



Crónica de una trampa (atómica) anunciada.

José I. Jiménez Mier y Terán
Instituto de Ciencias Nucleares

Primera nube de átomos de rubidio
atrapada en el ICN



17 de agosto de 2007

La historia podía
empezar con:
*El día en que los
íbamos a atrapar
los átomos de rubidio...*

... o también con:
*El día en que nos
iban a atrapar
los átomos de
rubidio...*

28 feb. 2008

Instituto de Ciencias N



Unos 4 años antes, en marzo de
2003...

Trampa atómica “de juguete”

¿Por qué?

¿Cómo?

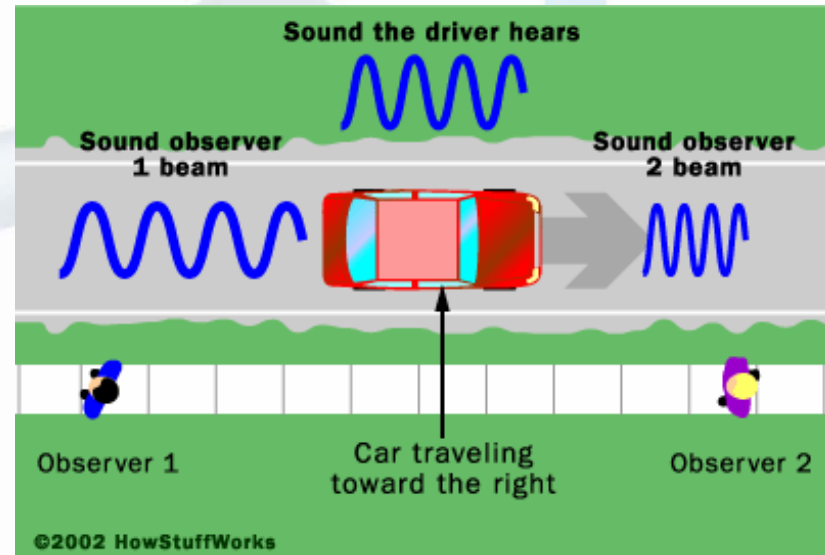
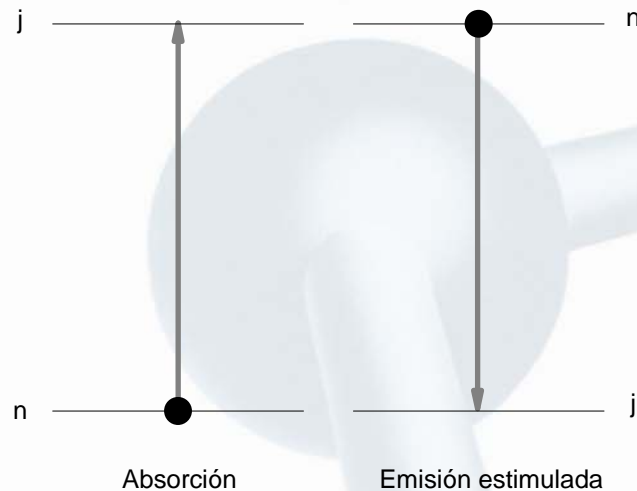
¿Para qué?

Ya teníamos algunos
chunches en el laboratorio

Esquema

- Introducción.
- Principios de funcionamiento de una trampa magneto-óptica (MOT).
 - Enfriamiento Doppler.
 - Trampa magneto-óptica.
- Construcción de la MOT del ICN.
 - Láseres
 - Anclado de frecuencias.
 - Espectroscopias en celdas de vapor de rubidio.
 - Bombeo óptico.
 - Vacío.
 - Detección.
- Algunos parámetros de nuestra MOT y cómo los hemos medido.
- Trabajo futuro.

¿Para qué enfriar y atrapar átomos?



- Originalmente: para hacer buena espectroscopia.
- Principal limitación: ensanchamiento Doppler de las líneas espectrales.
- Átomos fríos: menor ensanchamiento Doppler – se les puede estudiar mejor.

Usar luz para enfriar átomos en un gas.

- En el proceso de absorción de un fotón (y su re-emisión posterior) el átomo también recibe un empujoncito (muy pequeñito) en la dirección opuesta al haz de luz.
- ¿Cómo hacer que el proceso enfríe de manera eficiente?
 - Usar a nuestro favor el efecto Doppler.
 - Repetir muchas veces el ciclo absorción – emisión (muchos empujoncitos).

