

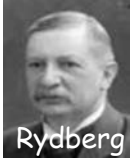
Chaire de Physique Quantique-Cours 2013-2014
2^{ème} leçon - 1^{er} Avril 2014

Interaction des atomes de Rydberg avec des champs extérieurs

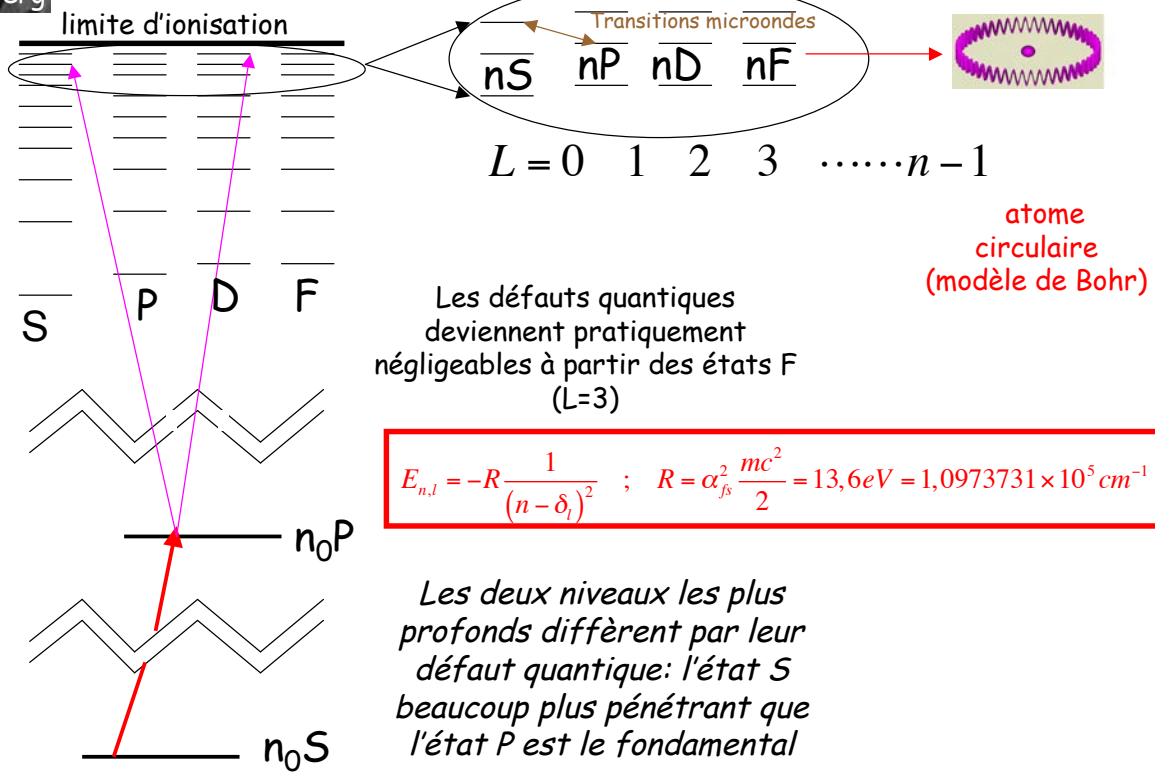
Une revue des propriétés des atomes de Rydberg en interaction avec des champs statiques et rayonnants. Eléments de matrice du couplage des atomes de Rydberg à des champs optique et micro-onde. Spectroscopie optique et micro-onde de ces atomes. Durée de vie radiative des états de Rydberg.

Superradiance. Effet Stark des états de Rydberg de l'Hydrogène et des alcalins. Manipulation des atomes de Rydberg par des champs électriques. Ionisation des atomes de Rydberg dans un champ électrique.

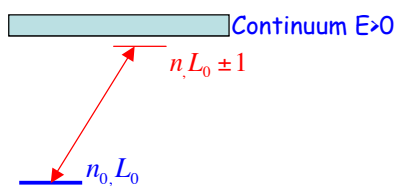
II-A: Atomes de Rydberg en interaction avec le rayonnement



Spectre typique des niveaux d'énergie d'un atome alcalin



Couplage dipolaire entre état de Rydberg et état peu excité (n_0 et L_0 petits)



Couplage dipolaire électrique de la forme:

$$V(t) = -\vec{D} \cdot \vec{E} \cos \omega t$$

Règles de sélection. On néglige ici les effets de spin (structure fine et hyperfine):

Polarisation π : $D_z = qz = qr \cos \theta \rightarrow \Delta L = \pm 1; \Delta m = 0$ couplage $\sim \langle n_0, L_0, m | D_z | n, L_0 \pm 1, m \rangle$

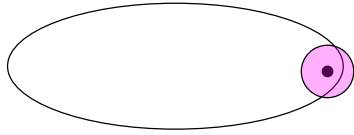
Polarisation σ_{\pm} : $D_{\pm} = q(x \pm iy) = qr \sin \theta e^{\pm i\varphi} \rightarrow \Delta L = \pm 1; \Delta m = \pm 1$ couplage $\sim \langle n_0, L_0, m \pm 1 | D_{\pm} | n, L_0 \pm 1, m \rangle$

Ordre de grandeur du couplage reliant un état de n_0 et L_0 petit à un état $n \gg 1$:

$$\langle D_z \rangle_{n_0, n} \sim q \langle n_0, L_0, m | r | n, L_0 \pm 1, m \rangle \sim \frac{qa_0}{n^{3/2}}$$

Cette formule, justifiée page suivante, montre que les états de Rydberg sont couplés **très faiblement** par transition optique à l'état fondamental (environ 1000 fois moins pour $n=100$ qu'un niveau profond de l'atome). Il faut donc une grande puissance laser pour obtenir une grande fréquence de Rabi (≥ 1 MHz) et une probabilité d'excitation importante.

Estimation du couplage dipolaire $n_0 \rightarrow n \gg 1$



L'élément de matrice du dipôle entre l'état fondamental (ou un état peu excité de faible moment angulaire) avec un état de Rydberg n de faible moment angulaire ($\Delta L \sim 1$) est proportionnel à l'amplitude de probabilité de trouver l'électron de

Rydberg dans la région de recouvrement avec l'état peu excité. Cette amplitude dépend du nombre quantique n de l'état excité par le facteur d'échelle $1/n^{3/2}$.

Argument semi-classique: la fraction de trajectoire de l'électron de Rydberg recouvrant l'état peu excité a une longueur de l'ordre de a_0 (ordre de grandeur du paramètre de l'ellipse pour L de l'ordre de \hbar). La vitesse v de l'électron au périhélie, qui ne dépend pratiquement pas de n , correspond à celle d'un électron arrivant de l'infini avec une énergie totale quasi nulle à une distance a_0 du noyau, soit:

$$\frac{1}{2}mv^2 \sim \frac{e^2}{a_0} \rightarrow v \sim \left(\frac{2e^2}{ma_0}\right)^{1/2}$$

Ordre de grandeur du temps passé par l'électron dans la zone de recouvrement:

$$\tau_r \sim \frac{a_0}{v} \sim \left(\frac{ma_0^3}{2e^2}\right)^{1/2}$$

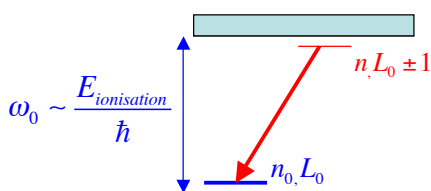
La probabilité de présence Π_r de l'électron dans cette zone est $\sim \tau_r/T$ (T : période de l'électron):

$$\Pi_r \sim \frac{\tau_r}{T} \text{ avec } T = \frac{2\pi(mn^3a_0^3)^{1/2}}{e} \rightarrow \Pi_r \sim \frac{\pi\sqrt{2}}{n^3}$$

D'où l'ordre de grandeur de l'élément de matrice du dipôle:

$$\langle D \rangle_{n_0, n} \sim qa_0 \sqrt{\Pi_r} \sim \frac{qa_0}{n^{3/2}}$$

Durée de vie des états de Rydberg de faible moment angulaire



Le taux $\Gamma_{n \rightarrow n_0}$ d'émission spontanée vers un niveau profond de l'atome est donné par la règle d'or de Fermi:

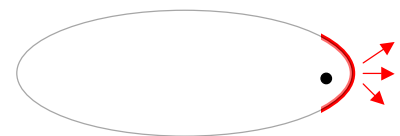
$$\Gamma_{n \rightarrow n_0} \sim \frac{1}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \langle D \rangle_{n, n_0}^2 \omega_0^3$$

$\sim \frac{q^2 a_0^2}{n^3}$ Densité d'états finals du rayonnement pratiquement indépendante de n

Le taux global d'émission à partir de $|n, L\rangle$, $\Gamma_{n, L, \text{petit}}$ est la somme de taux partiels vers les niveaux profonds, tous en $1/n^3$, et obéit donc à la loi d'échelle:

$$\Gamma_{n, L, \text{petit}} \sim \frac{1}{n^3}$$

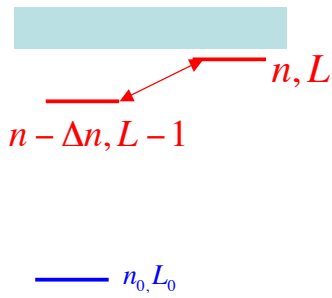
Interprétation semi-classique: l'électron rayonne surtout au voisinage du périhélie, là où son accélération est maximale. A chaque tour, la quantité rayonnée est la même, pratiquement indépendante de n . Le taux de rayonnement par seconde est donc proportionnel à la fréquence de l'électron sur son orbite elliptique, $\Gamma \sim 1/n^3$.



