

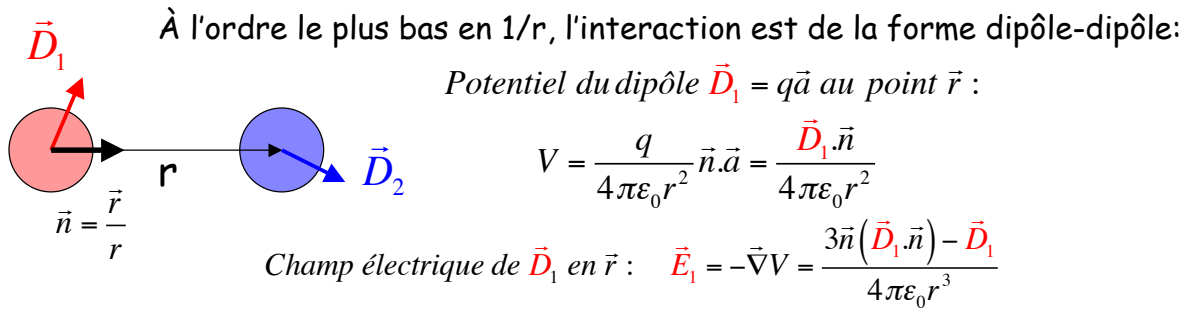
Chaire de Physique Quantique-Cours 2013-2014
3^{ème} leçon - 8 Avril 2014

Interactions entre atomes de Rydberg

Rappel sur l'interaction dipôle-dipôle entre atomes dans l'état fondamental et entre atome dans l'état fondamental et atome excité (résonance de Förster). Interaction dipôle-dipôle entre deux atomes de Rydberg. Les deux régimes: couplage résonant en $1/r^3$ et interaction de van der Waals en $1/r^6$. Description d'expériences de collisions résonnantes entre atomes de Rydberg et d'excitation de couples d'atomes de Rydberg dans un gaz dense, avec effet d'anti-blocage. Etude spectroscopique de l'interaction d'un atome de Rydberg placé entre deux plans métalliques avec ses images électriques. Présentation des prochaines leçons portant sur la physique des atomes de Rydberg "froids" (29 Avril, 6 et 13 Mai).

III-A Interaction de van der Waals entre deux atomes

Rappel sur l'interaction de van der Waals



Energie de couplage entre \vec{D}_1 et \vec{D}_2 : $W = -\vec{E}_1 \cdot \vec{D}_2 = \frac{\vec{D}_1 \cdot \vec{D}_2 - 3(\vec{n} \cdot \vec{D}_1)(\vec{n} \cdot \vec{D}_2)}{4\pi\epsilon_0 r^3}$

Expression valable si les charges ne se recouvrent pas ($r >$ taille a_{at} des atomes) et si l'approximation électrostatique est justifiée ($r < \lambda$: longueur d'onde typique d'émission des atomes):

$$a_{at} \ll r \ll \lambda_{at}$$

Pour des atomes dans leur état fondamental (ou peu excités), on a typiquement:

$$10^{-10} \text{ m} \ll r \ll 10^{-7} \text{ m}$$

Pour $r \leq a_{at}$ il faut tenir compte des interactions à courte portée et des effets d'échange. Si $r > \lambda_{at}$, les effets de retard ne peuvent être négligés (voir plus loin)

Interaction de van der Waals entre deux atomes d'H dans leur état fondamental

Interaction nulle au 1^{er} ordre car $\langle D_1 \rangle = \langle D_2 \rangle = 0$ dans la distribution de charge à symétrie sphérique (états S). Le 1^{er} terme de perturbation est du 2nd ordre:

$$\Delta W_{1S,1S} = \sum_{n_1, n_2} \frac{\langle 1S, 1S | W | n_1 P, n_2 P \rangle \langle n_1 P, n_2 P | W | 1S, 1S \rangle}{2E_0 - E_{n_1} - E_{n_2}}$$

Evaluation de l'ordre de grandeur de $\Delta W_{1S,1S}$: on remplace E_{n_1} et E_{n_2} par 0 soit $2E_0 - E_{n_1} - E_{n_2} \sim 2E_0 = -e^2/a_0$. La somme sur n_1 et n_2 se simplifie (relation de fermeture):

$$\Delta W_{1S,1S} \approx -\frac{a_0}{e^2} \langle 1S, 1S | W^2 | 1S, 1S \rangle$$

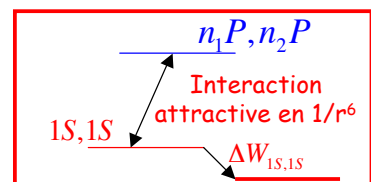
$\Delta W < 0$ car $|1S, 1S\rangle$ est "repoussé" par couplage aux états d'énergie plus grande. En prenant Oz le long de n et en introduisant les coordonnées X, Y, Z des électrons, on sépare W^2 en termes carrés et croisés (ces derniers ont une valeur moyenne nulle dans les états S):

$$W^2 = \frac{e^4}{r^6} [X_1 X_2 + Y_1 Y_2 - 2Z_1 Z_2]^2 = \frac{e^4}{r^6} [X_1^2 X_2^2 + Y_1^2 Y_2^2 + 4Z_1^2 Z_2^2] + \text{termes croisés}$$

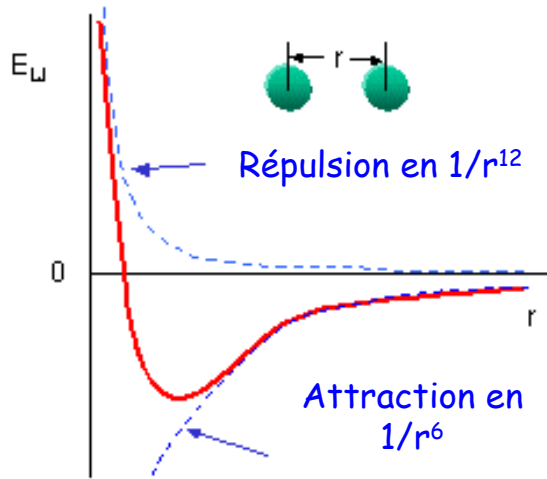
et en notant que: $\langle 1S | X^2 | 1S \rangle = \langle 1S | Y^2 | 1S \rangle = \langle 1S | Z^2 | 1S \rangle = \frac{1}{3} \langle R^2 \rangle = a_0^2$

on obtient:

$$\Delta W_{1S,1S} \approx -\frac{a_0}{e^2} \frac{6e^4 a_0^4}{r^6} = -\frac{6e^2 a_0^5}{r^6}$$