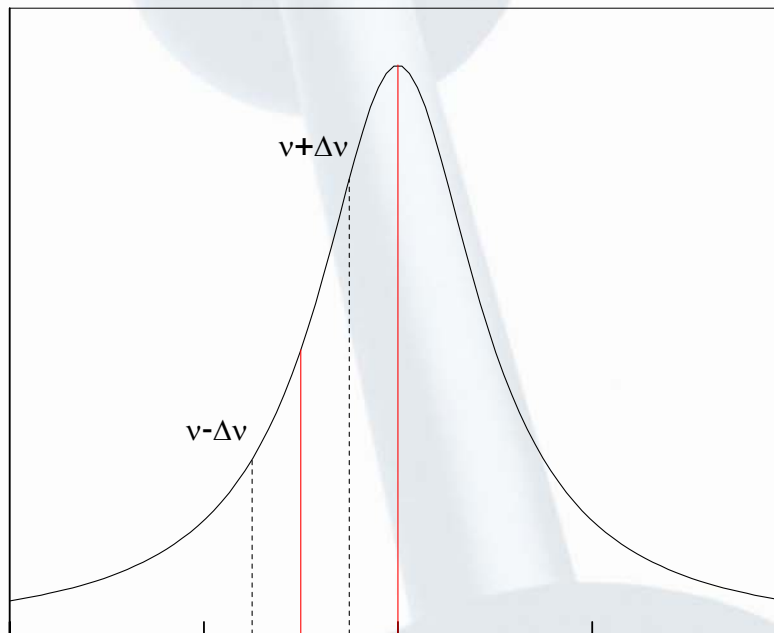
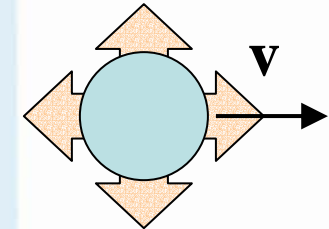
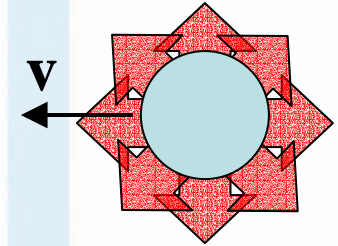
Enfriamiento Doppler

Momento de cada fotón:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}$$



$$\nu_r = \nu_0 - \delta\nu$$



Tasa de absorción de fotones T – probabilidad de absorción.

$$\vec{F} = T \hbar \vec{k}$$

Fuerza

$$F = T \hbar k = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2 / 2}{\delta^2 + \Omega^2 / 2 + \Gamma^2 / 4}$$

Depende de:

- Intensidad del haz Ω^2 .
- Desintonía δ .

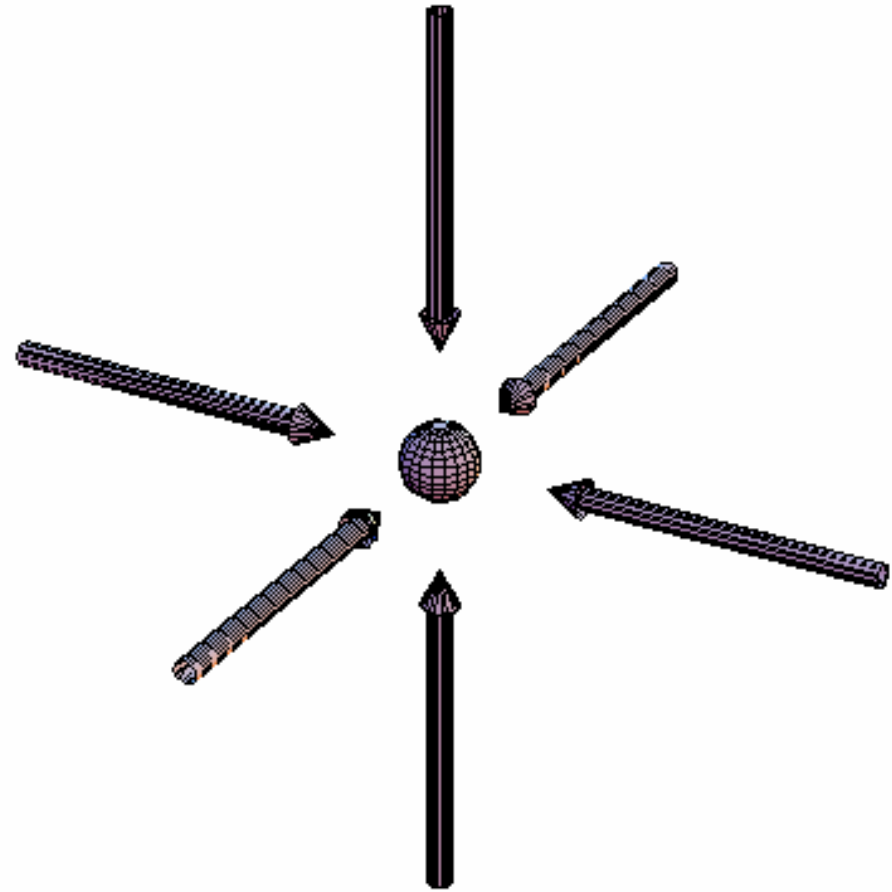
Enfriamiento Doppler:

$$\delta = \delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$$

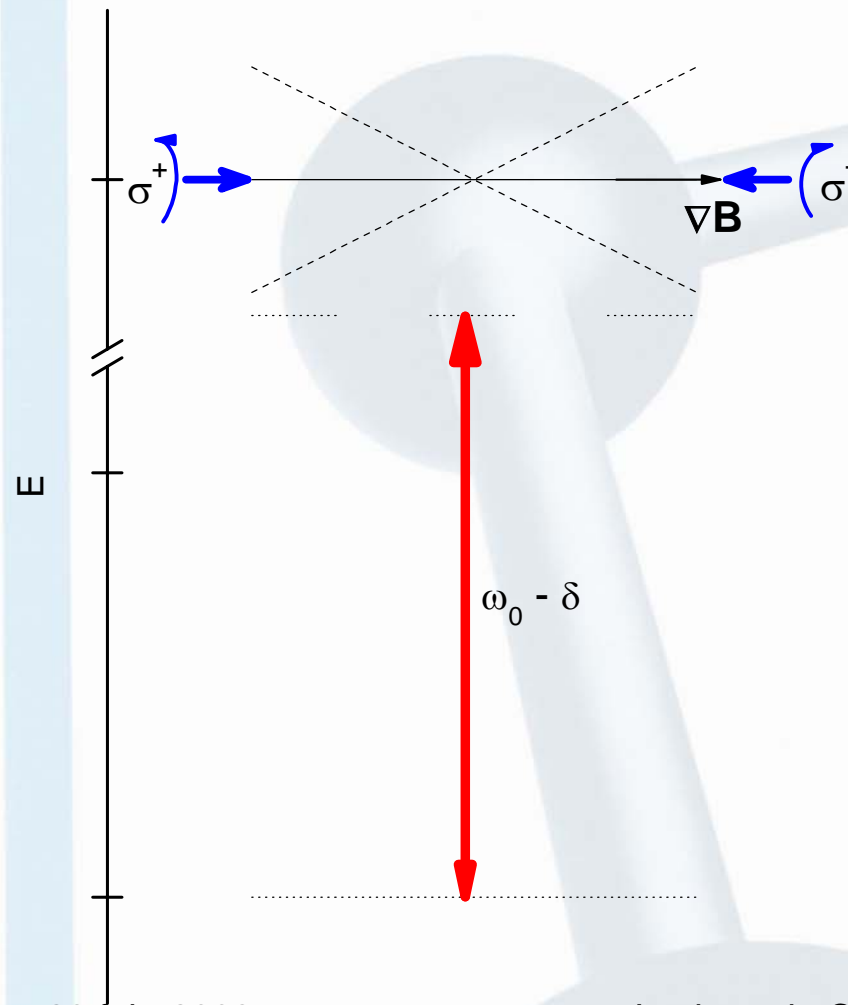
¡Se puede obtener *aceleración* $\sim 10^5 g$!

Melaza óptica

- Haces de luz sintonizados al rojo de una transición y contrapropagándose.
- Puede ser en una dimensión para colimar un haz de átomos, o en dos o tres dimensiones.
- No es una trampa.



Trampa magneto-óptica



Se agrega:

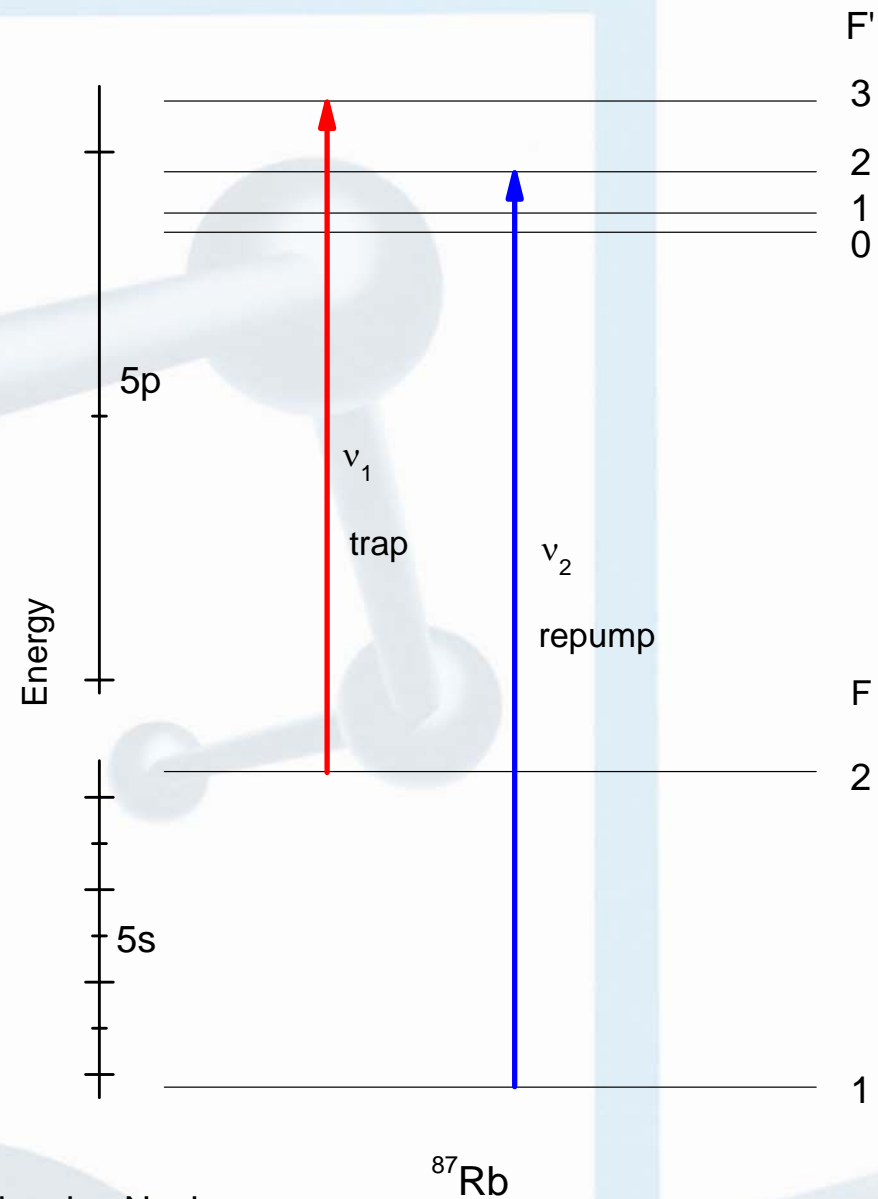
- Campo magnético que cambia linealmente con la posición.
- Haces con polarizaciones circulares encontradas.