Ordre de grandeur pour $n \sim 50$:

$$\Gamma_{n, L-1} \sim \frac{5.10^9 s^{-1}}{50^3} \sim 5.10^4 s^{-1} \text{ (durée de vie } \frac{1}{\Gamma_{n, L-1}} \sim 20 \mu s)$$

Transitions microonde entre niveaux de grands n voisins



Transitions millimétriques $n \rightarrow n \pm \Delta n$ avec $\Delta n \ll n$.

Le couplage dipolaire électrique sur ces transitions est énorme, le recouvrement des fonctions d'onde donnant des éléments de matrice $\langle D \rangle_{n, n \pm 1} \sim q n^2 a_0$. Le très fort couplage au rayonnement millimétrique est exploité dans les expériences d'Electrodynamique quantique en cavité (voir cours antérieurs).

Taux d'émission spontanée entre niveaux de grand n :

Malgré les grands couplages entre niveaux de Rydberg de n voisins, la contribution de ces transitions au taux d'émission spontanée est très petite devant celle due à l'émission de photons optiques. En effet, la densité d'états finals, en $(\omega_{n, n \pm \Delta n})^3$, décroît comme n^{-9} . D'où la loi d'échelle pour les taux d'émission correspondants:

$$\Gamma_{n, L \rightarrow n \pm \Delta n, L \pm 1} \sim \frac{1}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} q^2 a_0^2 n^4 \left(\frac{2R_y}{\hbar n^3} \right)^3 \sim \frac{10^{10} s^{-1}}{n^5}$$

Taux d'émission de l'ordre de $30 s^{-1}$ pour $n \sim 50$.

Durée de vie des atomes circulaires

L'émission en n^{-5} domine pour les états $L \gg 1$ (en particulier les circulaires de $L = n - 1$) qui ne peuvent émettre de photons optiques (sélection $\Delta L = \pm 1$). Le calcul de la durée de vie de ces états se fait en combinant des arguments classiques et quantiques:

(a) **Classiquement**: le théorème de Larmor indique que la puissance rayonnée P_r est proportionnelle au carré de l'accélération γ de l'électron:

$$P_r = \frac{q^2 \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{1}{m} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(n^2 a_0)^2}$$

et en éliminant γ :
$$P_r = \frac{q^6}{96\pi^3 \epsilon_0^3 c^3} \frac{1}{m^2 n^8} \frac{1}{a_0^4}$$

(b) **Quantiquement**: l'électron rayonne un photon de fréquence $\omega_{n \rightarrow n-1} / 2\pi$ pendant la durée de vie radiative T_n de l'état n circulaire soit:

$$P_r = \frac{\hbar \omega_{n \rightarrow n-1}}{T_n} = \frac{2R}{n^3 T_n} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a_0 n^3 T_n}$$

et en identifiant les deux expressions de P_r :

$$T_n = \frac{24\pi^2 \epsilon_0^2 c^3 m^2 a_0^3 n^5}{q^4} = \frac{3\pi\epsilon_0 c^3 m^2 a_0^2}{q^2 R} n^5$$

On peut utiliser enfin les expressions: $a_0 = \frac{1}{\alpha_{fs}} \frac{\hbar}{mc}$; $\alpha_{fs} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$

et on obtient:

$$T_n = \frac{3 \hbar}{4 R \alpha_{fs}^3} n^5$$

Longue durée de vie, proportionnelle à n^5 (~ 30 ms pour $n=50$).

Exploration optique des états de Rydberg

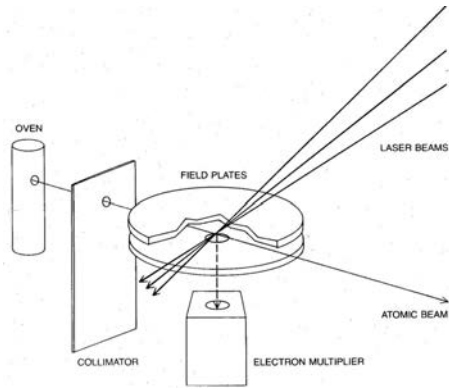
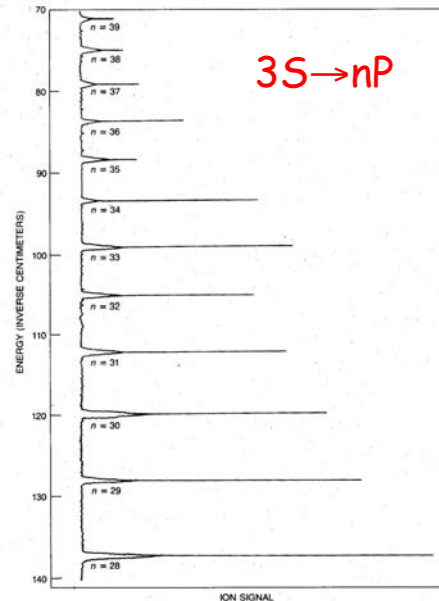


Schéma de l'expérience:
Un jet d'atomes alcalins issu d'un four est excité en échelon vers un état de Rydberg par deux ou trois lasers pulsés, puis ionisé entre les plaques de champ, les électrons résultant étant recueillis par un multiplicateur d'électrons

D. Kleppner, M.G. Littman and M.L. Zimmerman, Scientific American, 244, 130 (1981)



Spectre de Rydberg du Lithium: signal d'ionisation (axe horizontal) en fonction de la fréquence du pulse laser final (exprimée en cm^{-1} sur l'axe vertical)

Exploration micro-onde des états de Rydberg (Na)

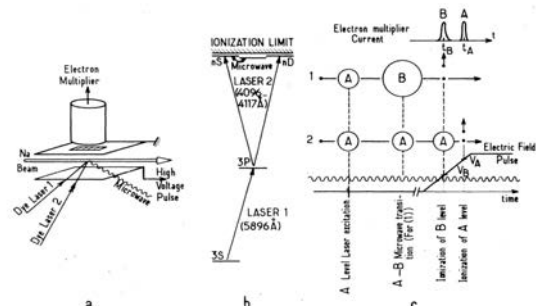


Schéma de principe de l'expérience combinant une excitation optique en échelon et une excitation micro-onde, avant détection par ionisation sélective

C.Fabre, S.Haroche & P.Goy, Phys.Rev.A, 18, 229 (1978)

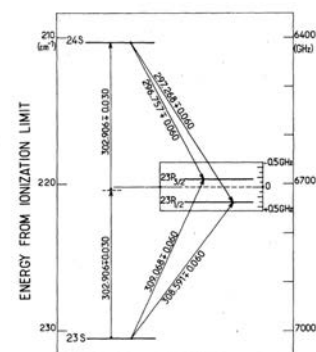
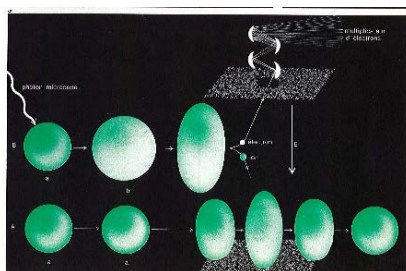
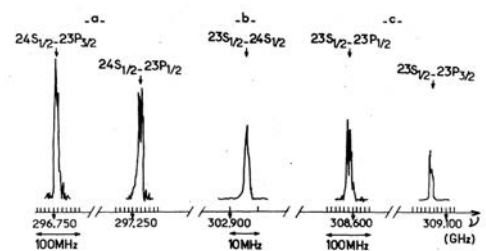


FIG. 3. "23S-23P-24S triangle" (the scale in the insert is magnified by a factor of 100).