L'interaction de Van der Waals en $1/r^6$ explique l'attraction des atomes à grande distance (queue du potentiel moléculaire)



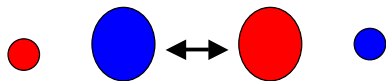
Potentiel de Lennard-Jones modélisant l'interaction atomique

L'interaction à grande distance (force en $1/r^7$) est du deuxième ordre dans le potentiel dipôle-dipôle: il faut que les dipôles (nuls en valeur moyenne sur chaque atome) corrèlent leurs fluctuations (au premier ordre) avant de s'attirer (au deuxième ordre). Pour des distances grandes devant λ_{at} , les effets de retard deviennent importants et l'interaction décroît en $1/r^7$ (force de Casimir en $1/r^8$)

Interaction de van der Waals résonnante entre un atome d'H dans 1S et un atome dans 2P (résonance de Förster)

Dégénérescence entre les états $|1S;2P,m\rangle$ et $|2P,m;1S\rangle$

États couplés au premier ordre par W : interaction en $1/r^3$ décrite par la matrice:

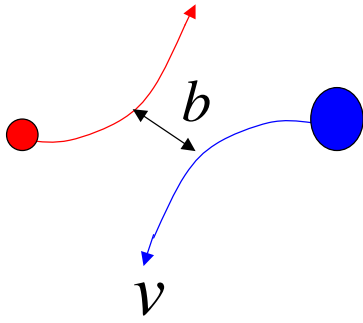


$$\begin{pmatrix} 0 & \langle 1S;2P,m|W|2P,m;1S\rangle \\ \langle 2P,m;1S|W|1S;2P,m\rangle & 0 \end{pmatrix} \sim C_m \frac{e^2 a_0^2}{r^3} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

C_m , coefficient sans dimension de l'ordre de l'unité, dépend de m seulement. Les états propres sont les superpositions symétrique et antisymétriques des deux états. L'interaction en $1/r^3$ peut être attractive ou répulsive suivant le signe de C_m et celui de la superposition considérée. Si le système est initialement dans $|1S;2P,m\rangle$, on a une oscillation entre les deux états avec une pulsation:

$$\Omega_{vW} \sim \frac{e^2 a_0^2}{\hbar r^3}$$

Collision résonante entre atomes dans 1S et 2P



Considérons 2 atomes, l'un dans $|1S\rangle$, l'autre dans $|2P,m\rangle$ se déplaçant à la vitesse relative v et passant à la distance d' approche b . L'ordre de grandeur de la section efficace de collision résonante πb^2 correspond à la valeur de b pour laquelle les atomes ont une probabilité importante d'échange:

Ordre de grandeur du temps T de transfert collisionnel entre états pour des atomes passant à la distance b :

$$\Omega_{vW} T \sim \pi \rightarrow T \sim \frac{\pi}{\Omega_{vW}} = \frac{\pi \hbar b^3}{e^2 a_0^2}$$

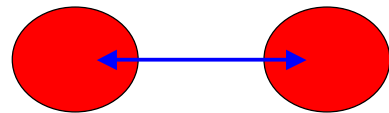
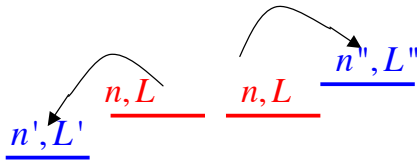
Egalons ce temps au temps de collision b/v :

$$\frac{b}{v} \sim \frac{\pi \hbar b^3}{e^2 a_0^2} \rightarrow \sigma_{coll} = \pi b^2 = \frac{e^2 a_0^2}{\hbar v} = \alpha \frac{c}{v} a_0^2 \sim \frac{1}{137} \frac{c}{v} a_0^2$$

pour des vitesses thermiques ($v \sim 300 \text{ m/s}$) : $\frac{c}{v} \sim 10^6$ et $\sigma_{coll} \sim 10^4 a_0^2$

Sous l'effet des collisions résonantes, les atomes peu excités se perturbent à des distances de l'ordre de 100 fois leur taille! Pour des états de Rydberg ($n \sim 50$), l'interaction porte à des distances de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ (voir plus loin). **Ces collisions qui affectent la phase des superpositions d'états élargissent les raies de résonance.**

Interaction de van der Waals entre atomes alcalins dans le même état de Rydberg



Couplage dominant avec état $|n', L'; n'', L''\rangle$ d'énergie la plus proche de celle de $|n, L; n, L\rangle$ ($L-L' = \pm 1$; $L-L'' = \pm 1$; $|n-n'| \ll n$; $|n-n''| \ll n$):

Deux atomes dans l'état $|n, L\rangle$ (par exemple état $|n, P, m; n, P, m\rangle$)

$$|n, L; n, L\rangle \leftrightarrow |n', L'; n'', L''\rangle_S = \frac{1}{\sqrt{2}} [|n', L'; n'', L''\rangle + |n'', L''; n', L'\rangle]$$

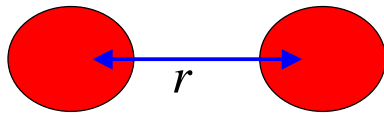
$$E_{n,L} = -\frac{e^2}{2a_0(n-\delta_L)^2} \longrightarrow E_{n,L;n,L} - E_{n',L';n'',L''} = \frac{e^2 \delta}{n^3 a_0} ; \delta = \delta_{L'} + \delta_{L''} - 2\delta_L + 2n - n' - n''$$