¡Oscilador armónico amortiguado!

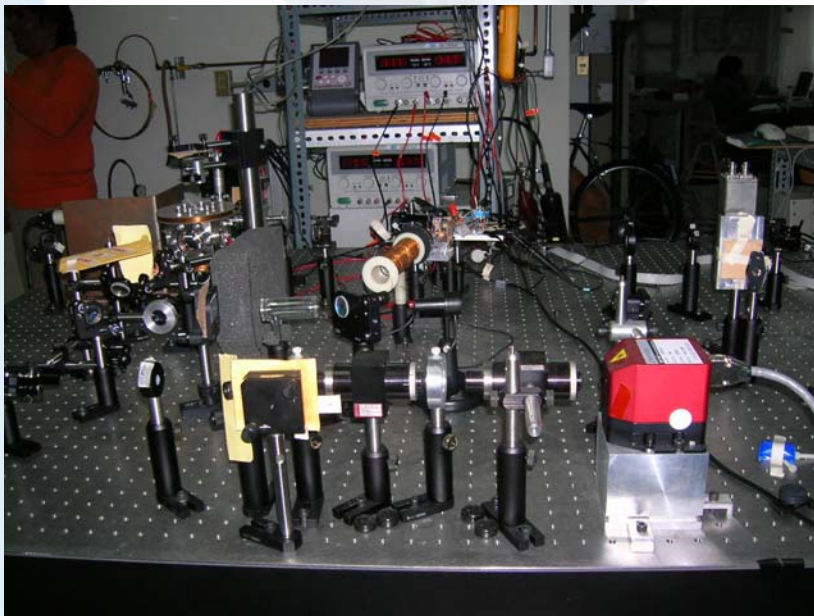
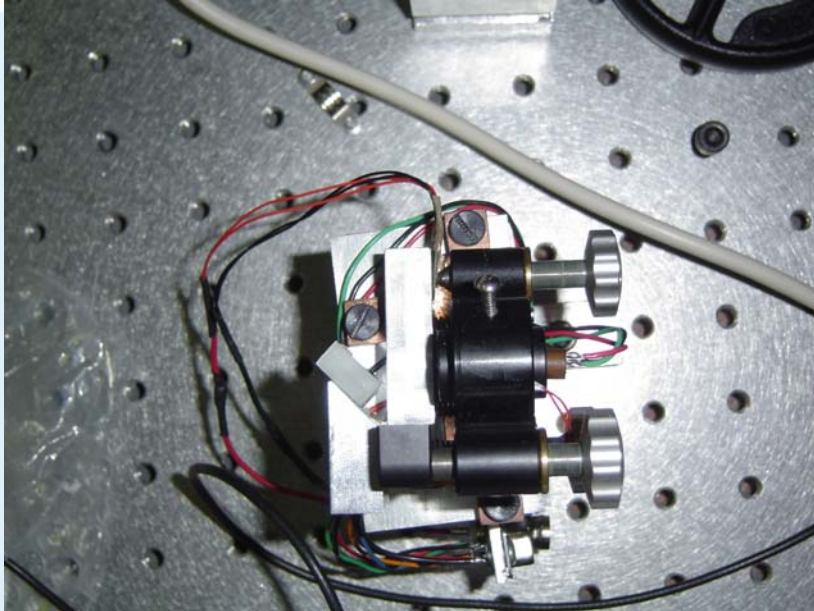
$$F = \left(\gamma \vec{k} \cdot \vec{v} - \alpha z \right)$$

Rubidio

- Metal alcalino, estructura conocida.
- La longitud de onda de las transiciones $5s \rightarrow 5p_{3/2}$ es accesible con láseres de diodo (780 nm).
- Hay transición en ciclo cerrado ($F = 2 \rightarrow F' = 3$ en ^{87}Rb). Después de unos miles de ciclos decae a $F = 1$. Se necesita un segundo haz que regresa a los átomos al redil.



Láser de diodos.



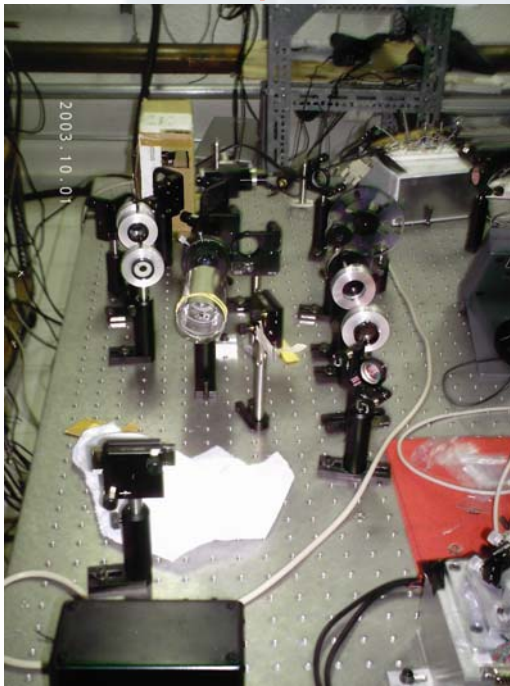
- Relativamente barato. Instrumentación accesible.
- Ancho de banda de emisión grande – sintonizable.
- Se necesita adelgazar la línea de emisión – cavidad externa. Podemos construir en nuestro laboratorio.
- Estabilización de frecuencia: corriente y temperatura.
- Referencia de frecuencia para atrapamiento: absorción en rubidio.
- ¡Hay que eliminar ensanchamiento Doppler!