Le diagramme d'énergie du triangle 23S, 23P, 24S du Sodium



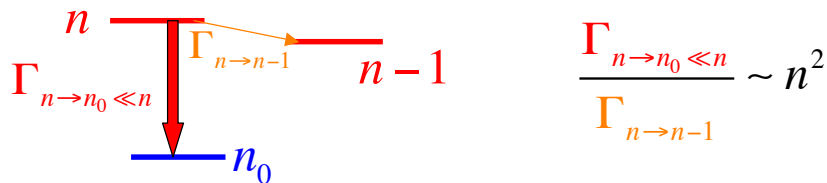
Principe de détection de la transition: l'absorption d'un photon micro-onde excite l'atome juste assez pour qu'il soit ionisé dans l'état supérieur.



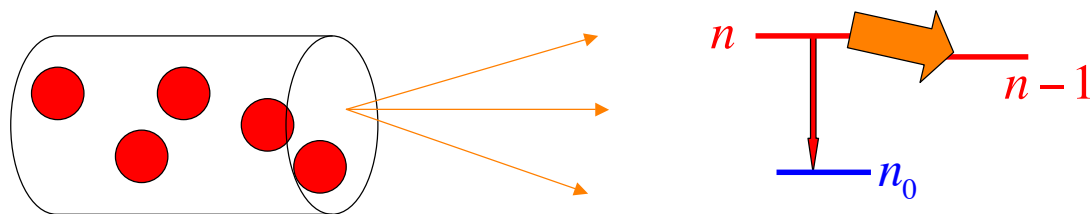
Spectre des raies à 1 photon avec leur structure fine (24S-23P et 23S-23P) et à 2 photons (23S-24S)

Compétition entre couplages des atomes de Rydberg aux champs optique et micro-onde: la superradiance

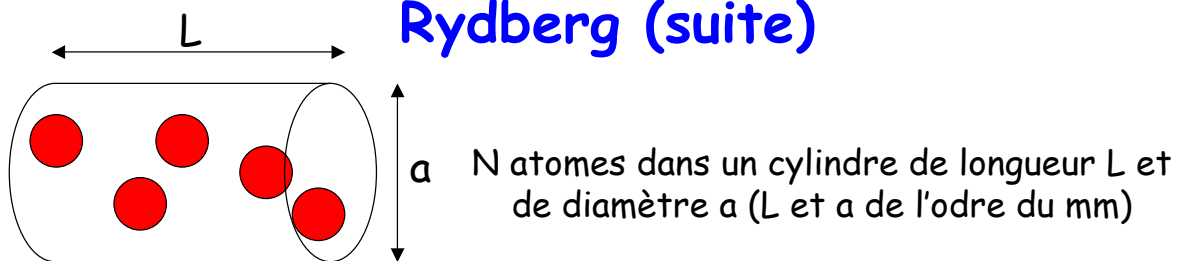
Un atome de Rydberg isolé de faible moment angulaire est spontanément couplé beaucoup plus fortement au champ optique qu'aux champs micro-ondes résonnants sur les transitions entre niveaux de Rydberg voisins:



Pour un *ensemble de N atomes* de Rydberg couplés collectivement au rayonnement, c'est au contraire le couplage micro-onde qui l'emporte, par effet de *superradiance*:



Superradiance micro-onde des atomes de Rydberg (suite)



Le couplage des N atomes au champ du vide corrèle leurs dipôles avec une phase favorisant l'émission collective dans une fraction d'angle solide $\mu = (3/8\pi)(\lambda^2/a^2)$. Il y a $N\mu = (3/8\pi)\rho_{RY}L\lambda^2$ dipôles effectifs rayonnants à la longueur d'onde λ (ρ_{RY} : densité des atomes de Rydberg). *L'émission collective est accélérée par rapport à l'émission spontanée par le facteur $N\mu$.*

Cet effet collectif est négligeable sur une transition optique ($\lambda < 1\mu\text{m}$) car, aux densités usuelles ($\rho_{RY} \leq 10^9\text{cm}^{-3}$), on a $N\mu \leq 1$. Par contre, sur une transition micro-onde ($\lambda \sim 1\text{mm}$), $N\mu$ peut atteindre une grande valeur absolue qui compense le facteur en $1/n^2$ en faveur de l'émission spontanée optique. Le "seuil" de superradiance correspond à un nombre minimum d'atomes de Rydberg satisfaisant la condition:

$$N\mu\Gamma_{n\rightarrow n-1} > \Gamma_{n\rightarrow n_0} \ll n \rightarrow N_{seuil} \sim \frac{n^2}{\mu} = \frac{8\pi}{3} \frac{n^2 a^2}{\lambda_{n\rightarrow n-1}^2}$$

Pour une géométrie (a) donnée, le seuil de superradiance décroît en $1/n^4$

Superradiance des atomes de Rydberg

M.Gross et al, Phys.Rev.Lett. 43,343 (1979)

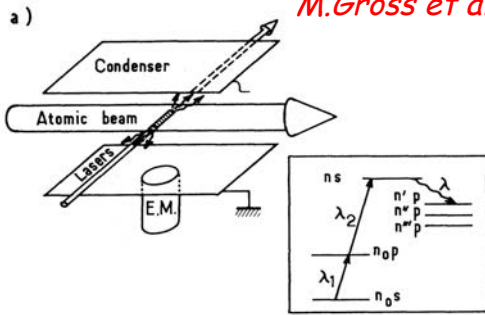


Schéma de l'expérience de superradiance Rydberg dans l'espace libre

Effet collectif lié au couplage des atomes par le rayonnement, décroissant en $1/r$, qui se manifeste pour de grandes distances entre atomes (10^5 atomes dans un volume de 4 mm^3 correspond à des distances interatomiques de l'ordre de $35 \mu\text{m}$). Les effets d'interaction étudiés dans les leçons suivantes correspondent à des interactions en $1/r^3$ ou $1/r^6$ de portée beaucoup plus courte (1 à $10 \mu\text{m}$).

Le seuil de superradiance est abaissé à $N=1$ si l'échantillon de Rydberg rayonne dans une cavité de grand Q: **Electrodynamique en cavité** (cours des années précédentes)

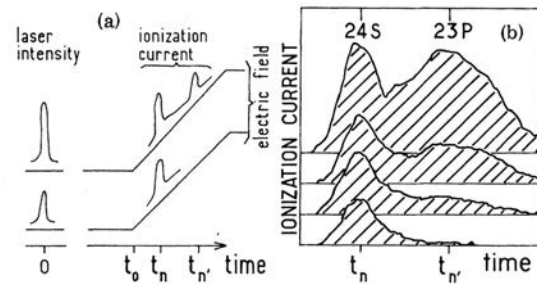


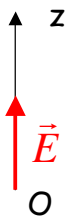
FIG. 2. (a) Schematics of the sequence of events experienced by active medium. Lower and upper traces correspond to situations below and above threshold, respectively. (b) Time-resolved ion-signal recordings showing superradiance on the $24S \rightarrow 23P$ transition in Cs (delay $t_0 = 2 \mu\text{s}$). The four traces correspond, from bottom to top, to $N = 2 \times 10^5$, 4×10^5 , 6×10^5 , and 1.2×10^6 . The time interval $t_{n'} - t_n$ is 60 ns.