La restriction de W dans le sous-espace $\{|n, L; n, L\rangle, |n', L'; n'', L''\rangle_S\}$ est représentée par la matrice 2×2 :

$$W_{nL, nL \leftrightarrow n', L', n'', L''} \sim e^2 \begin{pmatrix} \frac{\delta}{n^3 a_0} & C \frac{n^4 a_0^2}{r^3} \\ C \frac{n^4 a_0^2}{r^3} & 0 \end{pmatrix} \text{ en posant : } E_{n', L', n'', L''} = 0 ; \langle n, L; n, L | W | n', L'; n'', L'' \rangle_S = C \frac{e^2 n^4 a_0^2}{r^3}$$

$(C \sim 1; \delta \sim 0 \text{ à } 1)$

Les deux régimes de l'interaction Rydberg-Rydberg



$$W \sim e^2 \begin{pmatrix} \frac{\delta}{n^3 a_0} & C \frac{n^4 a_0^2}{r^3} \\ C \frac{n^4 a_0^2}{r^3} & 0 \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres de l'énergie des états van der Waals sont données par la diagonalisation de W:

$$E_{vdw\pm} = \frac{\delta e^2}{2a_0 n^3} \pm \frac{e^2}{2} \sqrt{\frac{\delta^2}{a_0^2 n^6} + \frac{4C^2 n^8 a_0^4}{r^6}}$$

Deux cas limites:

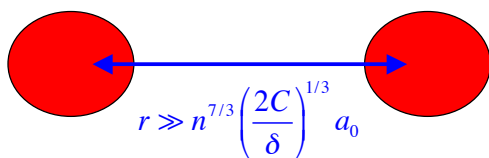
(a) si δr^3 est "grand", l'état diatomique initial est "non dégénéré" et la perturbation van der Waals agit au 2^{ème} ordre, comme pour deux atomes dans l'état fondamental:

$$\delta r^3 \gg 2Cn^7 a_0^3 \quad \text{soit} \quad r \gg n^{7/3} \left(\frac{2C}{\delta} \right)^{1/3} a_0 \quad \rightarrow \quad E_{vdw+} = \frac{\delta e^2}{a_0 n^3} + \frac{n^{11} e^2 C^2 a_0^5}{\delta r^6}$$

(b) si δr^3 est "petit", l'état diatomique initial est "quasi dégénéré" avec l'état auquel il est couplé et l'interaction est de type "Förster":

$$\delta r^3 \ll 2Cn^7 a_0^3 \quad \text{soit} \quad r \ll n^{7/3} \left(\frac{2C}{\delta} \right)^{1/3} a_0 \quad \rightarrow \quad \lambda_{\pm} = \frac{\delta e^2}{2a_0 n^3} \pm \frac{e^2 C n^4 a_0^2}{r^3}$$

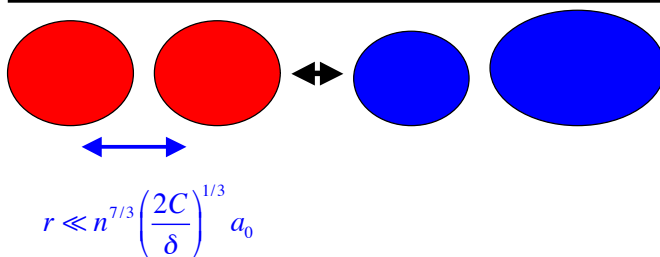
Ordres de grandeurs « exagérés » de l'interaction Rydberg-Rydberg



($r > 5 \mu\text{m}$ pour $n = 60$ et $\delta = 0,005$)

Interaction van der Waals à « grande distance » en $n^{11}/\delta r^6$

Pour $n = 60$ et $\delta = 0,01$ l'interaction est, à r donné, $\sim 5 \cdot 10^{21}$ fois plus grande que pour deux atomes dans l'état fondamental!



$$r \ll n^{7/3} \left(\frac{2C}{\delta} \right)^{1/3} a_0$$

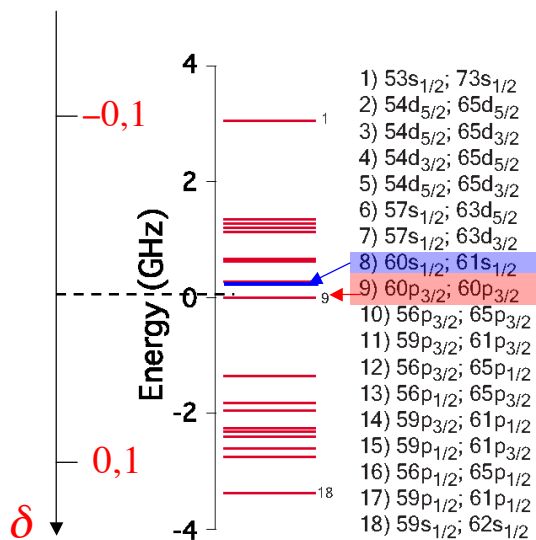
Couplage de Förster à « courte distance » en n^4/r^3

Fréquence de Förster:

$$\frac{e^2 n^4 a_0^2}{hr^3} \sim 5 \text{ MHz, pour } n = 50 \text{ et } r = 10 \mu\text{m}$$

Pour $n=60$, interaction, à r donné, 10^7 fois plus grande que dans l'état fondamental!

Comment "accorder" une résonance de Förster entre atomes de Rydberg?



Niveaux d'énergie de 2 atomes de Rb connectés à $|60p_{3/2}, 60p_{3/2}\rangle$ par l'interaction dipôle-dipôle (Saffman et al, RMP, 82, 2313 (2010))

Le paramètre δ détermine le gap $e^2\delta/n^3a_0$ entre l'état $|nL, nL\rangle$ et un état à deux atomes voisin auquel il est couplé par W . La distribution des niveaux de Rydberg des alcalins et celle des défauts quantiques fait qu'il existe beaucoup de niveaux pour lesquels $0 < |\delta| < 0,1$ et, même quelques niveaux pour lesquels $\delta \sim 0,01$.