28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

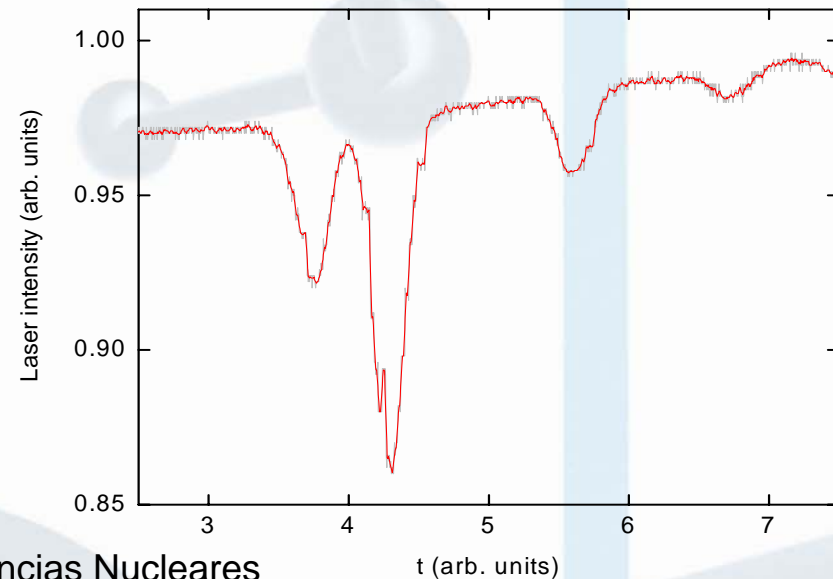
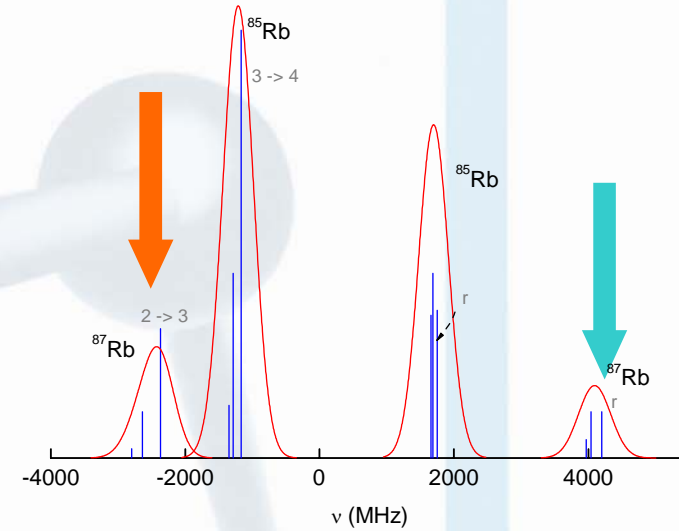
Referencias de frecuencia

- En rubidio $\Gamma_D \sim 500$ MHz.
- Diversos esquemas para reducirlo:
 - Absorción saturada.
 - Polarización.
 - **Bombeo óptico.**
 - **Bombeo polarizado.**