Signal de superradiance sur la transition $24S \rightarrow 23P$ du Cesium à 440 GHz

II-B:

Interaction des états de Rydberg avec un champ électrique statique: effet Stark

Effet Stark des atomes de Rydberg



Champ E statique aligné le long de Oz. Pour H, le Hamiltonien s'écrit:

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} - qzE \quad (q < 0, \text{ charge de l'électron})$$

La perturbation créée par E lève la dégénérescence au 1^{er} ordre dans chaque multiplicité n. La symétrie n'est plus sphérique mais cylindrique autour de Oz: L n'est plus un bon nombre quantique mais m le reste: le champ E agit séparément dans chaque multiplicité de m donné. Les états propres de H dans E sont des superpositions des n-|m| états |n, L, m> de n et m donné (|m| ≤ L ≤ n-1). Ces superpositions sont repérées par un nombre quantique entier "parabolique" p, proportionnel à la valeur du dipôle électrique de l'atome, prenant n-|m| valeurs en variant de 2 en 2 entre ±(n-|m|-1):

$$-(n-|m|-1) \leq p \leq n-|m|-1 \quad ; \quad (-1)^p = (-1)^{n-|m|-1}$$

La fonction d'onde parabolique |p;n,m> s'écrit (nous ne donnerons pas l'expression explicite des coefficients C):

$$\Psi_{p,n,m}(r, \theta, \varphi) = \sum_{L=|m|}^{L=n-1} C_p^{L,m} R_{n,L}(r) Y_L^m(\theta, \varphi)$$

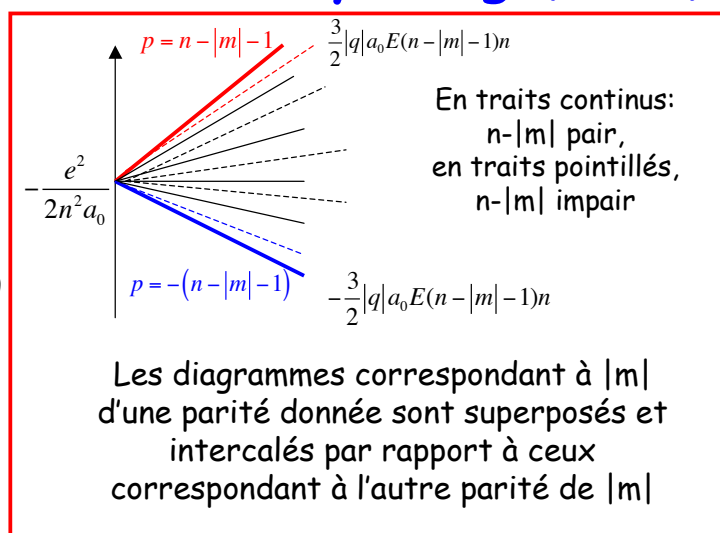
Les états $\Psi_{p,n,m}$, dégénérés pour E=0, constituent une base alternative à celle des états sphériques pour représenter l'atome d' H (base parabolique).

Effet Stark des atomes de Rydberg (suite)

$$W_{n,p,|m|} = -\frac{e^2}{2n^2 a_0} + \frac{3}{2} |q| p n a_0 E$$

Les états de dipôle (et d'effet Stark) maximum sont ceux de m=0 et de p= ±(n-1):

$$\begin{aligned} |\Delta W_{n,m=0,p=\pm(n-1)}| &= \frac{3}{2} |q| a_0 E n(n-1) \\ &\sim \frac{3}{2} |q| a_0 n^2 E \end{aligned}$$



Cas des états circulaires |m|=n-1: Leur dipôle est nul (p=0) et ce sont les seuls à être non-couplés au 1^{er} ordre en E à d'autres états. Leur effet Stark, dû au couplage avec les multiplicités voisines (n-1 et n+1), est quadratique. Il peut se calculer classiquement pour n grand (voir cours 2012-2013):

$$\Delta W_{m=n-1} = E^2 \langle qz \rangle_{n-1,n}^2 \frac{1}{E_n - E_{n-1}} - E^2 \langle qz \rangle_{n,n+1}^2 \frac{1}{E_{n+1} - E_n}$$

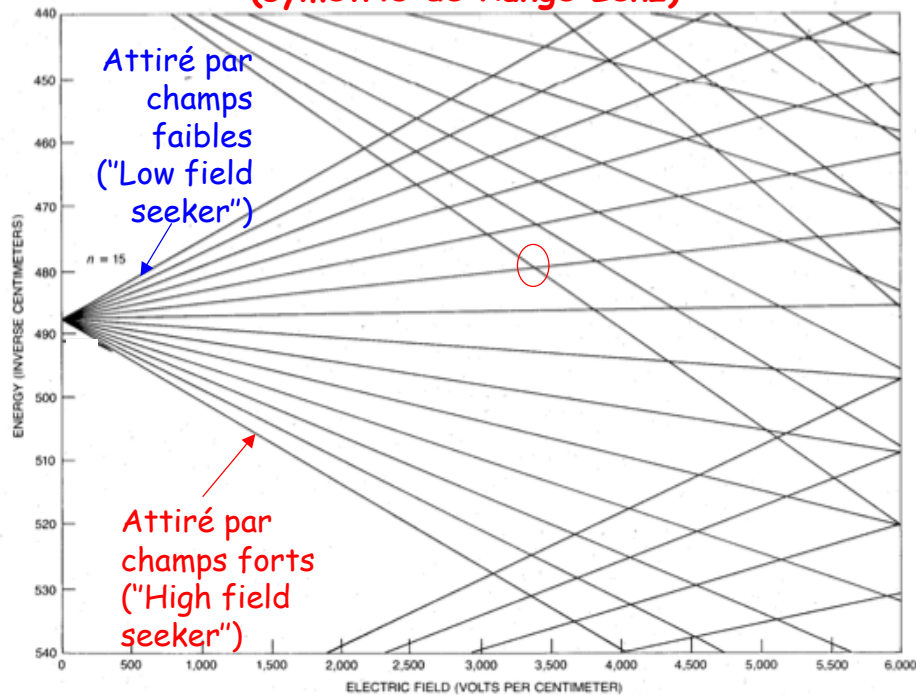
Différence de deux termes en n⁷: effet en n⁶

$$\Delta W_{m=n-1} = -2\pi\epsilon_0 a_0^3 n^6 E^2$$

Polarisabilité "géante" du circulaire: $4\pi\epsilon_0 a_0^3 n^6$

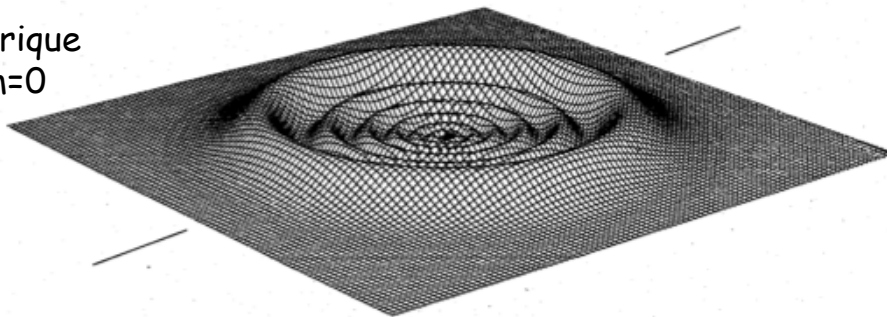
Diagramme Stark de l'Hydrogène (multiplicité $n=15, m=1$): 14 niveaux en "éventail".

Les états issus de valeurs de n différentes se croisent (symétrie de Runge Lenz)