Une première façon d'accorder une résonance de Förster est de choisir un niveau nL tel qu'il existe un couple $|n', L'; n'', L''\rangle$ pour lequel δ est très petit. **Une seconde façon** est d'utiliser l'effet Stark pour mettre $|nL, nL\rangle$ et $|n', L'; n'', L''\rangle$ à résonance exacte (voir plus loin)

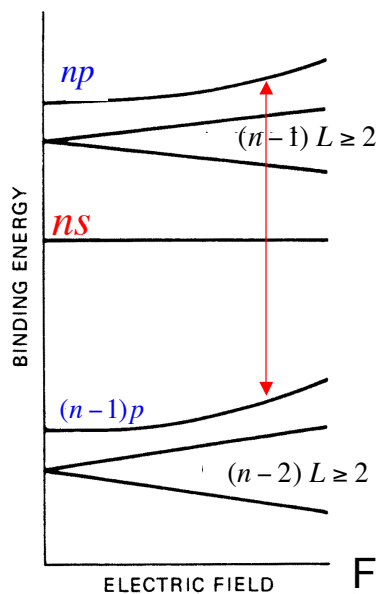
Exemple : 18 niveaux diatomiques avec "distance" $|\delta| < 0,1$ de l'état $|60p_{3/2}, 60p_{3/2}\rangle$ niveau prépondérant pour van der Waals à $\delta = -0,01$ (~ 300 MHz) : $|60s_{1/2}; 61s_{1/2}\rangle$

III-B

Collisions de van der Waals résonnantes entre atomes de Rydberg de Sodium: étude expérimentale d'une résonance de Förster

Safynia et al, PRL 47, 405, (1981);
 Gallagher et al, Phys.Rev.A 25, 1905 (1982)

Résonance de Förster entre atomes de Rydberg (Na) accordée par effet Stark

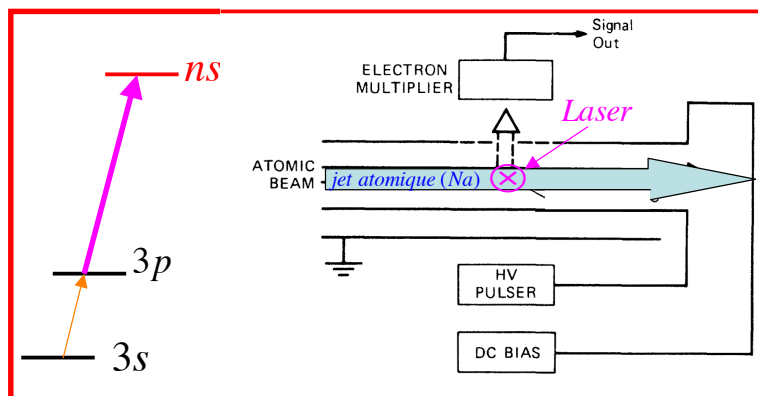


Expérience réalisée pour $n=16$ à 27

Condition de résonance par déplacement Stark des niveaux:

$$E_{nS}(F) = \frac{E_{n-1,P}(F) + E_{n,P}(F)}{2}$$

$$|nS, nS\rangle \rightleftharpoons |(n-1)P, nP\rangle$$



Résonance de Förster entre atomes de Rydberg accordée par effet Stark (suite)

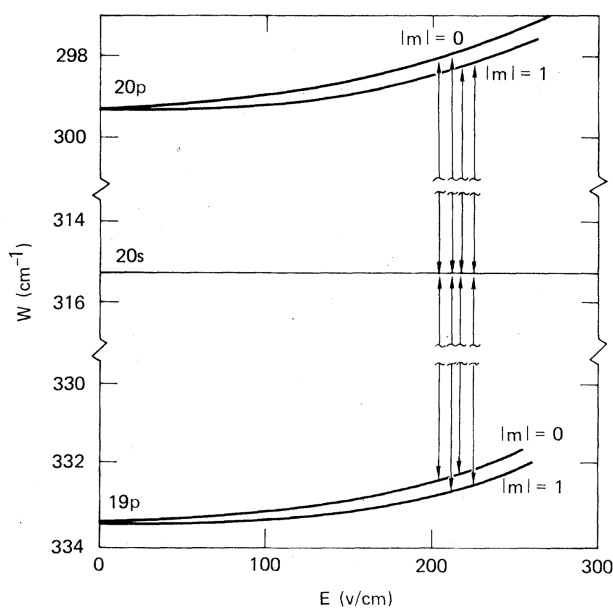


FIG. 1. Energy levels for the $19p$, $20s$, and $20p$ states in an electric field. The collisional resonances are shown by the arrows.

La résonance Stark a une structure fine (état final $m=0$ ou 1)

Pour $n=20$, 4 résonances autour de 210 V/cm correspondant aux valeurs finales $|m|=0$ ou 1

$$|20S, 20S\rangle \rightleftharpoons |19P, m=0; 20P; m=0\rangle;$$

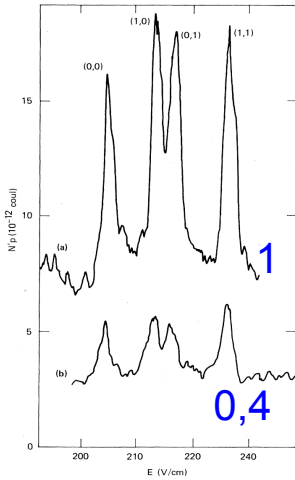
$$|19P, m=0; 20P; m=1\rangle;$$

$$|19P, m=1; 20P; m=0\rangle;$$

$$|19P, m=1; 20P; m=1\rangle$$

Collision résonnante entre atomes de Rydberg à température ordinaire ($v \sim 500 \text{ m/s}$)

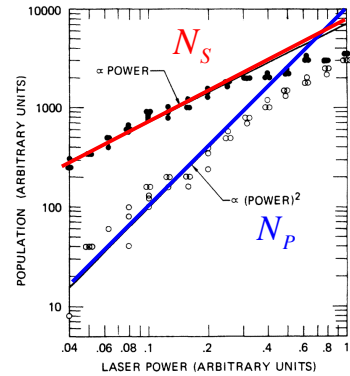
Nombre N_p d'atomes portés en un temps t dans l'état P à partir de collisions résonnantes S-S de N_s atomes dans un volume V (v : vitesse moyenne des atomes, σ : section efficace de collision résonnante):



$$N_p = N_s^2 \frac{v\sigma t}{V} \rightarrow \sigma = \frac{N_p}{N_s^2} \frac{V}{vt}$$

Après calibration de l'efficacité de détection atomique et estimation de V (10^{-3} cm^3), v (500 m/s) et t (10^{-6} s), on déduit σ de la hauteur des résonances et le temps de collision T de leur largeur

Variation quadratique de N_p en fonction de N_s



N_p (détecté par ionisation) en fonction du champ électrique F pour deux valeurs de N_s dans le rapport 1 à 0,4

$$\sigma \sim n^{*4}$$

$$T \sim n^{*2}$$

Nombre total d'atomes excités dans 17s (N_s) et nombre d'atomes transférés par collisions dans 17p (N_p) en fonction de l'intensité du laser sur la transition $3p \rightarrow 17S$. La dépendance quadratique du signal de résonance est claire.

