en termes d'effet Doppler: $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v}$ et $\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v}$ représentent les déplacements Doppler de ω_1 et ω_2 dus au mouvement. Ils se retranchent dans le processus Raman et changent le désaccord Δ en $\Delta + (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v})$ différent de Δ si $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v} \neq \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v}$

Cas particulier où $|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|$

Le piégeage cohérent de populations n'est sélectif en vitesse que si \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 ne sont pas parallèles, par exemple opposés

Principe du refroidissement subrecul par VSCPT



- On réalise une situation où le taux de fluorescence R dépend de la vitesse et s'annule en $v=0$. Les atomes de vitesse nulle (ou très proche de 0) n'absorbent plus de photons et sont protégés des « mauvais effets » de la lumière (reculs aléatoires lors des processus d'émission spontanée suivant l'absorption de photons).
- Les atomes de vitesse non nulle effectuent des cycles de fluorescence. Le changement de vitesse associé aux reculs aléatoires qu'ils subissent peut les faire tomber dans la région très proche de $v=0$ dans laquelle ils demeurent piégés et s'accumulent.
- Plus long est le temps d'interaction Θ , plus étroit l'intervalle Δv dans lequel les atomes peuvent rester piégés pendant ce temps.

Phénomène physique de base (suite)

4- Est-il correct de décrire classiquement le mouvement de l'atome?

Si l'impulsion de l'atome est très bien définie grâce au refroidissement subrecoil, il n'est pas correct de négliger le gain d'impulsion $\hbar\mathbf{k}_1$ ou $\hbar\mathbf{k}_2$ de l'atome lors de l'absorption des photons laser.

Pour qu'elles puissent interférer, les 2 amplitudes d'absorption à partir de g_1 et g_2 doivent aboutir au même état final e, \mathbf{p} (atome dans l'état e avec l'impulsion \mathbf{p}). A cause de la conservation de l'impulsion, ces 2 amplitudes doivent partir de $g_1, \mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_1$ et $g_2, \mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_2$ et les énergies de ces états doivent inclure non seulement l'énergie interne E_{g_i} mais aussi l'énergie cinétique externe $(\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_i)^2/2m$.

L'état noir est une superposition de 2 états différant non seulement par l'état interne g_i , mais aussi par l'état externe $\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_i$. Il s'écrit:

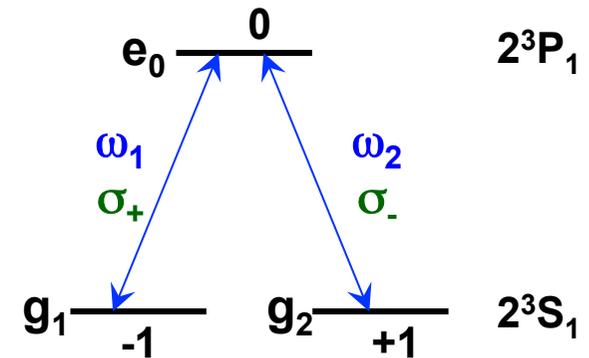
$$|\psi\rangle = c_1 \left| g_1, \vec{p} - \hbar\vec{k}_1 \right\rangle + c_2 \left| g_2, \vec{p} - \hbar\vec{k}_2 \right\rangle, \text{ avec (résonance Raman)}$$

$$E_{g_1} + \left(\vec{p} - \hbar\vec{k}_1 \right)^2 / 2m + \hbar\omega_1 = E_{g_2} + \left(\vec{p} - \hbar\vec{k}_2 \right)^2 / 2m + \hbar\omega_2$$

Première mise en évidence de VSCPT-1D

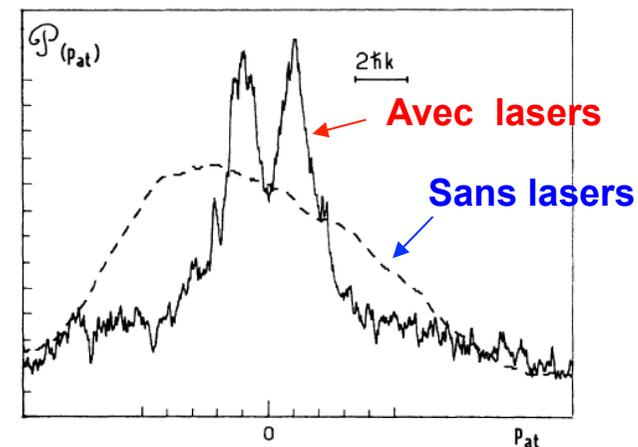
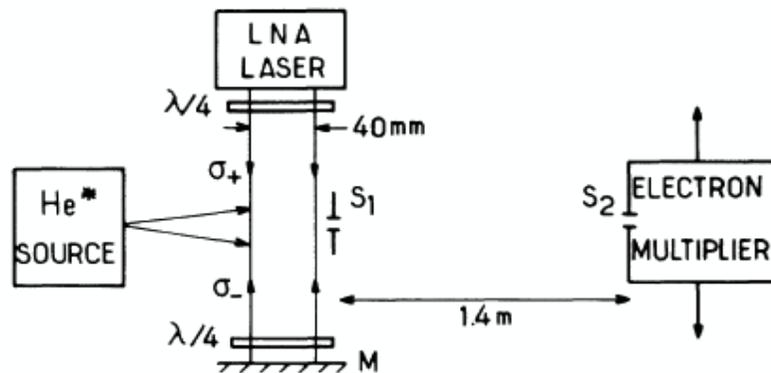
g_1 et g_2 sont les sous niveaux Zeeman -1 et +1 de l'état 2^3S_1 de He en champ magnétique nul ($E_{g1}=E_{g2}$)

Les 2 faisceaux laser ont même fréquence ($\omega_1=\omega_2$), des directions opposées ($\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$) et des polarisations σ_+ et σ_-



$$|\psi\rangle = \left(1/\sqrt{2}\right) [| -1 \rangle \otimes | -\hbar k \rangle + | +1 \rangle \otimes | +\hbar k \rangle]$$

Etat intriqué donnant une distribution d'impulsion à 2 pics

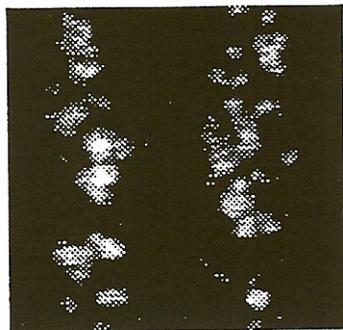
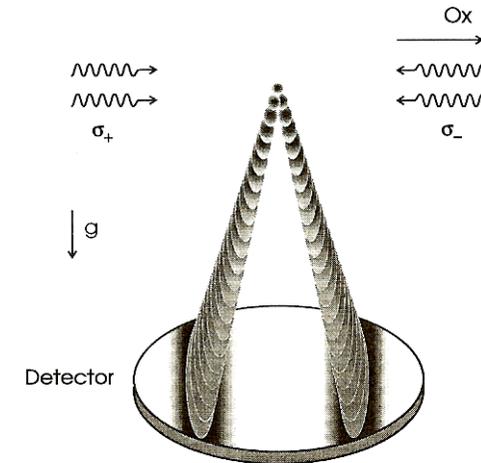


A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, E. Arimondo, C. Cohen-Tannoudji PRL. **61**, 826 (1988)

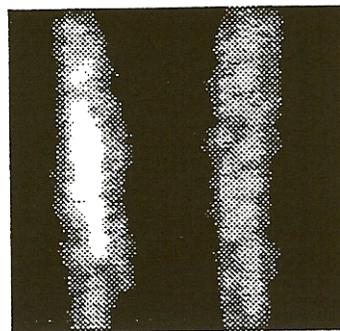
Amélioration de l'expérience

L'expérience n'est plus faite sur un jet que l'on refroidit transversalement.