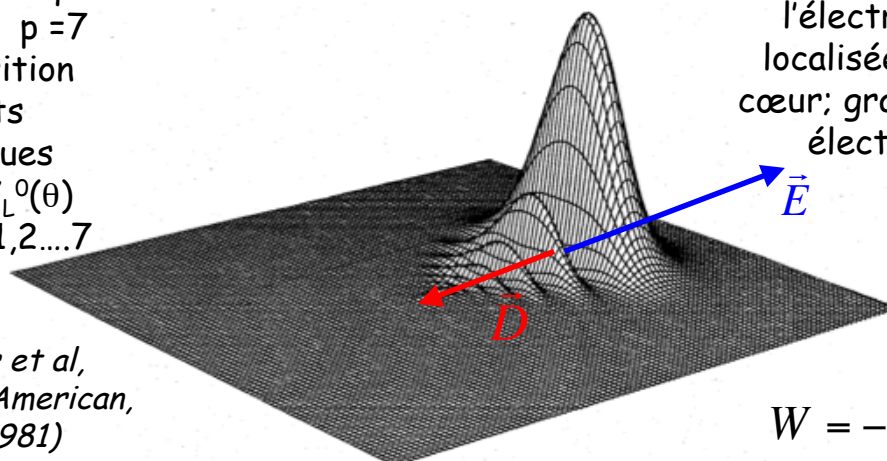


État parabolique comparé à état sphérique

État sphérique
 $n=8, L=m=0$



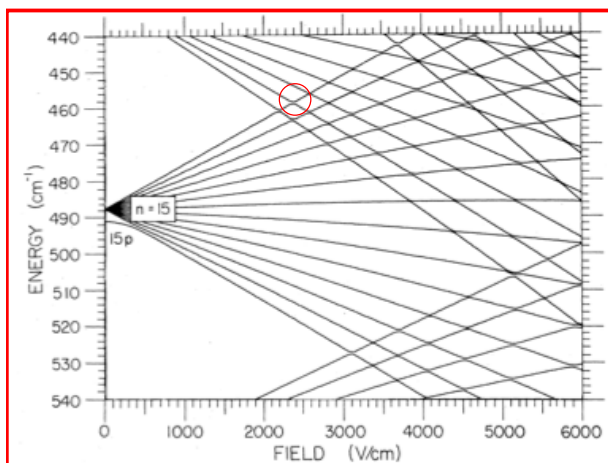
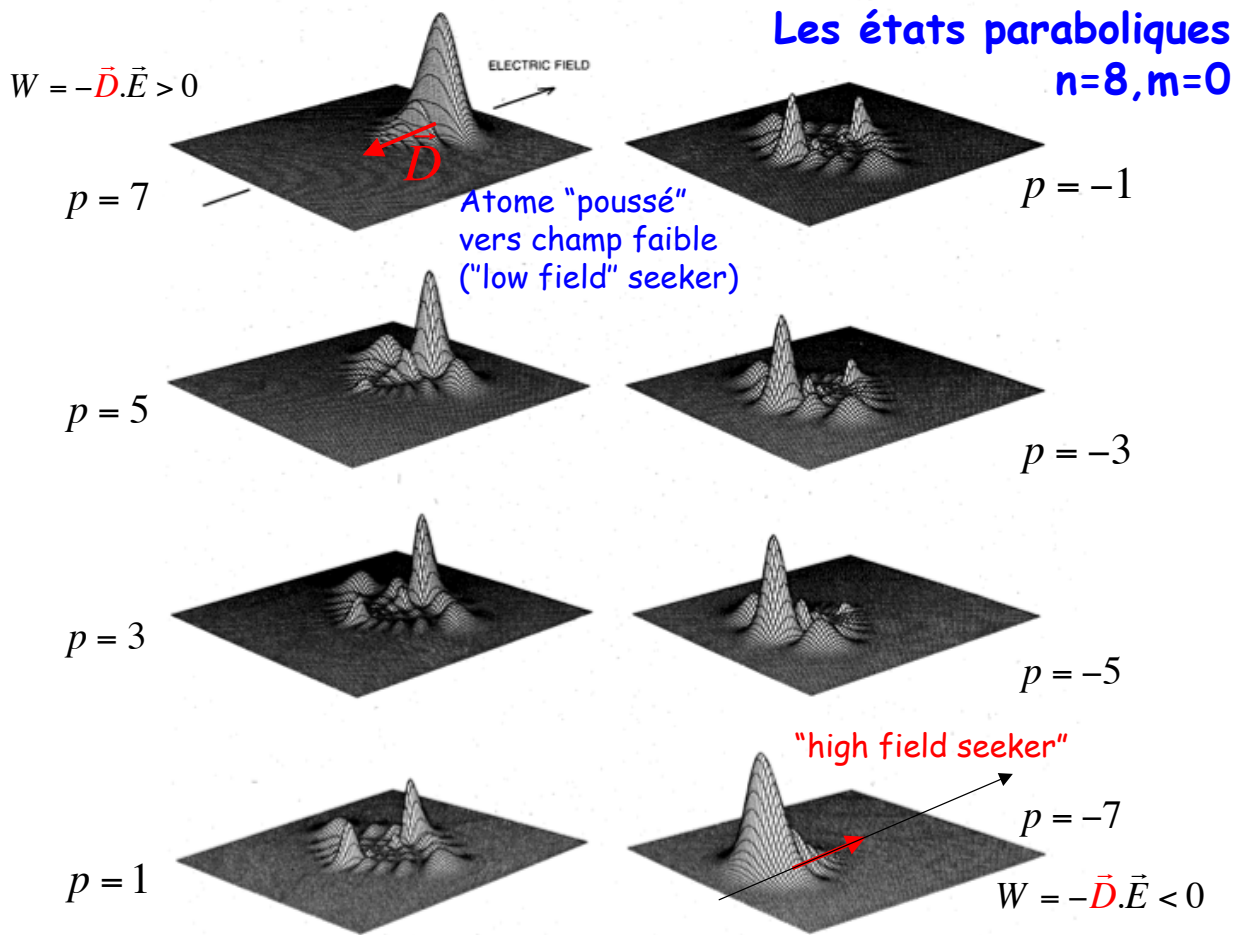
État parabolique
 $n=8, m=0, p=7$
superposition
d'états
sphériques
 $R_{n=8,L}(r)Y_L^0(\theta)$
avec $L=0,1,2,\dots,7$



La charge de l'électron est localisée loin du cœur; grand dipôle électrique

D. Kleppner et al,
Scientific American,
244, 130 (1981)

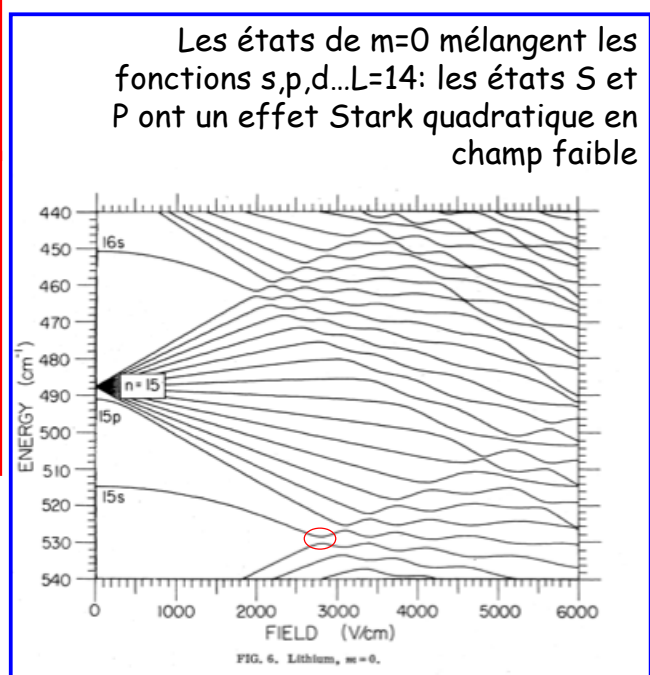
$$W = -\vec{D} \cdot \vec{E} > 0$$



Les états de $m=1$ mélangent les fonctions d'onde p,d...L = 14. En champ faible, l'état P non dégénéré avec la multiplicité a un effet Stark quadratique avant de devenir linéaire en champ fort

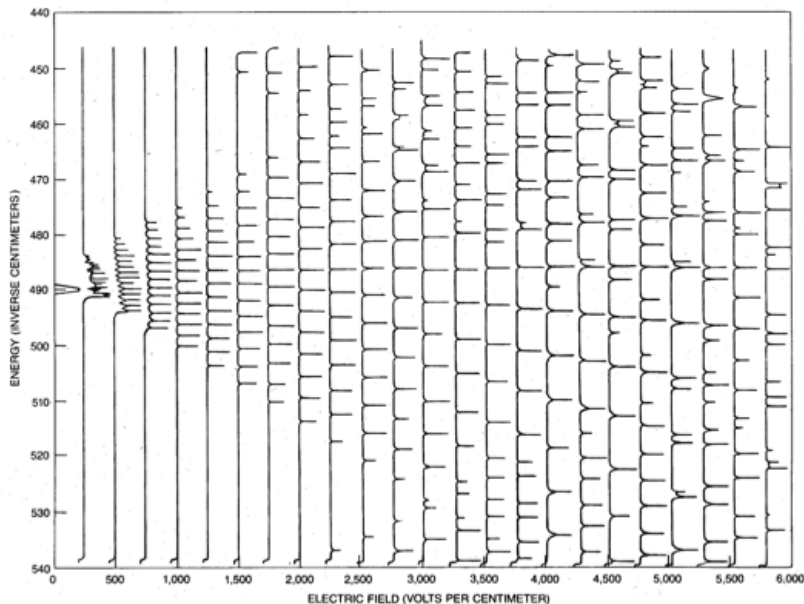
Les niveaux Stark de multiplicités différentes s'anticroisent (levée de la dégénérescence du champ en $1/r$). Antic croisements d'autant plus marqués que les défauts quantiques sont grands

Effet Stark du Lithium: influence des défauts quantiques sur le diagramme Stark de la multiplicité n=15.