Ordres de grandeur de σ et T dans l'expérience de collision résonnante nS-nS

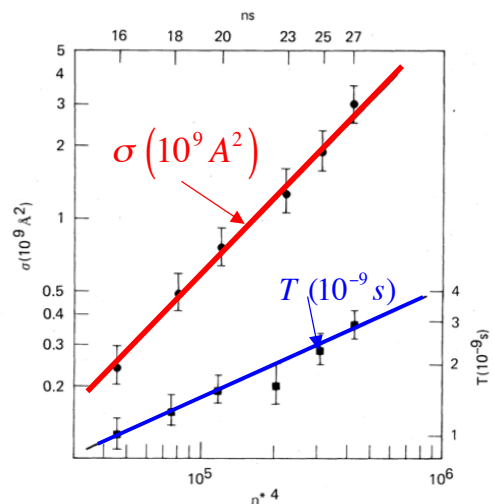
$$\sigma_{coll} \sim \alpha \frac{c}{v} n^{*4} a_0^2 \sim \alpha \frac{c}{v} \sigma_{géométrique}$$

~ 4500

La section efficace de collision est 10^3 à 10^4 fois plus grande que la section géométrique (portée de l'interaction 30 à 100 fois celle du rayon de l'atome de Rydberg).

pour $n^* = 20$, $\sigma_{géométrique} \sim \pi n^{*4} a_0^2 \sim 1,2 \cdot 10^5 \text{ A}^2$

$\rightarrow \sigma_{coll} \sim 10^8 - 10^9 \text{ A}^2$

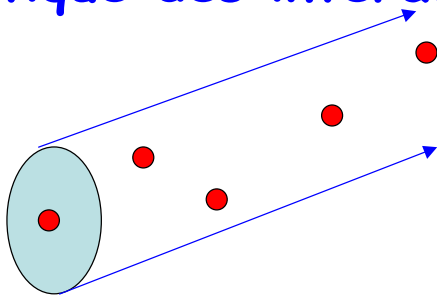


Durée de la collision:

$$T_{coll} \sim \frac{\sqrt{\sigma_{coll}}}{v} \sim \sqrt{\frac{\alpha c}{v^3}} n^{*2} a_0 \quad ; \quad \text{pour } n^* = 20 \rightarrow 3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

La largeur des raies est de l'ordre de 1 V/cm , qui, traduite en fréquence, correspond à 1 GHz soit un temps de collision de l'ordre de la nanoseconde, en bon accord avec cette estimation

Du régime collisionnel au régime quasi-statique des interactions Rydberg-Rydberg



A la température ordinaire, la section efficace σ de collision d'un atome de Rydberg (cercle bleu) est $\alpha c/v$ ($\sim 10^4$) fois plus grande que sa section géométrique $a_0^2 n^4$ (cercle rouge). Le libre parcours moyen l d'un atome entre deux collisions est $l=1/\rho\sigma$ et le temps entre collisions:

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{1}{\rho\sigma v}$$

Pour que les collisions entre Rydberg soient des événements indépendants, il faut que le temps entre collisions τ soit plus grand que le temps de collision T_{coll} . Cette condition impose une limite ρ_0 à la densité ρ des atomes de Rydberg:

$$T_{coll} \ll \tau \rightarrow \frac{\sqrt{\sigma}}{v} \ll \frac{1}{\rho\sigma v}$$

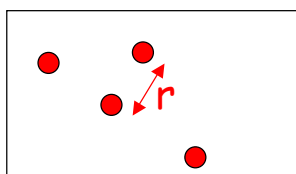
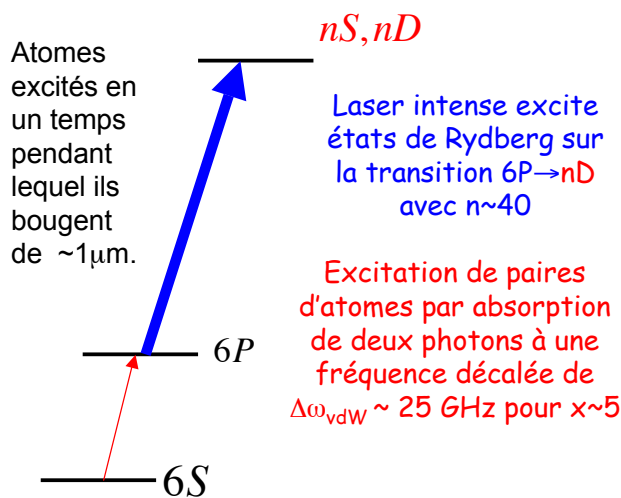
$$\rightarrow \rho \ll \rho_0 = \sigma^{-3/2} = \left(\frac{\alpha c}{v}\right)^{-3/2} \frac{1}{a_0^3 n^6} \sim 10^{-6} \frac{1}{a_0^3 n^6}$$

ρ_0 est $\sim 10^6$ fois plus petit que la "densité de contact" $\rho_c = 1/(a_0 n^2)^3$. A la densité ρ_0 , les atomes sont à une distance ~ 100 fois leur taille.