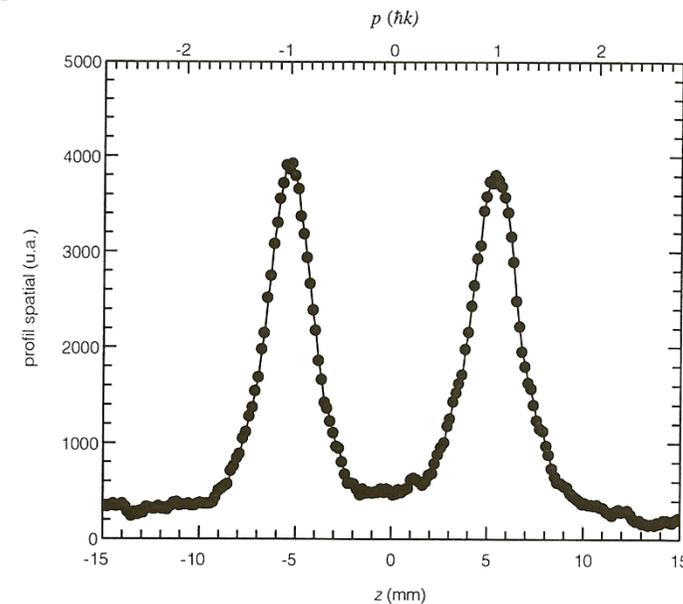
Les atomes sont arrêtés, piégés dans un MOT, refroidis par 2 faisceaux laser de directions opposés, de polarisation σ_+ et σ_- puis lâchés sur un détecteur multicanaux



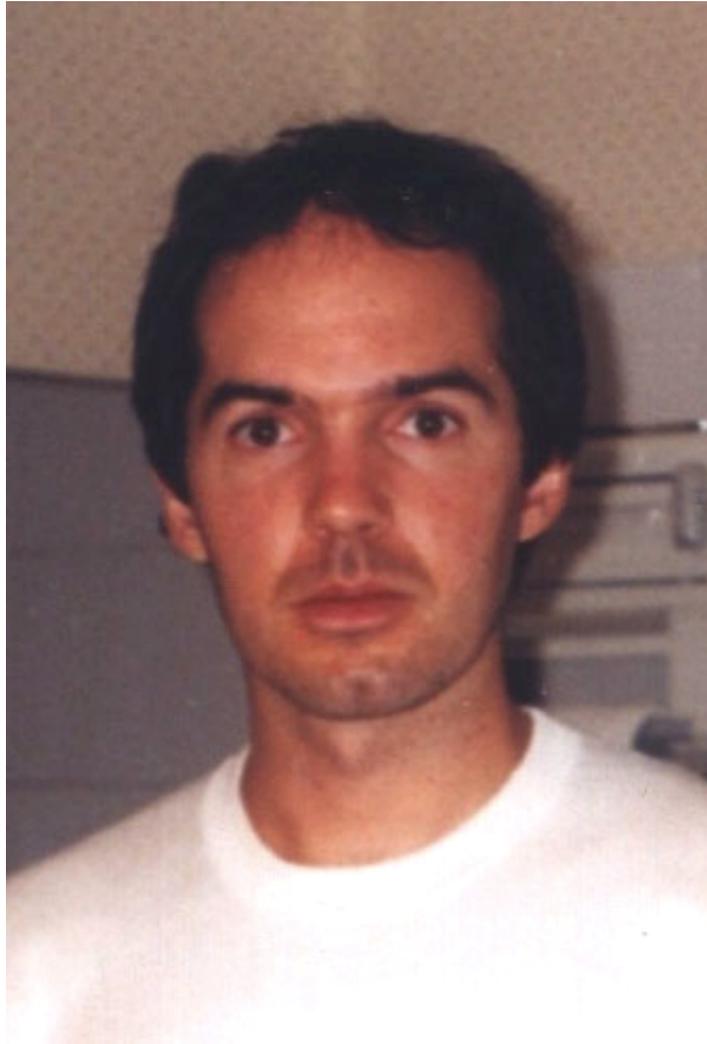
1 seul lâcher



80 lâchers

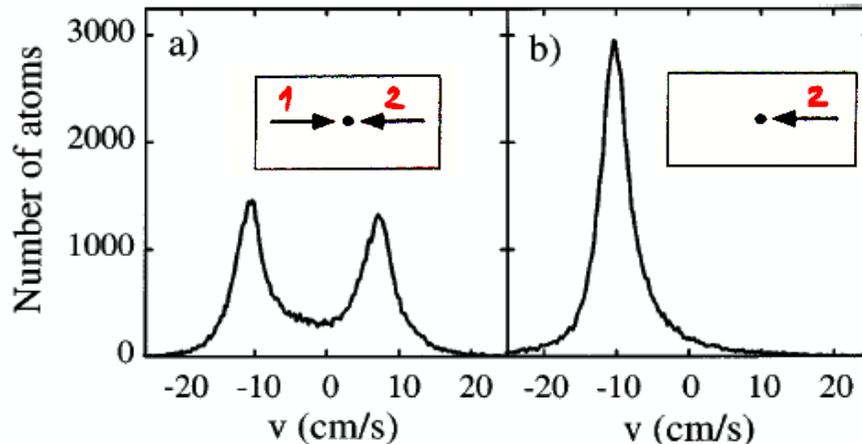


F. Bardou, Thèse de doctorat, Paris, 1995



François BARDOU

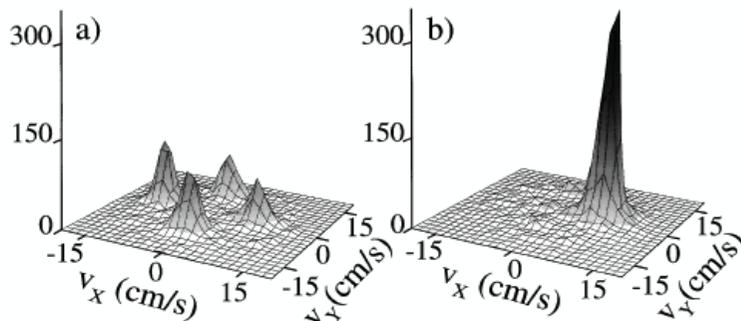
Transfert adiabatique



En variant adiabatiquement l'intensité relative des 2 lasers, on change les coefficients c_1 et c_2 de l'état noir, et on transfère toute la population des 2 pics en un seul

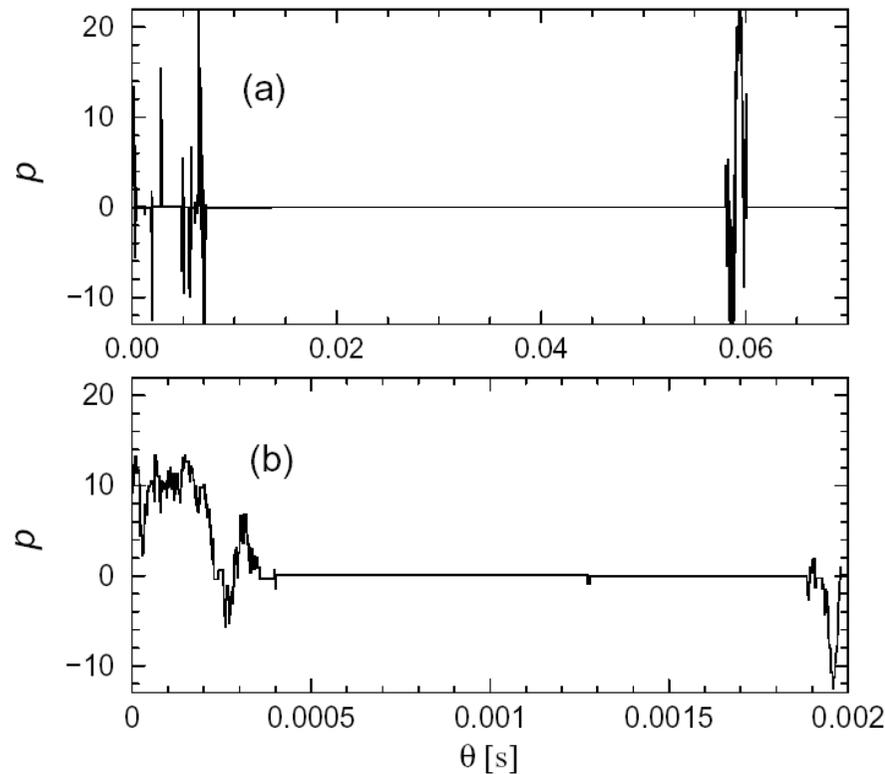
Même idée que celle de la méthode STIRAP (“STImulated Raman Adiabatic Passage”) en physique moléculaire, permettant de transférer toutes les molécules dans un niveau vers un autre, en restant toujours dans un état noir

Généralisations de VSCPT à 2D et 3D



Difficultés des méthodes traditionnelles de l'optique quantique et des calculs numériques pour une étude quantitative des effets.