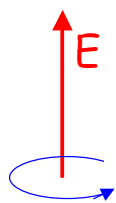
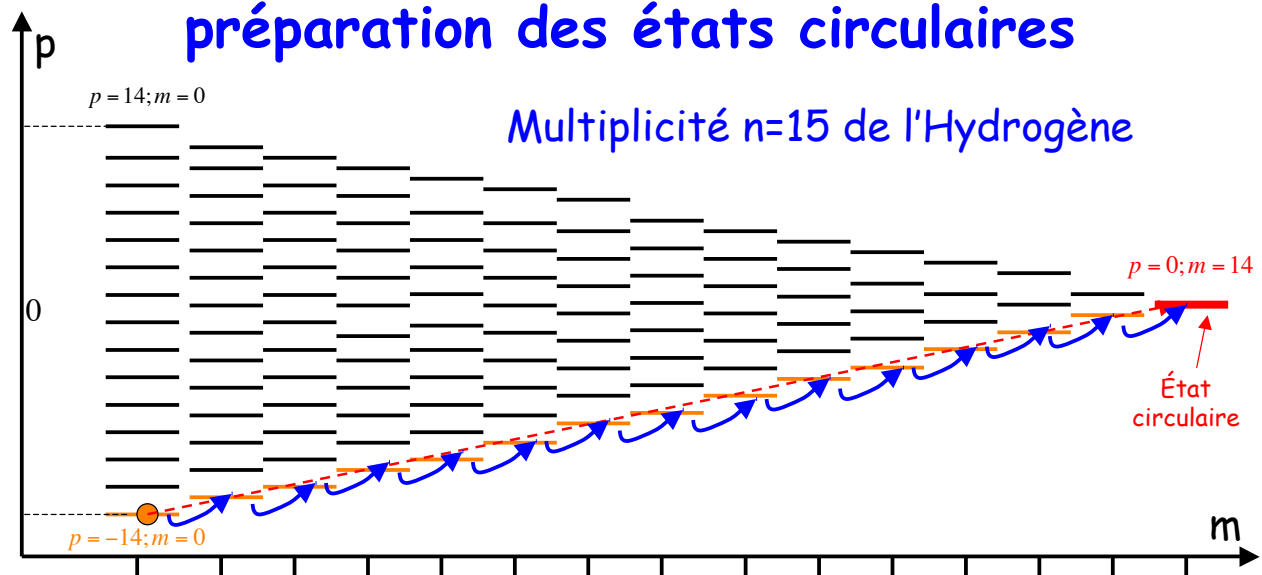


Exploration expérimentale du spectre Stark du Lithium: carte des états $n=15, m=1$

Spectres verticaux disposés suivant les valeurs croissantes du champ électrique reconstruisant l'éventail des niveaux Stark du lithium correspondant au diagramme théorique de la page précédente.



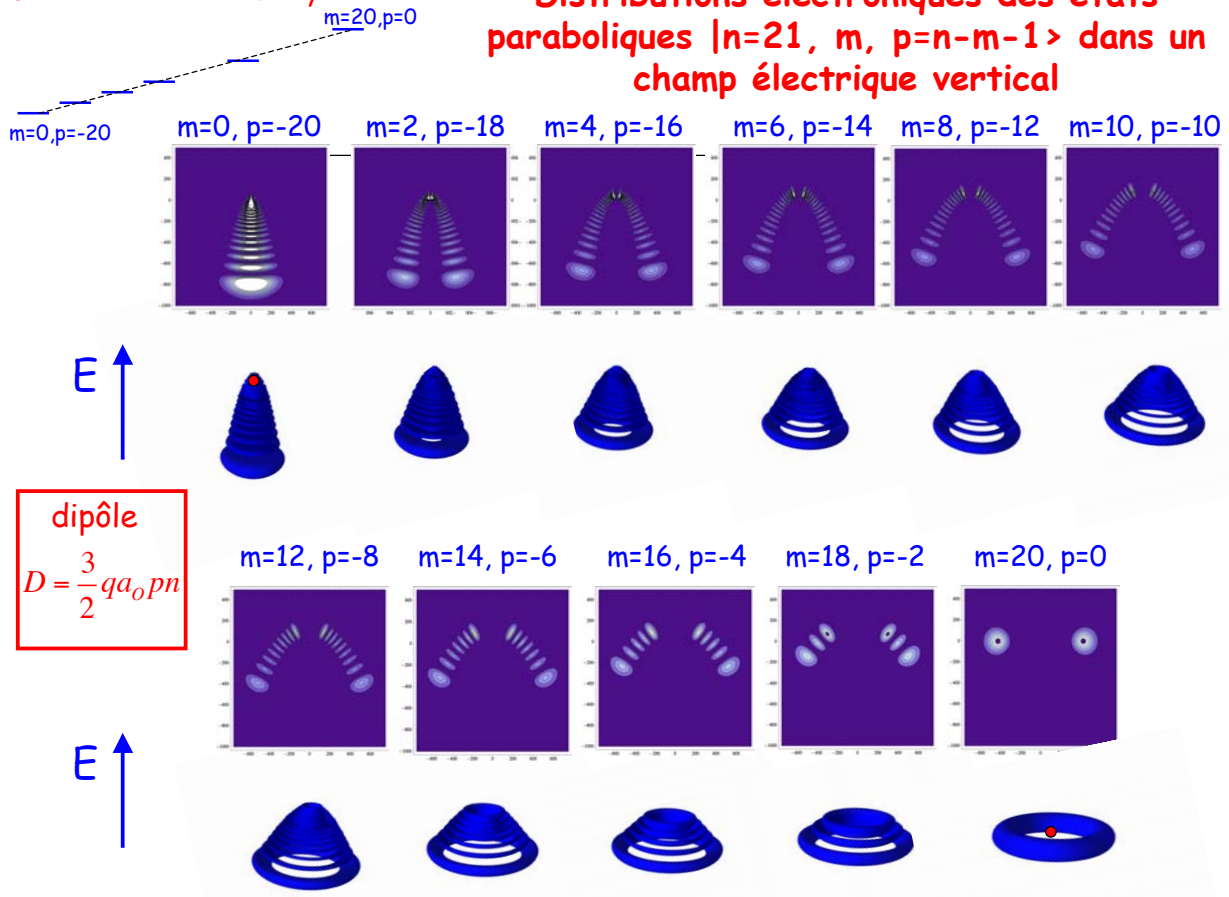
Classement des niveaux Stark en fonction de m et p dans un diagramme en triangle: préparation des états circulaires



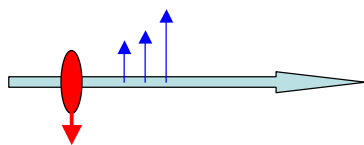
Excitation optique d'un état de Rydberg de m petit à la base du triangle, suivie de l'absorption de photons rf polarisés σ_+ effectuant une cascade de transitions $\Delta m = +1$ conduisant à l'état circulaire (Kleppner et Hulet). L'échelle des niveaux $|p = -(n-m-1)\rangle$ avec $m=0, \dots, n-1$ définit un moment angulaire effectif $J = (n-1)/2$ (voir séminaire de S.Gleyzes le 13 Mai).