$n = 20$	$n = 50$	$n = 100$
$\rho_c = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$\rho_c = 6.10^{14} \text{ cm}^{-3}$	$\rho_c = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
$\rho_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$\rho_0 = 6.10^8 \text{ cm}^{-3}$	$\rho_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$

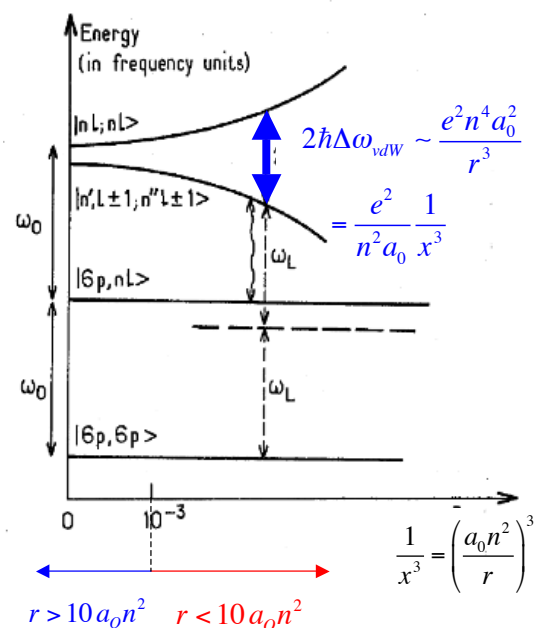
Dans l'expérience de collision résonnante, $\rho \sim 10^7 \text{ cm}^{-3} \ll \rho_0$ ($\rho_0 \sim 10^{11}$ pour $n \sim 20$).

Interactions entre atomes de Rydberg de Cs dans le régime quasi-statique: élargissement des raies optiques et effet d'anti-blocage



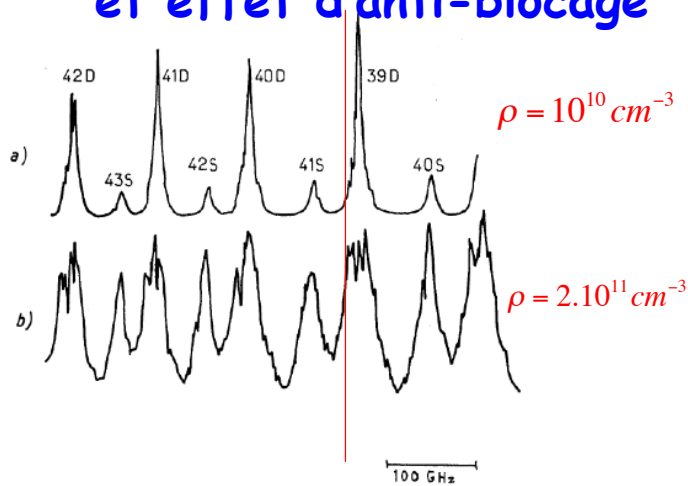
Gaz dense de Rydberg

$$x_m = \frac{r_m}{a_0 n^2} = \frac{1}{\rho^{1/3} a_0 n^2} \leq 10$$



Excitation de paires d'atomes et effet d'anti-blocage

Mécanisme d'excitation:



Pour que le laser puisse exciter par absorption de 2 photons une paire d'atomes à 25 GHz de la fréquence non perturbée (ordre de grandeur de la demi-largeur des raies sur la trace inférieure), il faut qu'il y ait une paire d'atomes avec $1/x^3 \sim 10^{-2}$ soit $x \sim 5$ et $r \sim 5n^2a_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{m}$. La distance moyenne des atomes dans l'état fondamental est 10^{-6}m (pour $\rho_f = 10^{12} \text{cm}^{-3}$) et il se forme transitoirement en une nanoseconde de nombreuses paires d'atomes passant à une distance mutuelle de $5 \cdot 10^{-7} \text{m}$. Une fois l'excitation amorcée, le laser peut exciter par absorption à un photon des atomes déplacés par passage à proximité d'atomes déjà excités. La forme de raie est complexe et le processus très non-linéaire (cf séminaire de T.Pfau du 1^{er} Avril).

Deux spectres Rydberg correspondant à des densités différentes d'atomes excités (au sommet des raies), préparés avec des impulsions laser nanoseconde dont les intensités diffèrent par un facteur 20 entre les deux traces. La densité d'atomes dans l'état fondamental est $\rho_f \sim 10^{12} \text{cm}^{-3}$.

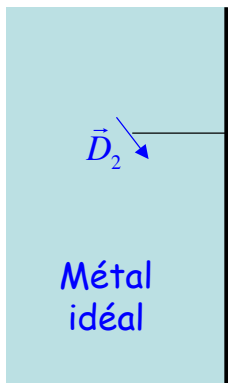
J.-M.Raimond, G.Vitrant et S.Haroche, J.Phys.B, At.Mol.Phys. 14, L655 (1981)

III-C

Atomes de Rydberg en interaction avec des parois métalliques

V.Sandoghdar, C.Sukenik, E.Hinds et S. Haroche, Phys.Rev.Lett. 68, 3432 (1992)

Rappel sur le couplage électrostatique d'un atome avec une surface métallique plane



Interaction d'un dipôle \vec{D}_1 avec son image électrique \vec{D}_2 :

Séparation des composantes de \vec{D}_1 normales et parallèles à la surface:

$$\vec{D}_1 = (\vec{n} \cdot \vec{D}_1) \vec{n} + [\vec{D}_1 - (\vec{n} \cdot \vec{D}_1) \vec{n}]$$

La réflexion change le signe de la composante normale des vecteurs, ainsi que celui de la charge: le dipôle image a la même composante normale et une composante parallèle inversée:

$$\vec{D}_2 = (\vec{n} \cdot \vec{D}_1) \vec{n} - [\vec{D}_1 - (\vec{n} \cdot \vec{D}_1) \vec{n}] = 2(\vec{n} \cdot \vec{D}_1) \vec{n} - \vec{D}_1$$

On en déduit:

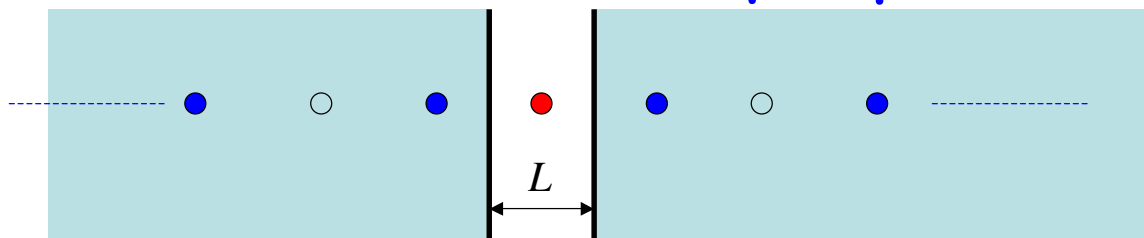
$$\vec{D}_1 \cdot \vec{D}_2 - 3(\vec{n} \cdot \vec{D}_1)(\vec{n} \cdot \vec{D}_2) = -[\vec{D}_1^2 + (\vec{n} \cdot \vec{D}_1)^2] = -q^2 [X^2 + Y^2 + 2Z^2]$$

et le couplage attractif atome-métal (facteur 1/2 habituel dans les problèmes d'électrostatique d'interaction atome-image):

$$W_{\text{atome-image}} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{(2d)^3} [\vec{D}_1 \cdot \vec{D}_2 - 3(\vec{n} \cdot \vec{D}_1)(\vec{n} \cdot \vec{D}_2)] = -\frac{e^2}{16d^3} [X^2 + Y^2 + 2Z^2]$$

Force attractive en $1/d^4$ (approximation valable pour $d < \lambda$, longueur d'onde d'émission caractéristique de l'atome). Pour $d > \lambda$, force de Casimir en $1/d^5$.

Atome de Rydberg dans état nS équidistant de deux surfaces métalliques parallèles



Pour les états nS du Sodium, on a:

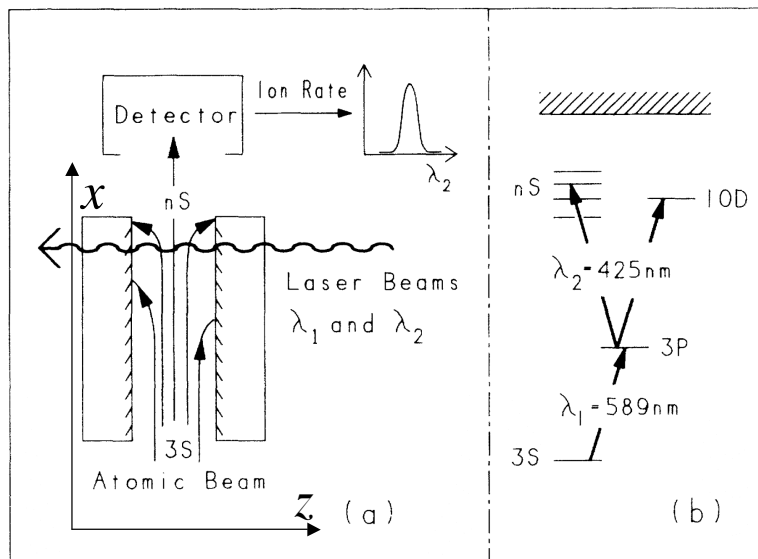
$$\langle nS | X^2 + Y^2 + 2Z^2 | nS \rangle = \frac{4}{3} \langle nS | R^2 | nS \rangle = \frac{2}{3} n^{*2} (5n^{*2} + 1) a_0^2$$

($n^* = n - 1,349$: nombre quantique principal corrigé du défaut quantique)

En sommant les contributions des images « impaires » à distance $L, 3L, 5L\dots$ de l'atome (les images paires à $2L, 4L$ ont des contributions en $\langle X^2 + Y^2 - 2Z^2 \rangle$, nulles dans un état S):

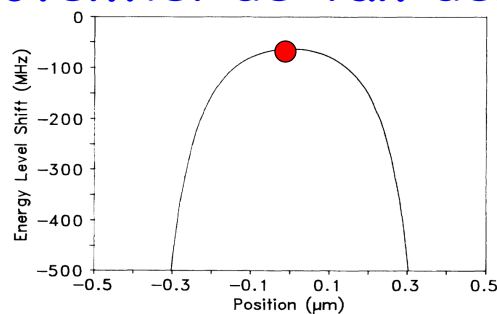
$$W = -\frac{2e^2}{3L^3} \left[1 + \frac{1}{3^3} + \frac{1}{5^3} + \dots \right] n^{*2} (5n^{*2} + 1) a_0^2 \approx -0,7 \frac{e^2 a_0^2}{L^3} n^{*2} (5n^{*2} + 1) \approx -3,5 \frac{e^2 a_0^2 n^{*4}}{L^3}$$

Spectroscopie des atomes équidistants des parois

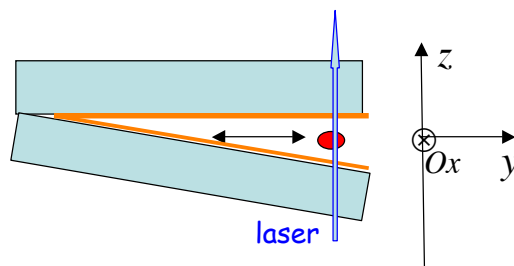


Principe de l'expérience: les atomes se propagent le long de Ox sur une distance de 8mm et sont excités à 0,5 mm de la sortie par un laser se propageant le long de Oz , normale aux surfaces. Seuls les atomes passant au milieu du gap émergent (les autres sont défléchis par la force de van der Waals et adsorbés).

Les atomes traversent le tunnel au sommet du potentiel de van der Waals

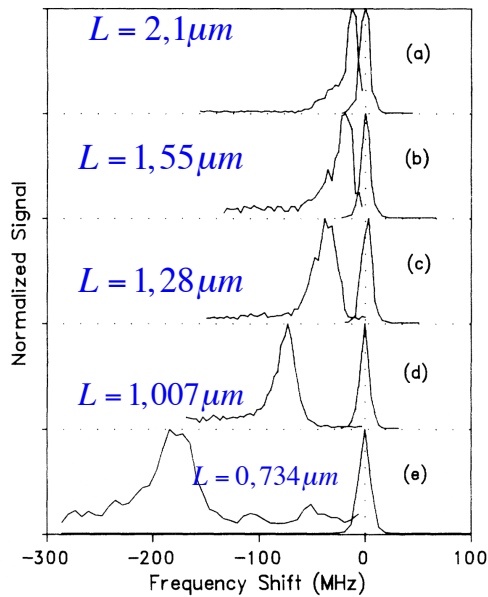


Potentiel W (en MHz) pour $n=13$, en fonction de la distance z au centre du gap ($L=1\mu\text{m}$). La pente de W pour $z \neq 0$ fait que seuls les atomes proches de $z = 0$ traversent le tunnel.