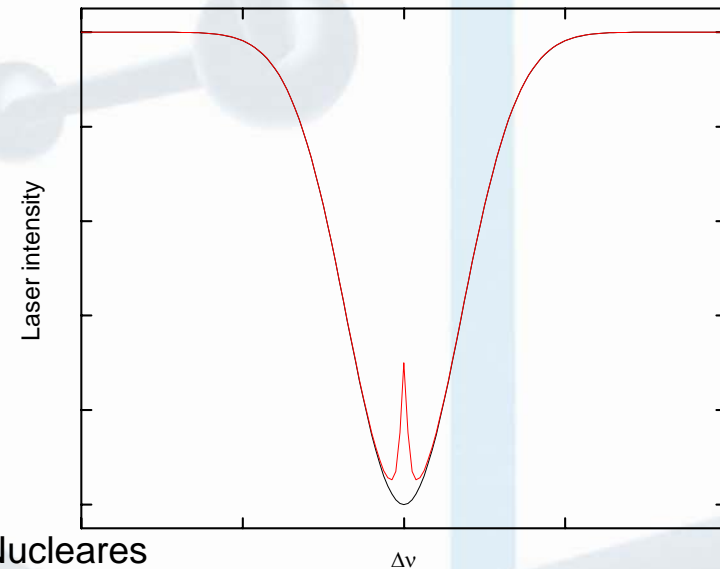
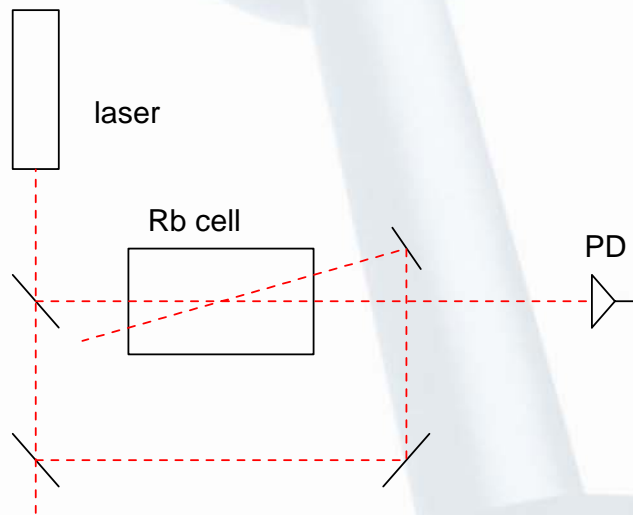
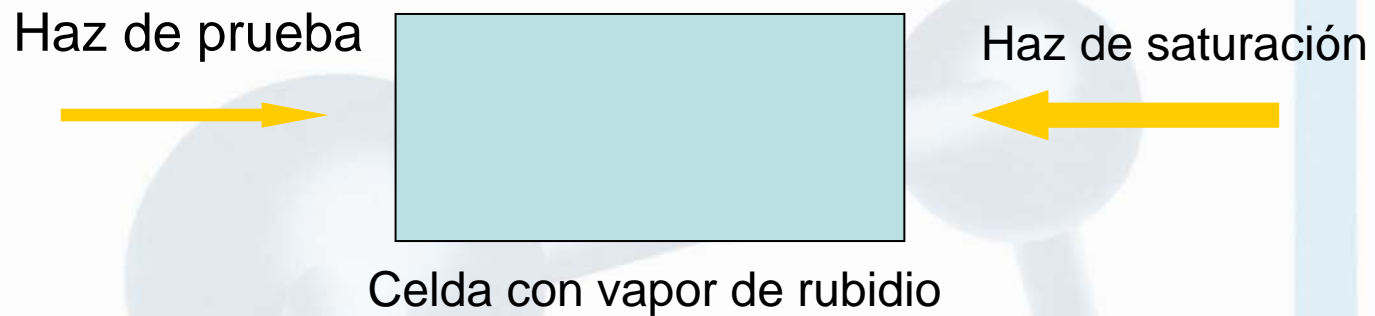


28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares



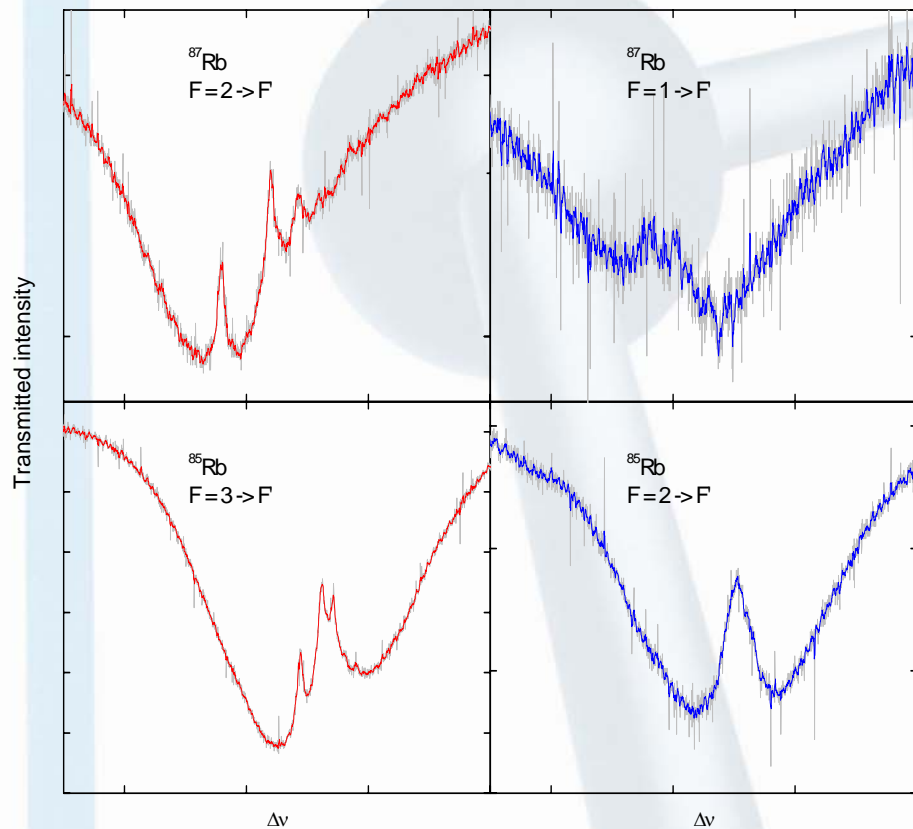
Absorción saturada



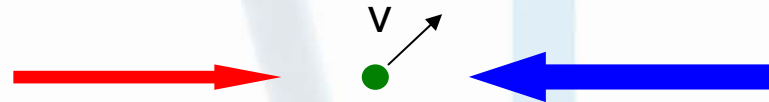
28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Desventajas