Simulation Monte-Carlo du refroidissement VSCPT-1D



Calcul par la méthode de l'atome habillé de la distribution des temps séparant 2 émissions spontanées successives de photons par l'atome

Entre 2 émissions, l'atome évolue dans l'espace $\{e,p; g_1,p-\hbar k; g_2,p+\hbar k\}$ et p change aléatoirement après chaque émission

F. Bardou, J-P. Bouchaud, O. Emile, A. Aspect, C. Cohen-Tannoudji, PRL. **72**, 203 (1994)

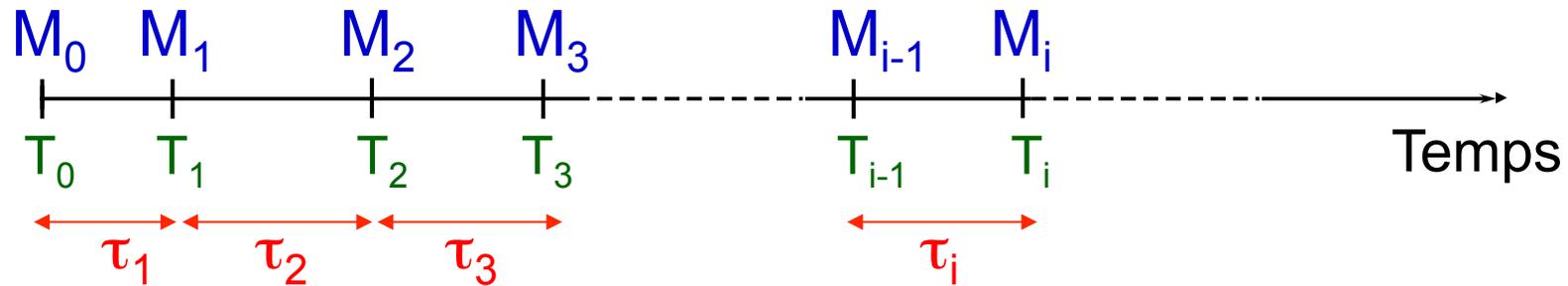
Marche au hasard « anormale » le long de l'axe des temps dominée par des événements rares où p reste très longtemps proche de 0.

Même comportement à toutes les échelles.

Comportement analogue à celui observé dans d'autres problèmes physiques faisant intervenir des « vols de Lévy »

Suite aléatoire d'évènements $\{M_i\}$

Se produisant à des instants aléatoires $T_0=0, T_1, T_2, \dots, T_{i-1}, T_i, \dots$



τ_i : Intervalle de temps entre 2 évènements successifs M_{i-1}, M_i

Les τ_i 's sont des variables aléatoires indépendantes, distribuées toutes suivant la même loi $P(\tau)$

Marche aléatoire le long de l'axe des temps. Pas de longueurs τ_i

$$T_1 = \tau_1 \quad T_2 = \tau_1 + \tau_2 \quad T_3 = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \quad T_N = \sum_{i=1}^N \tau_i$$

T_N est une somme de N variables aléatoires indépendantes

Loi de distribution des sommes T_N

Si les moments $\langle \tau \rangle$ et $\langle \tau^2 \rangle$ existent, c-à-d si la moyenne et la variance de $P(\tau)$ existent, la distribution de T_N est une gaussienne

Théorème de la limite centrale

Lois de distribution larges avec des ailes en lois de puissances

Tout en étant normalisable, $P(\tau)$ peut ne pas avoir de moyenne finie ou de variance finie. C'est le cas par exemple des lois

$$P(\tau) \underset{\tau \rightarrow \infty}{\simeq} C / \tau^{1+\mu} = \mu \tau_b^\mu / \tau^{1+\mu}$$

$$\text{Si } 0 < \mu \leq 1 \quad \langle \tau \rangle = \infty \quad \text{et} \quad \langle \tau^2 \rangle = \infty$$

$$\text{Si } 1 < \mu \leq 2 \quad \langle \tau^2 \rangle = \infty$$

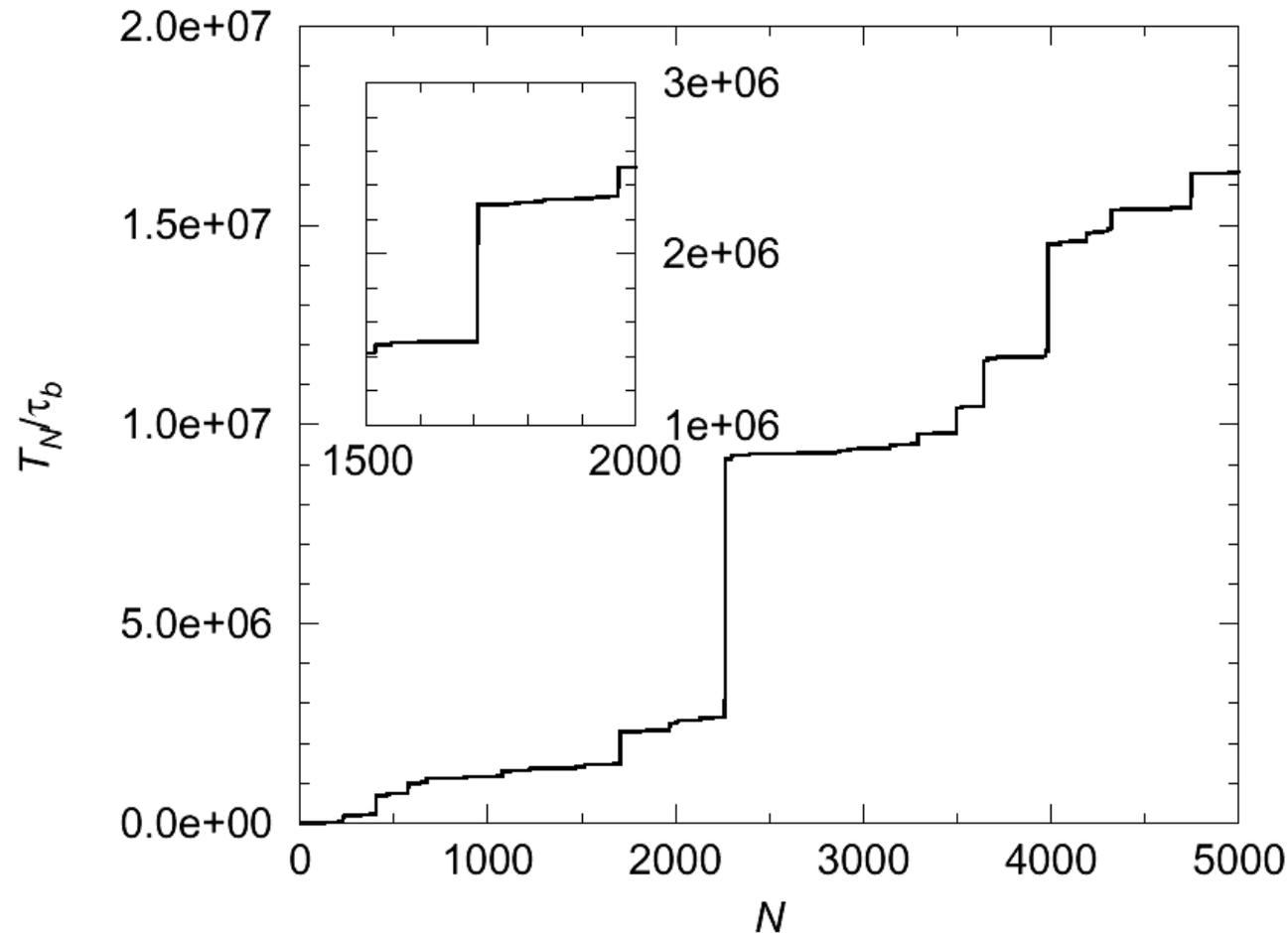
Le théorème de la limite centrale ne s'applique plus!