Dorian Grosso et S.Gleyzes

Distributions électroniques des états paraboliques $|n=21, m, p=n-m-1\rangle$ dans un champ électrique vertical



Force exercée sur les atomes de Rydberg par un gradient de champ: miroir à atomes de Rydberg



Un atome dans un état de nombre quantique parabolique p positif ("low field seeker") est freiné dans un gradient de champ positif. Considérons les ordres de grandeur d'une expérience réalisée sur un jet d'Hydrogène (Vliegen et Merkt, PRL 97, 033002, 2006):

Etat $n = 27, p = 18 \rightarrow D = \frac{3}{2} n p |q| a_0 = 729 |q| a_0 = 5,8 \cdot 10^{-27} \text{ SI}$

gradient de champ : $\nabla E \sim 4000 \text{ V} / \text{cm}^2 = 4 \cdot 10^7 \text{ V} / \text{m}^2$

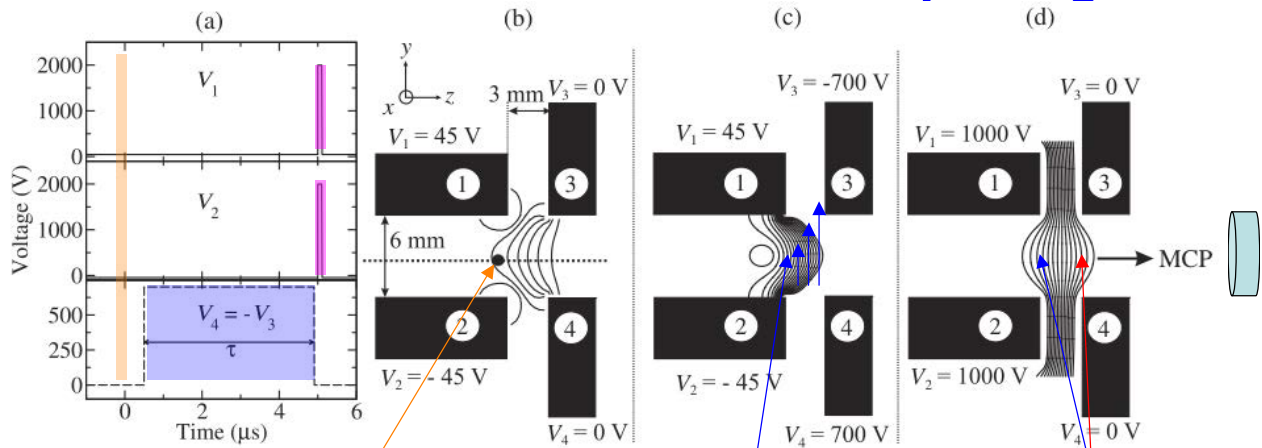
$F = D \nabla E \sim 2,4 \cdot 10^{-19} \text{ N} \rightarrow$

accélération $a = \frac{F}{M} \sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ m} / \text{s}^2$

Temps τ d'arrêt pour vitesse initiale $v = 720 \text{ m} / \text{s}$: $\tau = \frac{v}{a} \sim 5 \mu\text{s}$;

distance de freinage : $d = \frac{1}{2} a \tau^2 \sim 2 \text{ mm}$

Miroir Stark à atomes de Rydberg



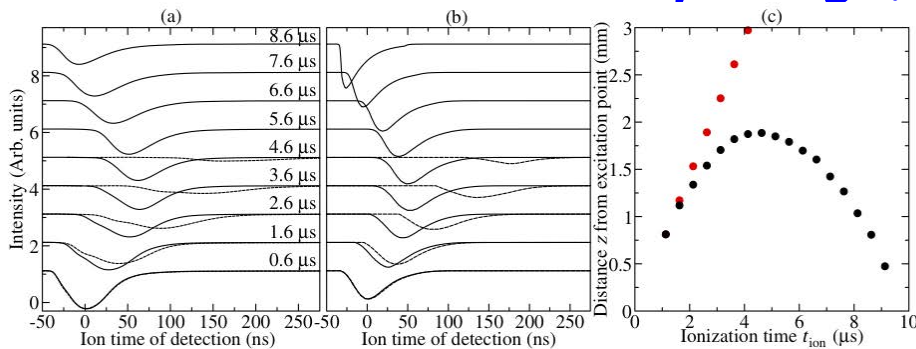
Atomes de Rydberg $n=27$, $p=18$ préparés à $t=0$ dans un champ $\sim 150\text{V/cm}$ (potentiel V_1 - V_2 appliqué entre électrodes 1 et 2), puis se propagent librement avec $v=720\text{m/s}$ pendant 500 ns.

"Miroir" décélérant $\sim 4000\text{V/cm}^2$ appliqué 500 ns après la préparation, pendant durée variable τ (potentiel V_3 - V_4 entre électrodes 3 et 4)

Dès que V_3 - V_4 est remis à 0, pulse $\sim 2200\text{V/cm}$ (potentiel entre électrodes 1-2 et 3-4) ionise H et accélère les ions H^+ détectés par MCP. Ions créés à droite ont un TdV plus long que ceux créés à gauche, qui ont subi une accélération plus forte

Le temps de vol (TdV) entre ionisation et détection ($\sim 10^{-7}\text{s}$) dépend de l'endroit où les atomes se trouvent au moment de l'ionisation.

Miroir Stark à atomes de Rydberg (suite)



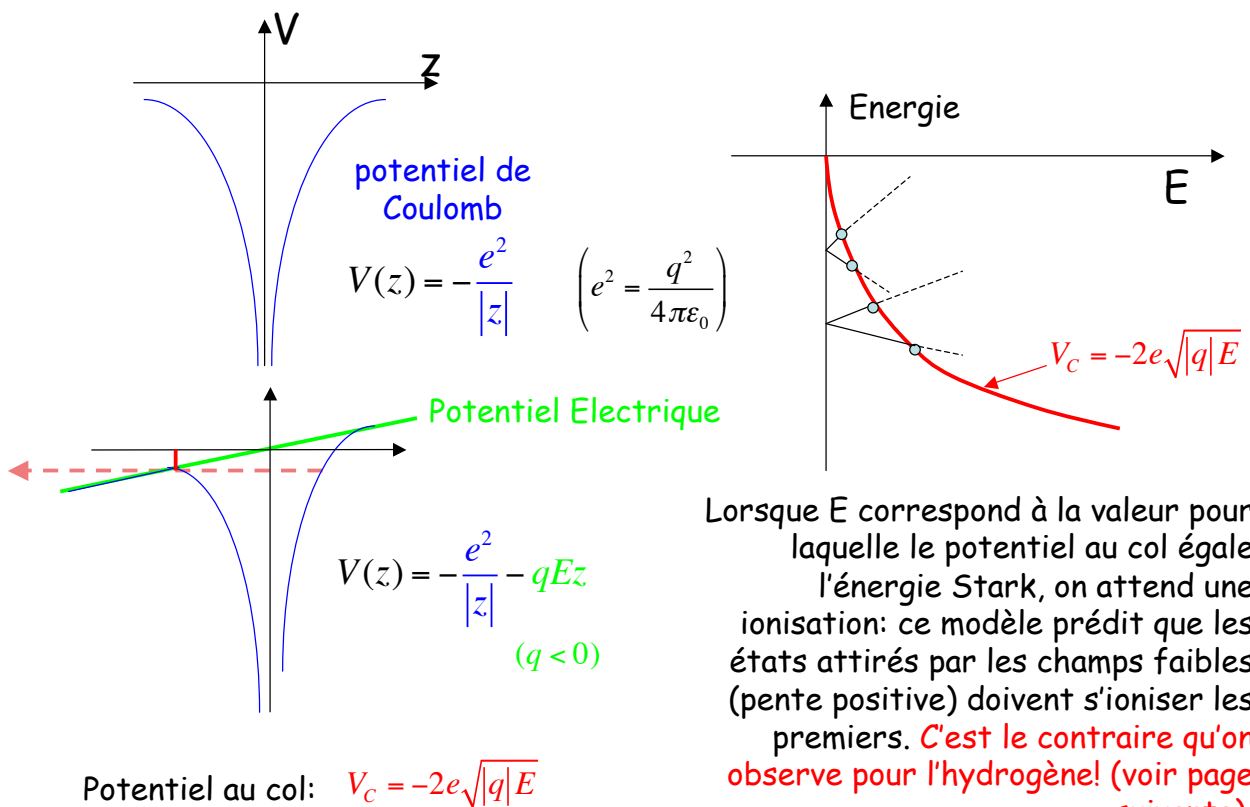
a) Distribution des TdV entre ionisation et détection. Atomes préparés à $T=0$ avec vitesse $v=720\text{m/s}$, puis ionisés à $T = 500\text{ ns} + \tau$, où τ est un temps variable (indiqué sur les traces) d'action du miroir Stark; pointillés: même expérience sans branchement du miroir pour comparaison. Lorsque τ croît à partir de 0, on détecte d'abord des atomes peu décélérés, qui ont de plus en plus de temps pour se propager et sont donc de plus en plus près des électrodes 3-4: le TdV s'allonge ($0,6 < \tau < 3,6\mu\text{s}$). Pour $\tau = 3,6\mu\text{s}$, la décélération devient importante, les atomes reviennent en arrière et sont ionisés plus loin de 3-4, d'où un TdV qui se raccourcit. b) Simulation de l'expérience. c) reconstruction à partir des TdV mesurés de la trajectoire $z(t)$ des atomes avec (points rouge) et sans miroir (points noirs). La réflexion se produit sur $\sim 2\text{ mm}$ en $\sim 4,5\mu\text{s}$, en accord avec les ordres de grandeur indiqués plus haut.