- Fondo: pozo Doppler.
- Entrecruzamientos



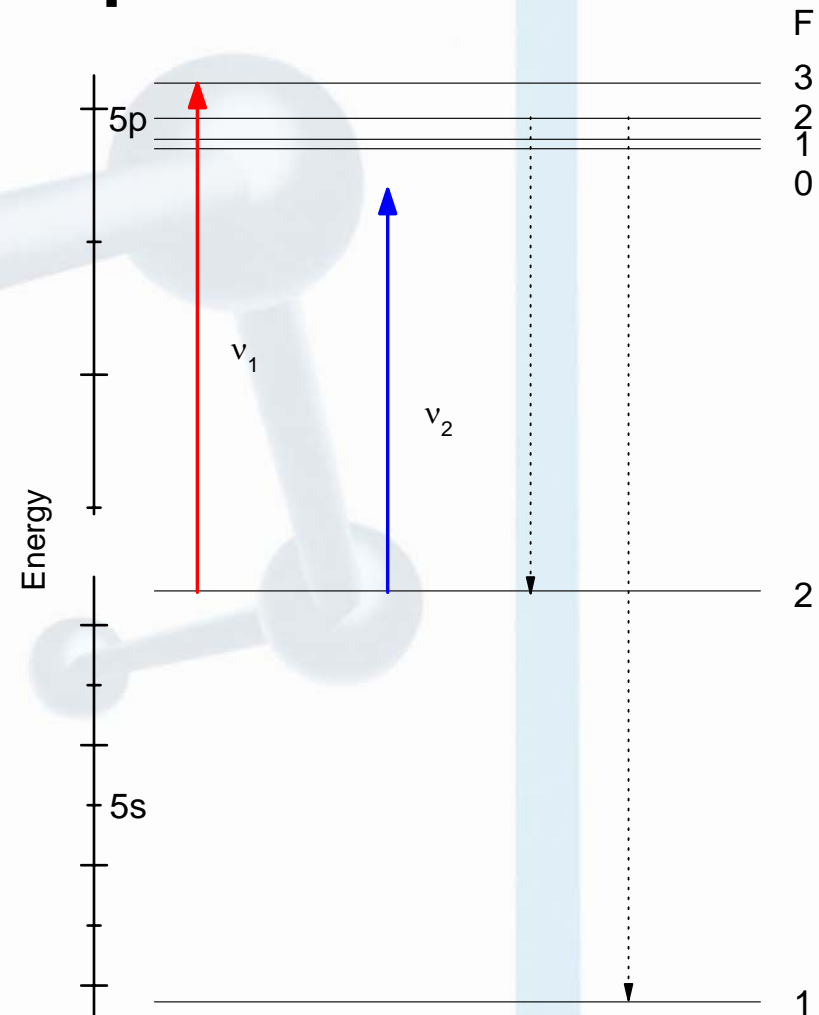
Quedan justo a la mitad entre transiciones “de verdad”.

Son más intensos.

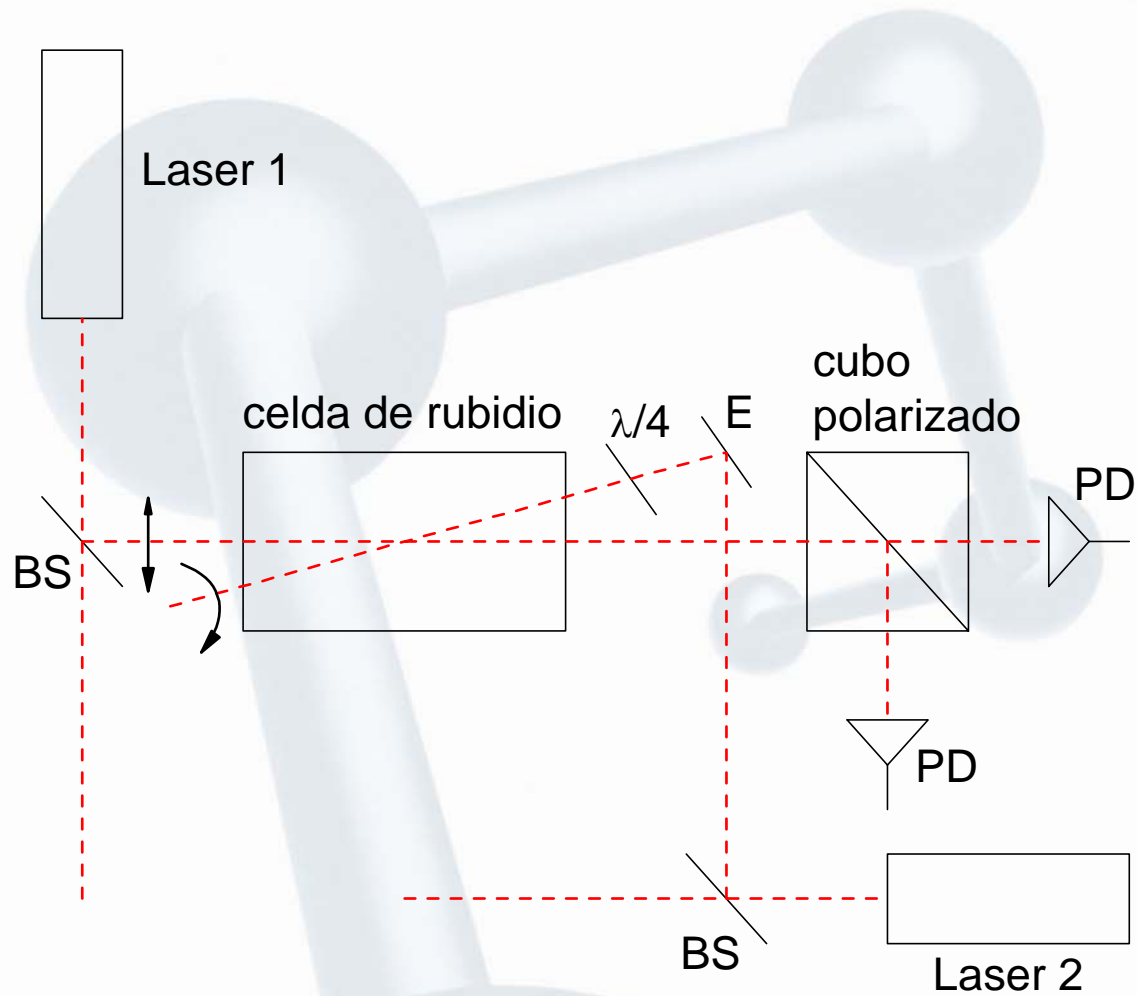
- Perfil Lorentziano difícil para anclar frecuencias