Lois de Lévy

Pour de telles distributions Paul Lévy a montré que les sommes T_N (après un changement d'échelle approprié) étaient distribuées, à la limite $N \rightarrow \infty$, suivant une loi universelle ne dépendant que de μ

On peut aussi montrer que la somme T_N est dominée par un petit nombre de termes. Importance d'évènements rares.

Exemple de simulation numérique

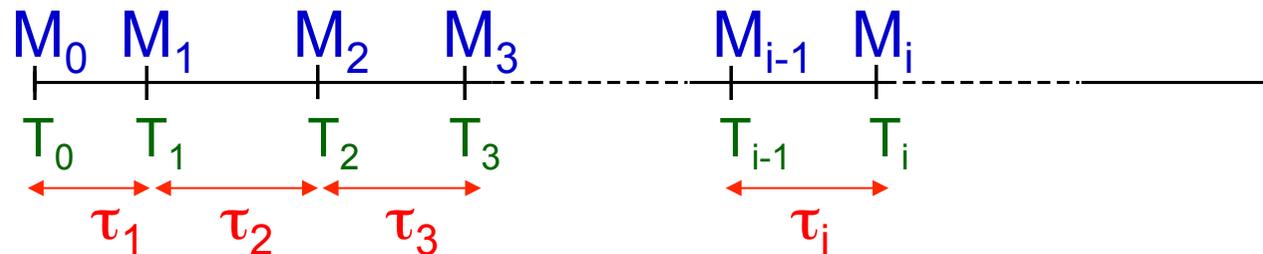


Variations de
 T_N / τ_b avec N
pour $\mu = 1/2$

- Un seul évènement contribue à une fraction appréciable de T_N
 - Allure auto-similaire à toutes les échelles

Distribution d'arrosage $S(t)$

(appelée aussi
« renewal density »)



$S(t)$ est la densité de probabilité d'avoir un événement à l'instant t , quel que soit le nombre d'événements antérieurs

$S(t)$ est donnée par une somme de produits de convolution, aisément calculable par transformée de Laplace

$$S(t) = P(\tau) + P(\tau) \otimes P(\tau) + P(\tau) \otimes P(\tau) \otimes P(\tau) + \dots$$

Si $\langle \tau \rangle$ est fini

$$S(t) = 1/\langle \tau \rangle$$

Si $\langle \tau \rangle$ est infini, avec des ailes de $P(\tau)$ décroissant en $1/\tau^{\mu+1}$

$$S(t) \underset{t \rightarrow \infty}{\propto} 1/t^{1-\mu} \quad (\mu < 1)$$

Quand t augmente, la probabilité de tirer une grande valeur de t augmente et l'arrosage diminue. Vieillesse du système.

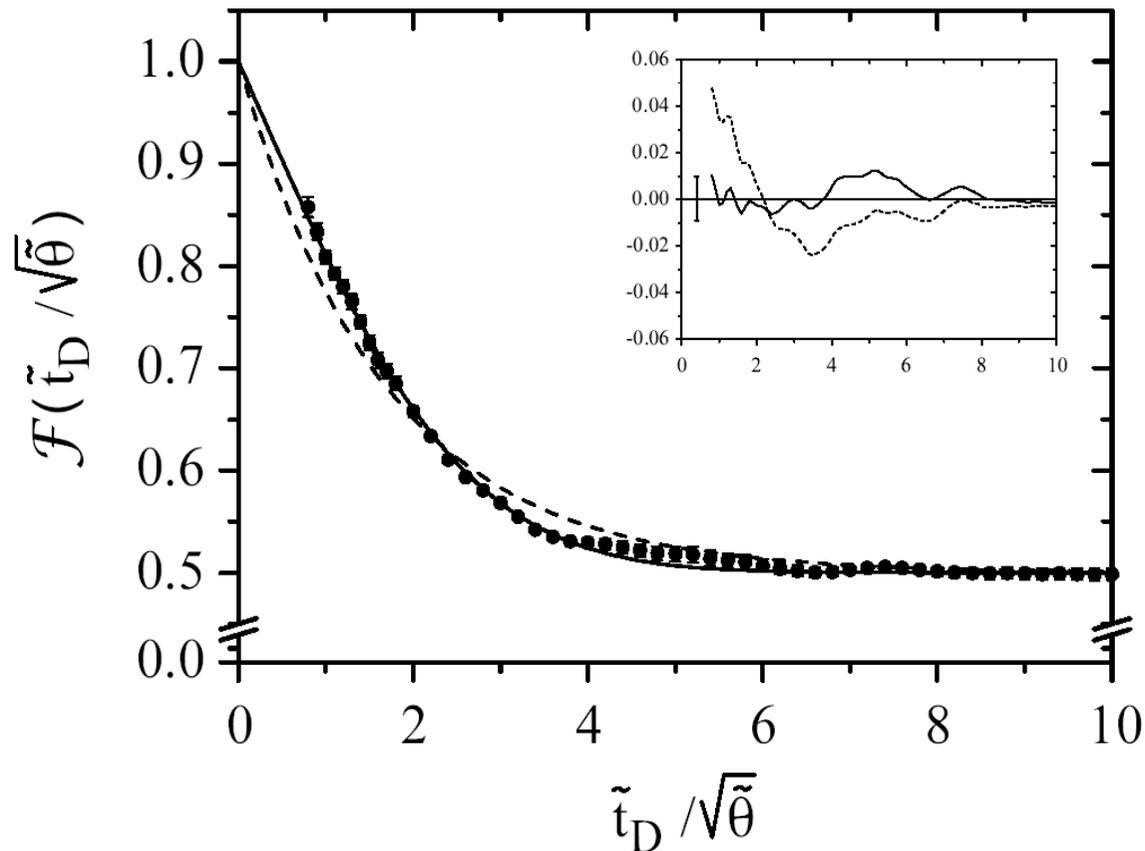
Modélisation du refroidissement subrecul

- Définition d'une zone de piégeage de dimension $p_{\text{trap}} \ll \hbar k$ autour de $p=0$. A la prochaine émission spontanée, l'atome sort du piège.
- La distribution des temps τ de piégeage a des ailes en lois de puissances avec un exposant $\mu = D/\alpha$ où D est le dimensionnalité du problème et où α est l'exposant de la probabilité d'absorption d'un photon $R(p)=C p^\alpha$. Par exemple, si $D=1$, $\alpha=2$, $\mu=1/2$
- Calcul de la distribution d'arrosage $S(t)$ des entrées dans le piège
- Calcul des diverses caractéristiques des atomes refroidis, par exemple la distribution d'impulsion des atomes $P(p,\theta)$ après un temps d'interaction θ

$$P(p,\theta) \propto \int_0^\theta dt S(t) \exp[-R(p)(\theta - t)]$$

- Obtention d'expressions analytiques qui seraient très difficiles à obtenir par les méthodes traditionnelles, surtout pour $D=2,3$, et qui permettent de trouver les conditions optimales du refroidissement

Exemple : Mesure de la transformée de Fourier de $P(p,\theta)$ et confrontation avec les prédictions théoriques



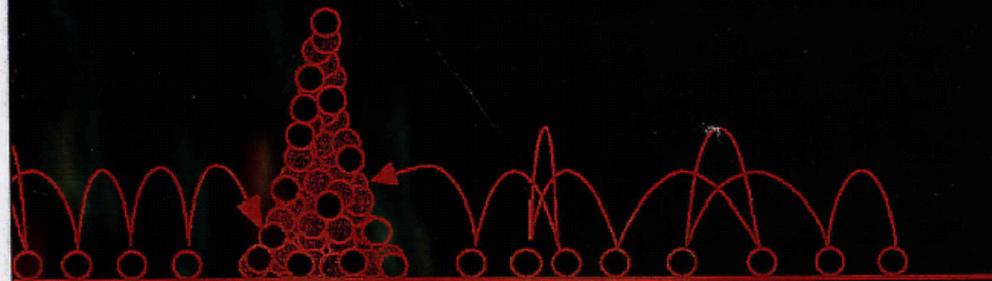
B. Saubamea
M. Leduc
C. Cohen-Tannoudji
Phys. Rev. Lett.
83, 3796 (1999)

T = 4nK

Traits pleins : Predictions des statistiques de Lévy
Tirés : Meilleur fit par la T.F. d'une Lorentzienne
Points expérimentaux avec les barres d'erreur

Lévy Statistics and Laser Cooling

How Rare Events Bring Atoms to Rest



**François Bardou, Jean-Philippe Bouchaud,
Alain Aspect & Claude Cohen-Tannoudji**

CAMBRIDGE

Refroidissement des molécules

Comment refroidir des molécules

L'absence de « transitions fermées » dans les molécules rend difficile la généralisation du refroidissement laser.