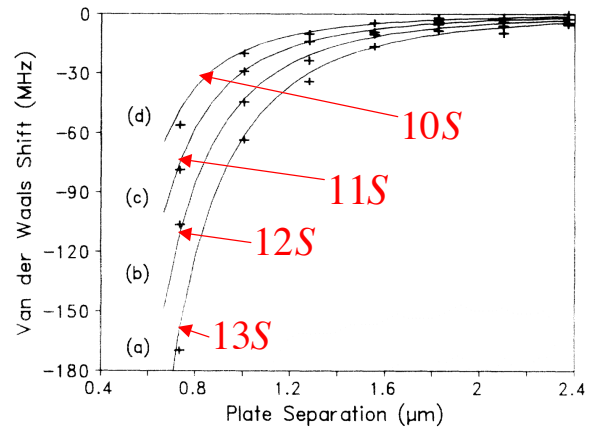


Largeur L du gap variée en déplaçant le jet (et le laser) le long de Oy , les surfaces métalliques formant un coin.

Vérification de la loi en n^4/L^3



Résonance $3p \rightarrow 13S$ pour 5 valeurs de L . La raie de droite, enregistrée dans l'espace libre, sert de référence (fréquence non déplacée)

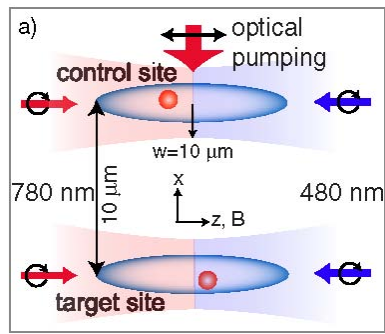


Déplacement de van der Waals en fonction de L pour les 4 états nS mesurés (points expérimentaux et courbes théoriques)

Récapitulation: lois d'échelle des propriétés exagérées des états de Rydberg

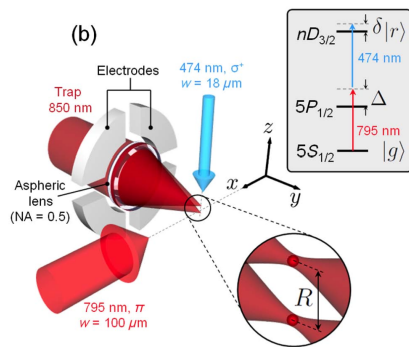
propriété physique	dépendance en n	valeur typique ($n = 50$)	valeur typique ($n = 100$)
grand axe de l'orbite de Kepler, dipôle électrique	n^2	$0,2 \mu\text{m}$; $3 \cdot 10^3 \text{ u.a.}$	$1 \mu\text{m}$; 10^4 u.a.
période de Kepler	n^3	$2 \cdot 10^{-11} \text{ s}$	$2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$
durée de vie (L petit)	n^3	$5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$	$5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
interaction atome – miroir en $1/d^3$	n^4	1 MHz à $d = 10 \mu\text{m}$	20 MHz à $d = 10 \mu\text{m}$
section efficace de résonance de Förster (atomes "chauds")	n^4	$100 \mu\text{m}^2$	$2 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$
durée de vie (circulaire)	n^5	$3 \cdot 10^{-2} \text{ s}$	1 s
polarisabilité (effet Stark quadratique des circulaires)	n^6	$2 \text{ MHz} / (\text{V} / \text{cm})^2$	$100 \text{ MHz} / (\text{V} / \text{cm})^2$
polarisabilité (effet Stark quadratique des états de L petit)	n^7	$100 \text{ MHz} / (\text{V} / \text{cm})^2$	$10 \text{ GHz} / (\text{V} / \text{cm})^2$
interaction de van der Waals en $1/r^6$	n^{11}	50 kHz à $10 \mu\text{m}$	100 MHz à $10 \mu\text{m}$

Les prochaines leçons



Contrôle de deux atomes à une distance fixe l'un de l'autre et exploitation du blocage Rydberg pour réaliser une porte quantique.

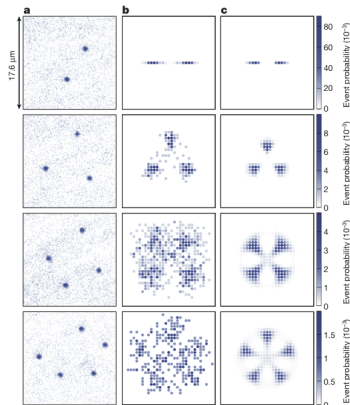
L. Isenhower et al, Phys.Rev.Lett.104, 010503 (2010)



Spectroscopie d'un couple d'atomes de Rydberg pour mesurer leur interaction en n^{11}/r^6 en fonction de r et de n .

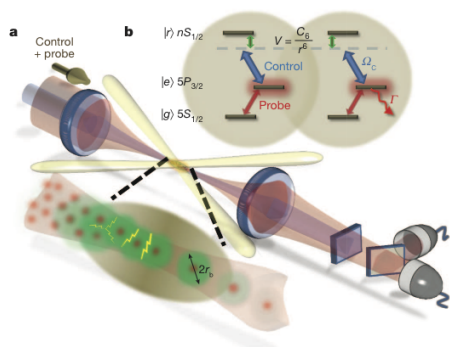
L. Béguin et al, Phys.Rev.Lett. 110, 263201 (2013)

Les prochaines leçons



Etude de cristaux d'atomes de Rydberg préparés par excitation optique d'un réseau d'atomes froids dans le régime d'isolant de Mott.

P. Schauss et al, Nature, 491, 87 (2012)



Expériences de transparence induite électromagnétiquement dans des ensembles d'atomes froids excités vers un niveau de Rydberg: exploitation du blocage Rydberg pour réaliser des expériences de contrôle photon-photon.

T. Peyronel et al, Nature, 488, 57 (2012)

Reprise du cours le 29 Avril 2014