Des variantes de ces expériences ont permis de piéger des atomes de Rydberg (voir séminaire de F.Merkt le 29 Avril).

II-C

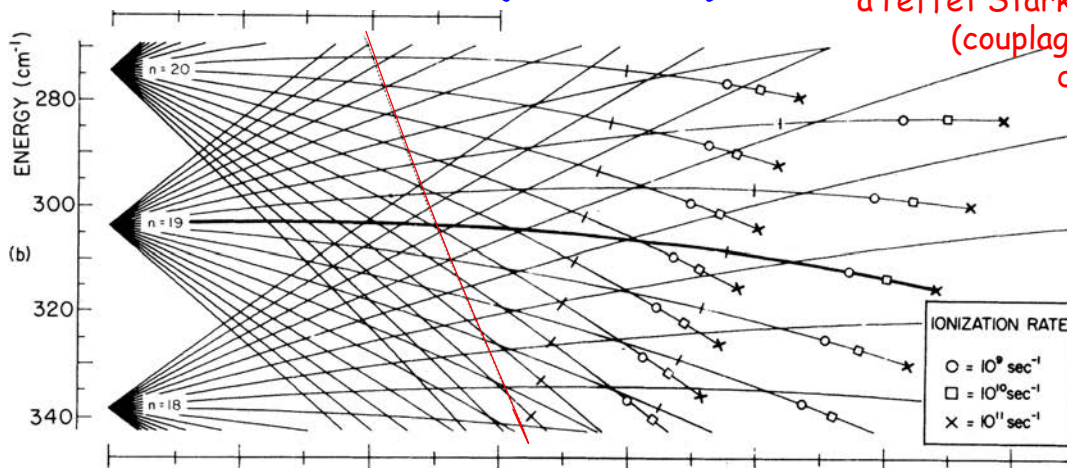
Ionisation des atomes de Rydberg dans un champ électrique

Modèle classique: ionisation au point col

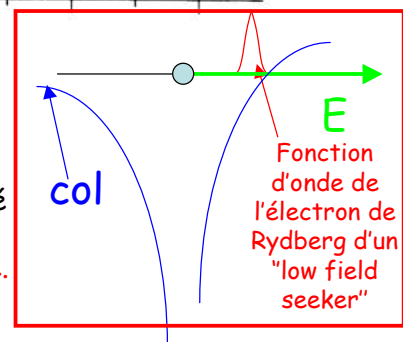


Ionisation des états Stark de l'Hydrogène (théorie)

Courbure des niveaux due à l'effet Stark d'ordre >1 (couplage entre n 's différents)

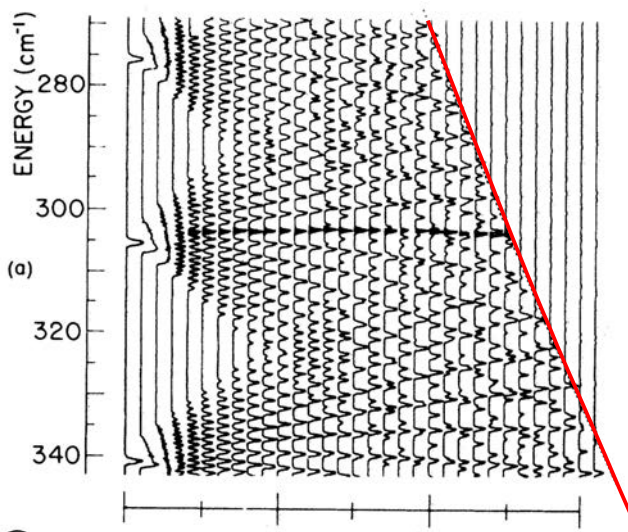
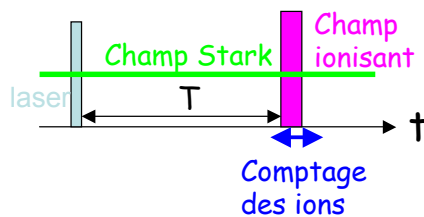


Les ronds, carrés et croix marquent les points où le taux d'ionisation des états Stark atteint les valeurs de 10^9 , 10^{10} et 10^{11} s^{-1} . Dans une multiplicité, les états «attirés par champ faible» sont ceux qui demandent le plus grand champ pour être ionisés, contrairement au modèle du col (potentiel au col indiqué par la ligne rouge). Pour ces états, l'électron « évite » la région du col car il se trouve localisé de l'autre côté du cœur atomique. Il faut un champ plus grand pour l'ioniser (figure à droite).



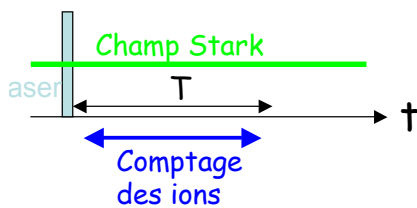
M.Littman,
M.Kash et
D.Kleppner,
Phys Rev Lett,
41, 103 (1978)

Ionisation "lente" des états Stark du Lithium (expérience).

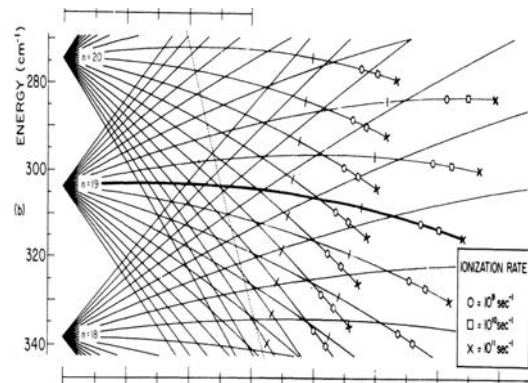
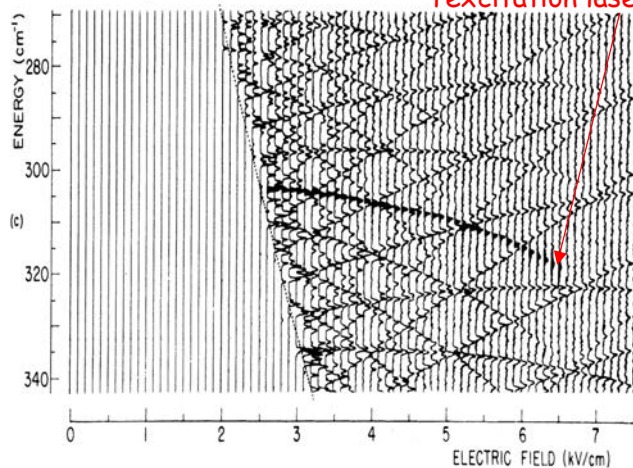


Spectres enregistrés en laissant les atomes (excités à $t=0$) pendant $T = 3 \mu\text{s}$ dans le champ E, puis en appliquant un grand pulse de champ électrique pendant lequel les ions sont collectés. On ne voit alors que les niveaux qui s'ionisent dans le champ E avec un taux inférieur à $1/T$ ($3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$). On observe que les niveaux disparaissent au col (ligne rouge): la contamination des niveaux liée à la brisure de la symétrie de Runge-Lenz mélange des niveaux de pente positive et négative et permet à l'électron de Rydberg d'explorer la région du col et de s'ioniser "lentement" suivant le modèle du col.

Observation des états Stark du Lithium "au dessus du col": ionisation rapide.



En comptant les atomes ionisés par le champ E dans la fenêtre T suivant l'excitation laser (sans champ ionisant), on ne détecte que les atomes qui s'ionisent avec un taux plus grand que $1/T$ (spectre complémentaire du précédent). Pour cette ionisation rapide, le mélange des états dû au cœur alcalin n'a pas le temps de se faire et le processus est identique à celui de l'Hydrogène. On peut suivre les niveaux jusqu'à leur élargissement dû à l'ionisation et à leur disparition quand le taux d'ionisation hydrogénéoïde excède la largeur de l'excitation laser.



Comparaison avec H

Conclusion de la deuxième leçon

Nous avons décrit les propriétés radiatives des atomes de Rydberg alcalins et leur couplage avec un champ électrique (effet Stark) et nous avons décrit quelques expériences de spectroscopie et de manipulations atomiques mettant ces propriétés en évidence.

Nous aborderons la semaine prochaine l'étude des interactions van der Waals entre atomes de Rydberg et décrirons les premières expériences dans lesquelles ces interactions ont été observées, mettant en évidence leur très grande portée qui permet à ces atomes de "s'influencer" à des distances de plusieurs microns.