D'autres méthodes plus efficaces ont été développées

1- Molécules paramagnétiques piégées et refroidies par contact avec un gaz d'hélium froid qui est ensuite pompé (J. Doyle)

2- Décélération Stark ou Zeeman de molécules par des champs électriques ou magnétiques inhomogènes et pulsés (G. Meijer M. Raizen)

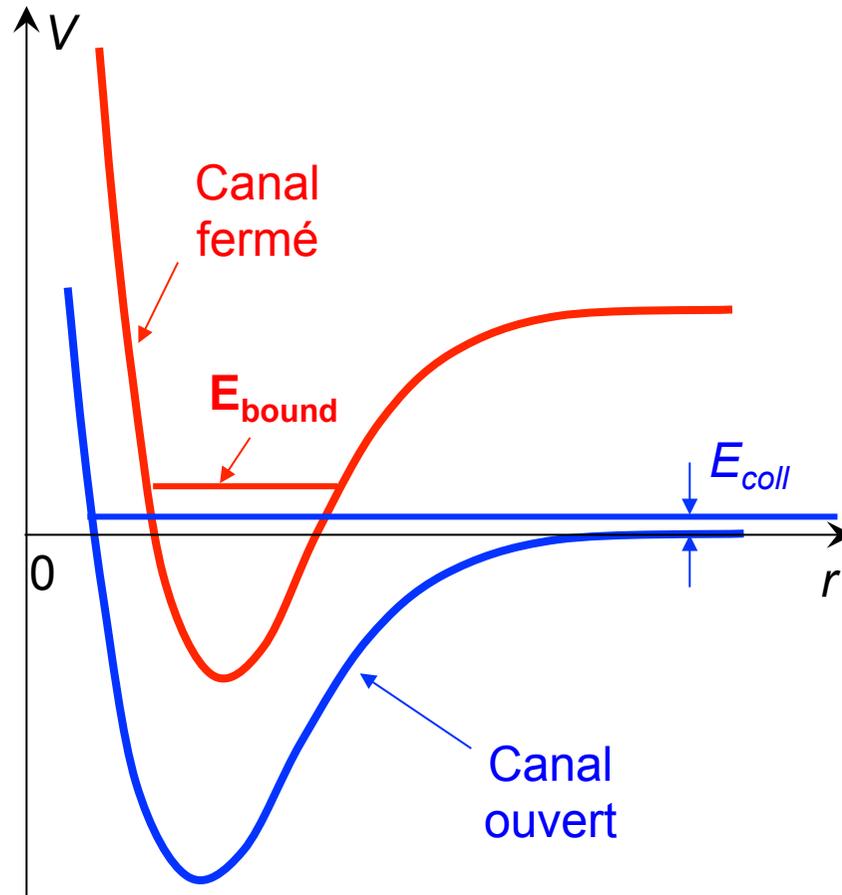
3- Balayage d'une résonance de Feshbach pour obtenir une molécule de Feshbach qu'on transfère ensuite dans l'état fondamental par la méthode STIRAP

4- Photoassociation à un ou deux photons

Nous décrirons ici les méthodes 3 et 4

Résonances de Feshbach

Résonances de Fano-Feshbach



2 atomes ultrafroids entrent en collision avec une énergie E_{coll} très faible dans un canal dit "ouvert"

L'énergie de dissociation du canal ouvert est prise pour zéro d'énergie

Au dessus du canal ouvert un autre canal existe ne contenant pas d'état de collision d'énergie E_{coll} car E_{coll} est inférieure à l'énergie de dissociation de ce canal qui, pour cette raison, est appelé "fermé"

Ce canal fermé contient un état lié d'énergie E_{bound} proche de l'énergie E de l'état de collision dans le canal ouvert

Mécanisme des résonances de Feshbach

L'état de collision d'énergie E_{coll} des 2 atomes entrant en collision dans le canal ouvert est couplé par l'hamiltonien d'interaction à l'état lié φ_{bound} dans le canal fermé.

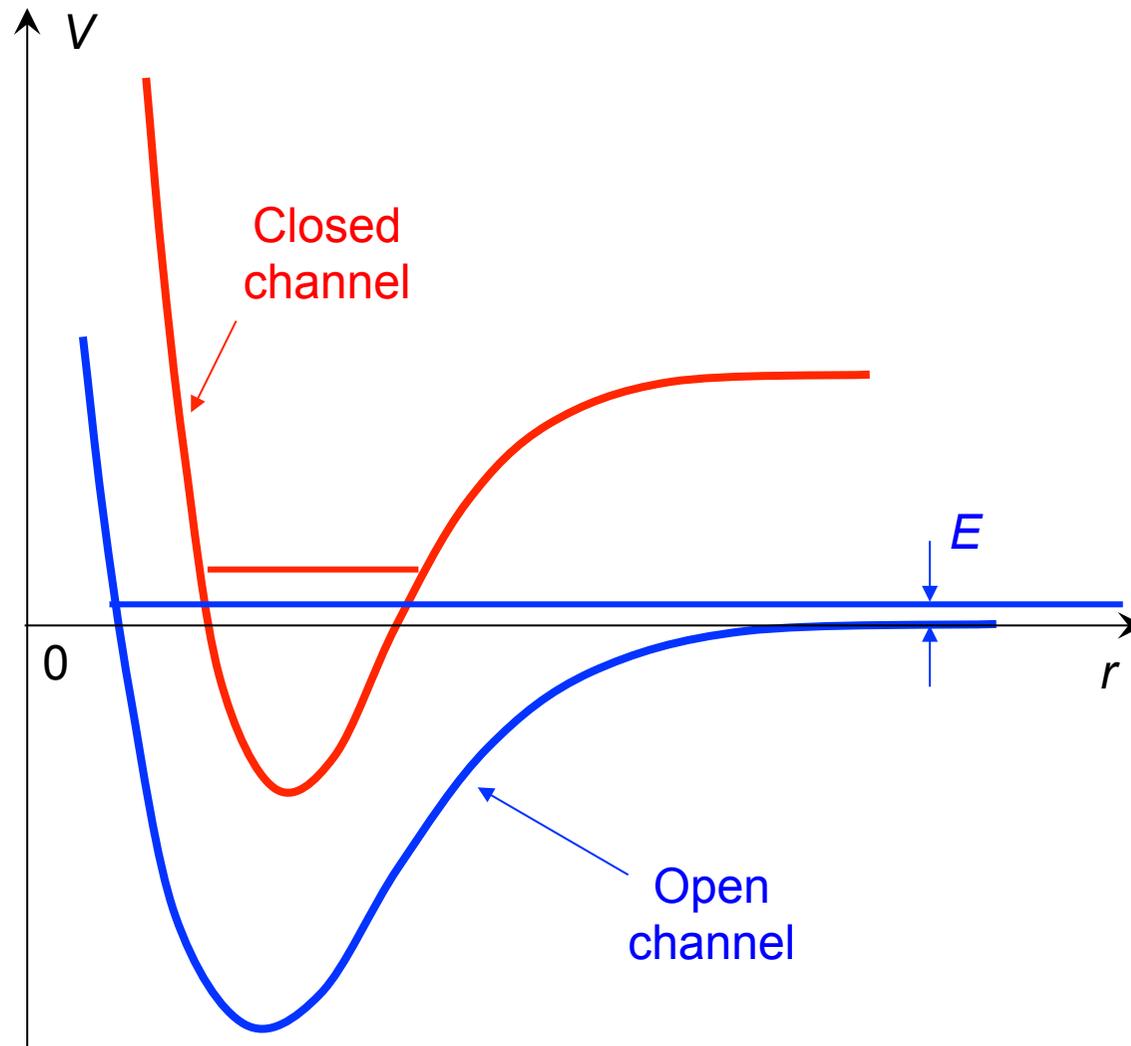
La paire d'atomes entrant en collision peut effectuer une transition virtuelle vers l'état lié et revenir dans l'état de collision. La durée de cette transition virtuelle est de l'ordre de $\hbar / |E_{\text{coll}} - E_{\text{bound}}|$.

Quand E_{coll} est proche de E_{bound} , cette transition virtuelle peut durer un temps très long, ce qui augmente considérablement la longueur de diffusion a qui caractérise entièrement la collision à très basse température.

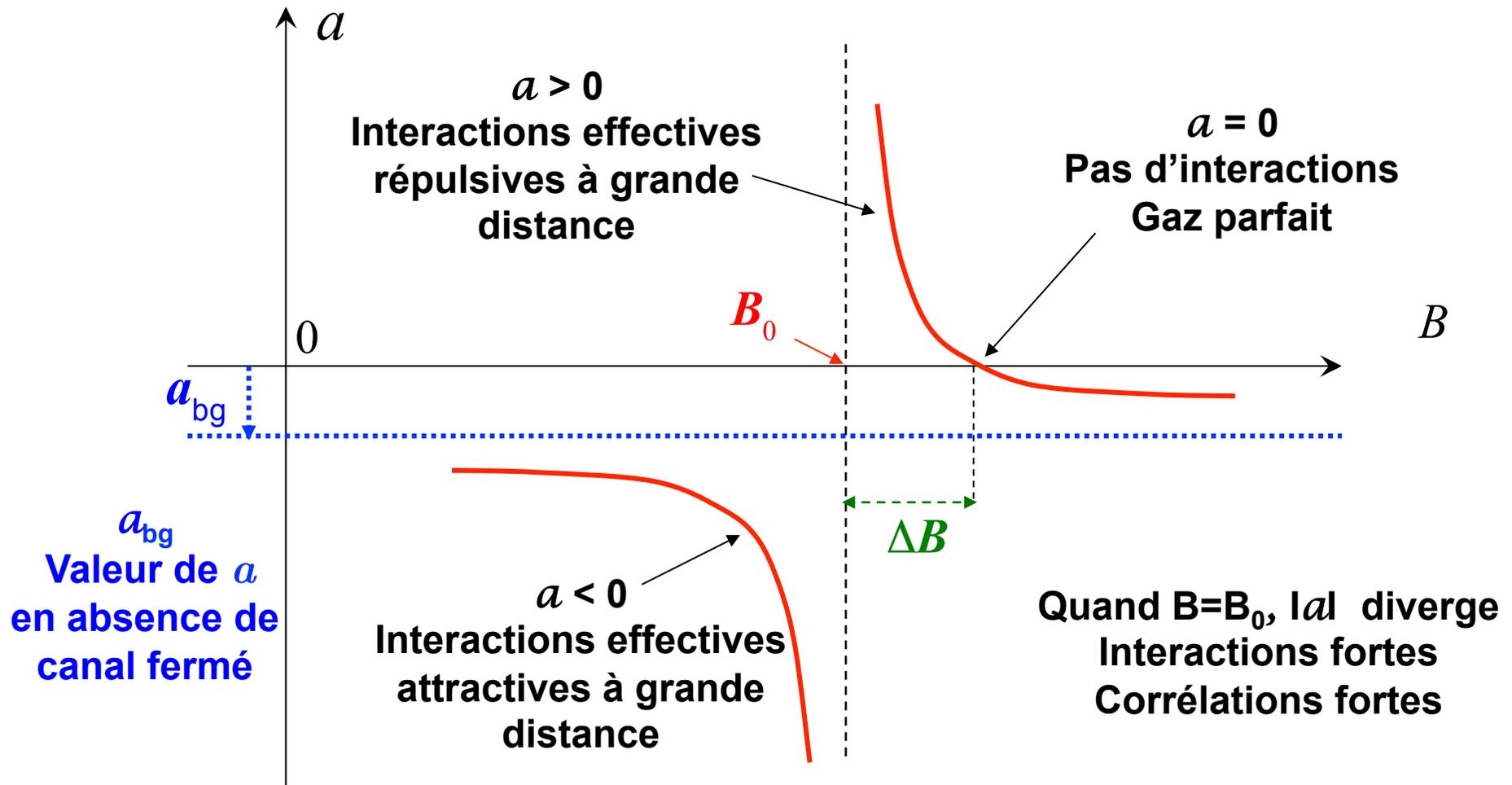
Analogie avec la diffusion résonnante d'un photon d'énergie $h\nu$ par un atome qui peut absorber ce photon, passer dans un état excité d'énergie $h\nu_0$, puis émettre ce photon en retournant dans l'état initial. L'amplitude de diffusion devient très importante quand ν est proche de ν_0

Balayage de la résonance de Feshbach

Le moment magnétique total des 2 atomes n'est pas le même dans les 2 canaux (configurations de spin différentes). La différence d'énergie entre les 2 canaux peut donc être changée en appliquant un champ magnétique.

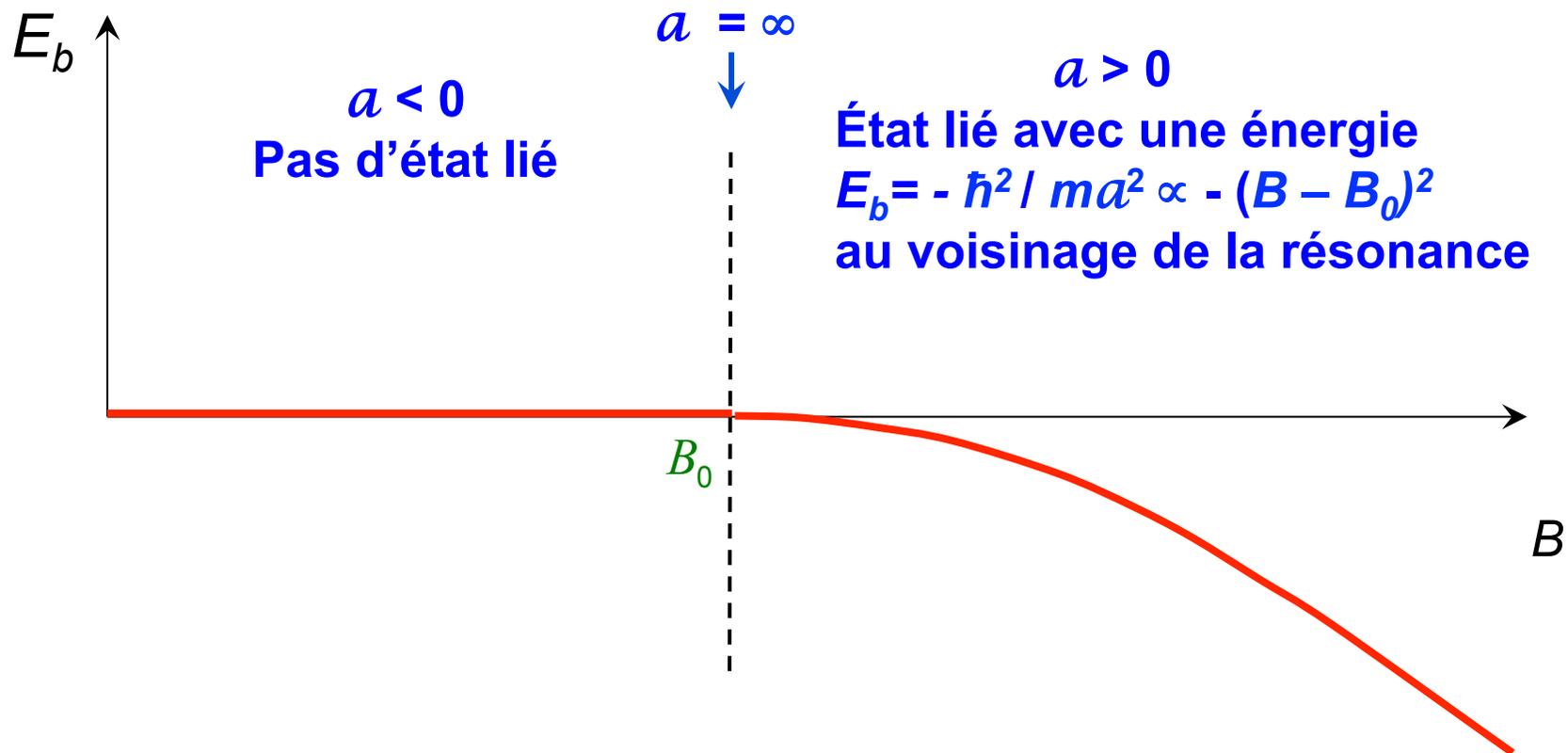


Longueur de diffusion en fonction du champ B



B_0 : valeur du champ pour laquelle l'énergie de l'état lié dans le canal fermé, corrigée du déplacement dû à l'interaction avec le continuum d'états de collision (dans le canal ouvert) coïncide avec l'énergie E de collision

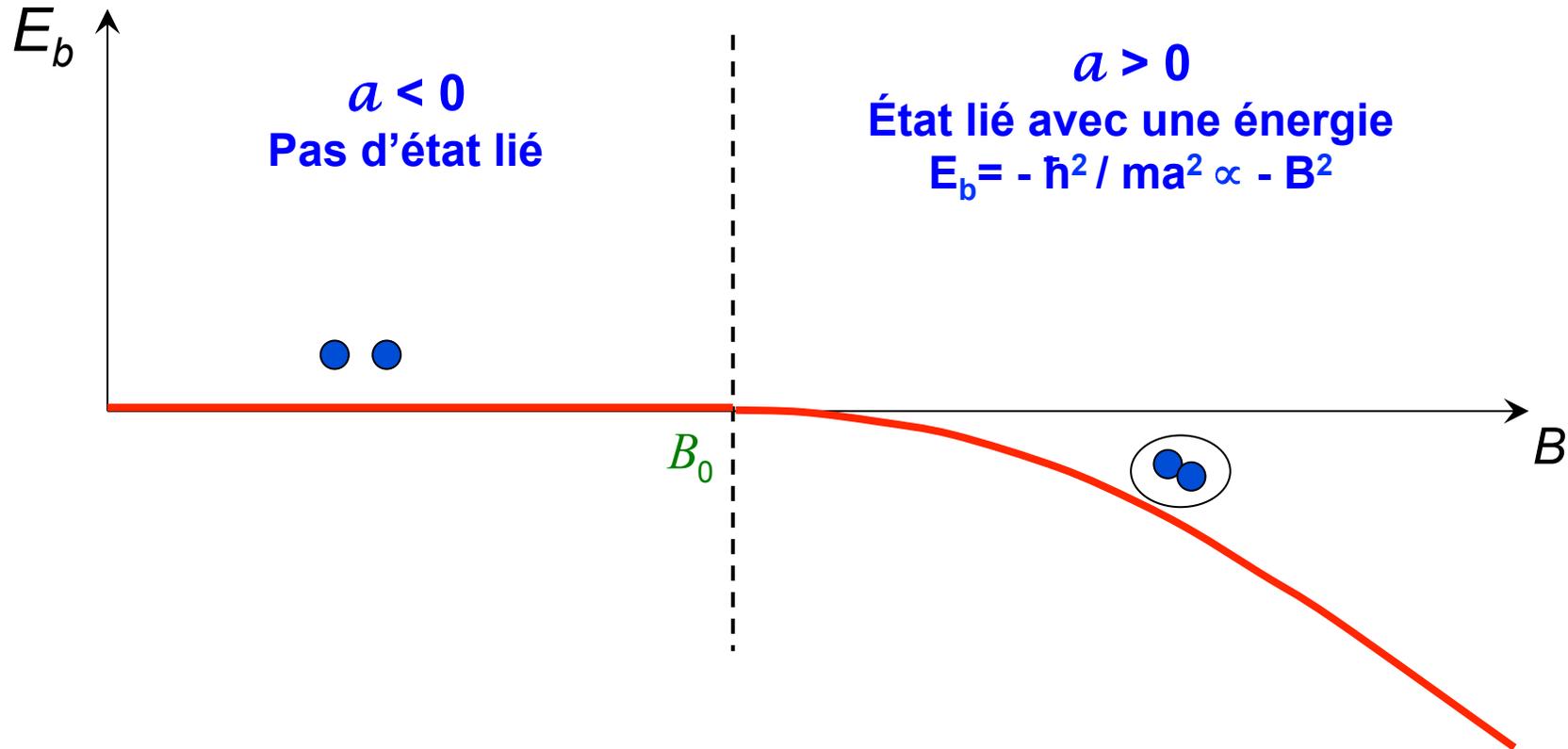
État lié du Hamiltonien à 2 canaux



L'état lié n'existe que dans la région $a > 0$. Il a une extension spatiale a et une énergie $E_b = -\hbar^2 / m a^2$

Dimère faiblement lié avec des propriétés universelles
"Molécule de Feshbach"

Formation d'une molécule de Feshbach



Si B_0 est balayé à travers une résonance de Feshbach, de la région $a < 0$ vers la région $a > 0$, une paire d'atomes ultrafroids en collision est transformée en une molécule de Feshbach

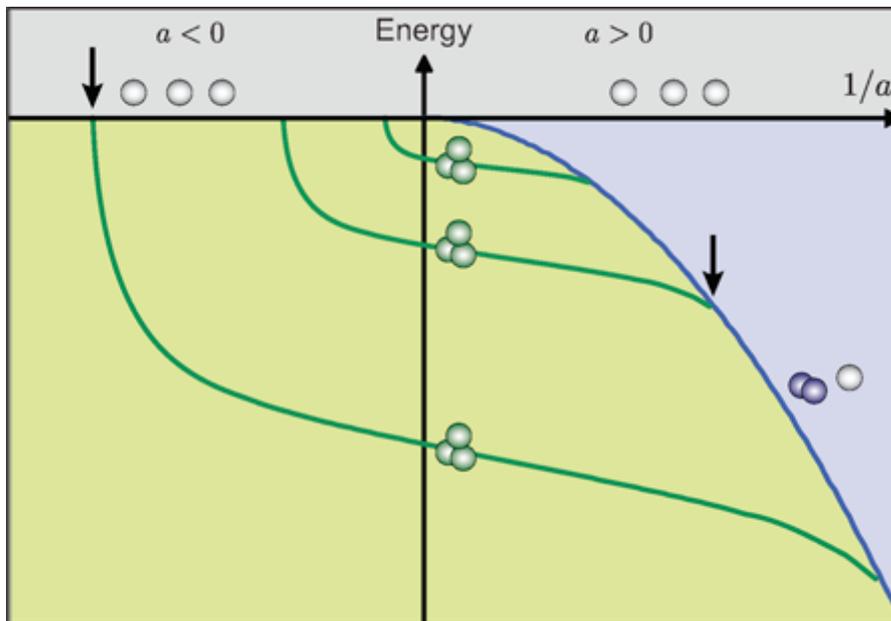
Autre système intéressant: trimères d'Efimov (R. Grimm)

Trimères d'Efimov

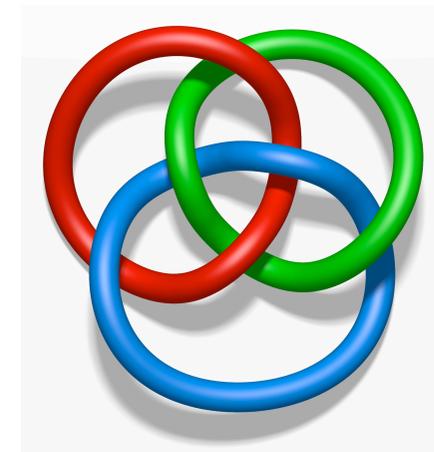
Dans la région $a < 0$ où il n'existe pas de dimères apparaissent, pour certaines valeurs de a des trimères aux propriétés universelles, prédits en 1970 par Vitaly Efimov et observés pour la 1^{ère} fois en 2006 par R. Grimm et d'autres groupes



V. Efimov



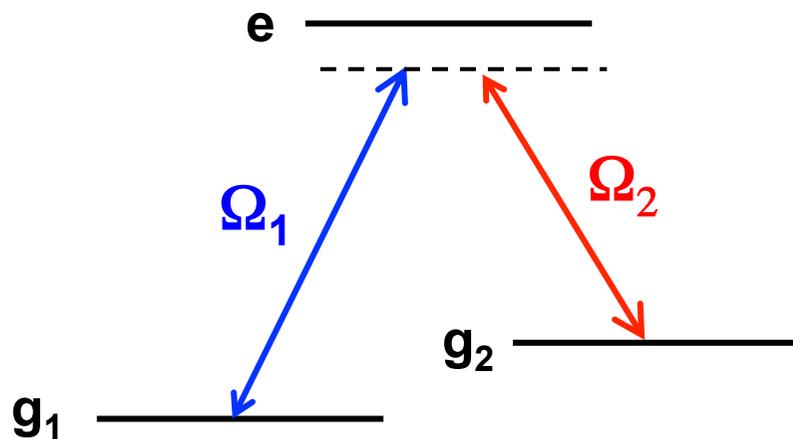
**Exemple de « few body system »
(problème à 3 corps)**



Anneau « borroméen »
3 anneaux entrelacés
qui se séparent dès
qu'un anneau est coupé

STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage)

Klaas Bergmann



État noir

$$|\psi_D\rangle = c_1|g_1\rangle + c_2|g_2\rangle$$

$$c_1\Omega_1 + c_2\Omega_2 = 0$$

Ω_i : Fréquences de Rabi

$$\frac{c_1}{\Omega_2} = -\frac{c_2}{\Omega_1}$$

$\Omega_1 \gg \Omega_2$ L'état noir coïncide avec g_2

$\Omega_2 \gg \Omega_1$ L'état noir coïncide avec g_1

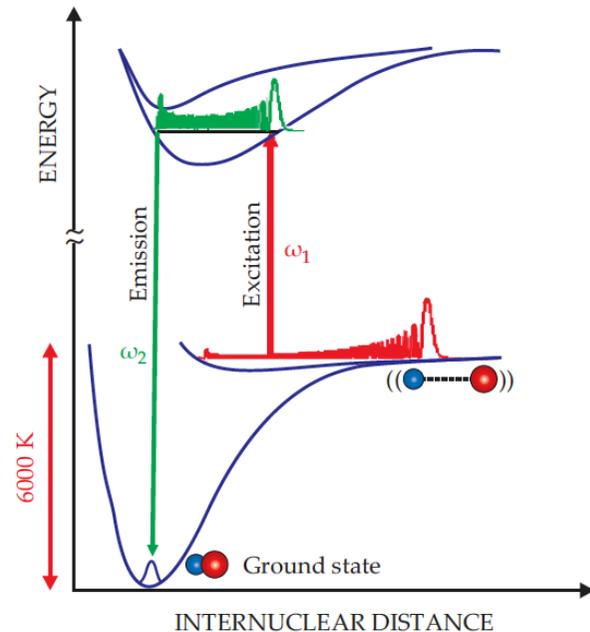
Partons de $\Omega_1 \gg \Omega_2$. En réduisant lentement Ω_1 tout en augmentant lentement Ω_2 jusqu'à ce que $\Omega_2 \gg \Omega_1$ on transfère adiabatiquement et **sélectivement** les atomes de g_2 vers g_1 Ordre "anti-intuitif"

Le système demeure toujours dans un état noir, de sorte que l'état e n'est jamais peuplé : pas d'émission spontanée à partir de e et pas de transfert vers des états autres que g_1

Molécules ultrafroides dans l'état fondamental

Méthode suivie

- Balayage d'une résonance de Feshbach et production de molécules $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ dans un état rovibrationnel très excité,
- Transfert par passage adiabatique Raman stimulé (STIRAP) de cet état excité vers l'état rovibrationnel fondamental



Les lasers ω_1 et ω_2 sont appliqués dans l'ordre non intuitif: le laser ω_2 est appliqué d'abord puis diminué en intensité pendant que l'intensité du laser ω_1 augmente

Transfert efficace (56%) et sélectif (contrôle du sous-niveau hyperfin et Zeeman dans lequel les molécules sont préparées)

JILA – Boulder équipe de D.Jin et J.Ye

Science, **322**, 231 (2008) PRL, **104**, 030402 (2010)

Molécules polaires $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ avec une densité de 10^{12} cm^{-3} à $T = 350 \text{ nK}$

Intérêt physique des molécules ultrafroides

1- Spectroscopie moléculaire de haute résolution

Tests plus précis de théories fondamentales (parité, edm,..)

2- Molécules dipolaires ultrafroides

Interactions dipole-dipole anisotropes et à longue portée

De telles molécules piégées dans un réseau optique interagissent même si elles sont dans des puits différents

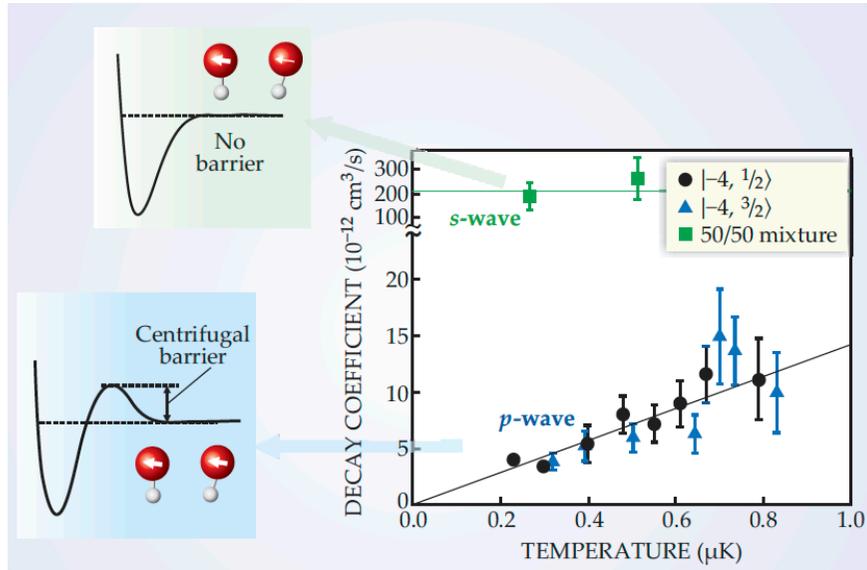
3- Effets quantiques dans les collisions moléculaires et les réactions chimiques. Chimie à très basse température

La longueur d'onde de de Broglie des molécules est plus grande que la distance d'approche où les réactions chimiques se produisent → description quantique des collisions nécessaire → effets nouveaux

4- Gaz quantiques de molécules polaires ultrafroides

Domaine encore inexploré. Comment la longue portée et l'anisotropie des interactions modifie la superfluidité des gaz de molécules polaires bosoniques et fermioniques

Exemple d'effet quantique dans une réaction chimique



D. Jin, J. Ye, Phys. Today, May 2011, 27
K. Ni et al, Nature, **464**, 1324 (2010)

Les molécules ${}^{40}\text{K}{}^{87}\text{Rb}$ sont des fermions

Si elles sont préparées dans le même état interne $(-4, 1/2)$ ou $(-4, 3/2)$, la partie interne de la fonction d'onde est symétrique et la partie orbitale est donc antisymétrique. La collision ne peut donc de faire que dans l'onde p ($l=1$)

Si les 2 molécules sont préparées dans des états internes différents, elles peuvent entrer en collision dans l'onde s

Si la collision a lieu dans l'onde p, apparaît une barrière centrifuge empêchant les 2 molécules de s'approcher suffisamment pour réagir chimiquement. La réaction est bloquée

Il n'y a pas de barrière dans l'onde s et la réaction peut alors se produire

Un simple basculement de spin nucléaire changeant l'état interne d'une molécule peut donc changer la vitesse de réaction par un facteur 50!

Conclusion

Durant les dernières décennies, les lois de conservation dans les interactions atome-photon ont été utilisées pour manipuler les atomes, pour les polariser et les refroidir à des températures très basses.

Il se trouve que les effets d'interférence quantique dans les interactions atome-photon sont aussi très utiles

- pour vaincre certaines limites fondamentales comme le recul associé à l'absorption d'un seul photon
- pour souligner des liens intéressants entre le refroidissement laser et les statistiques de Lévy décrivant des marches au hasard anormales
- pour résoudre des difficultés rencontrées dans le refroidissement des molécules

Ces nouveaux développements peuvent être considérés comme un « contrôle cohérent », une belle illustration de la physique quantique