Bombeo óptico

- Frecuencia del láser 1 fija en una transición atómica (usar absorción saturada – polarización - para anclar una línea “fácil”).
- Barrer frecuencia del láser 2.
- Las transiciones inducidas cambian las poblaciones de equilibrio de los niveles inferiores, dando lugar a cambios en la intensidad transmitida del láser 1.



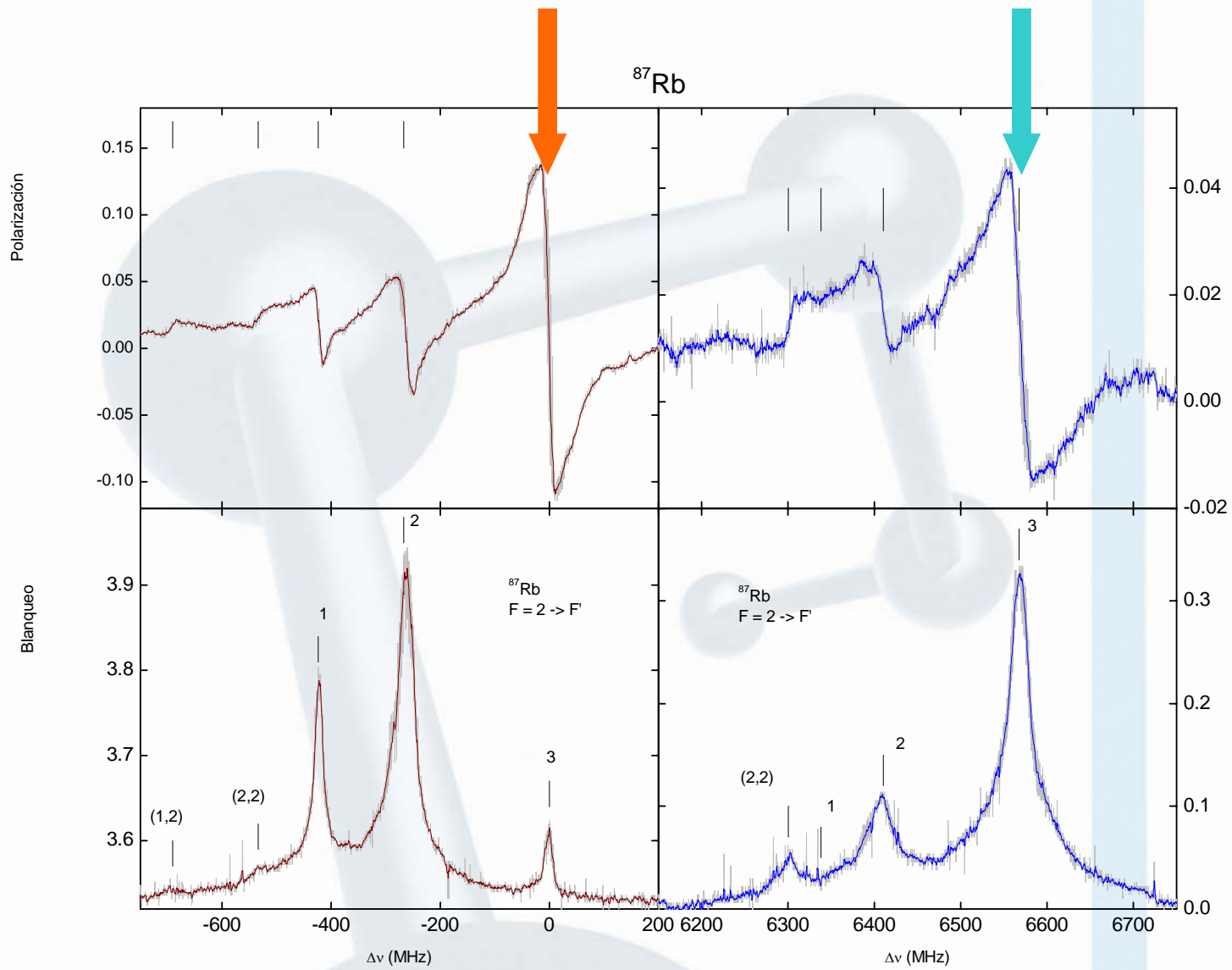
Dispositivo: bombeo polarizado



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

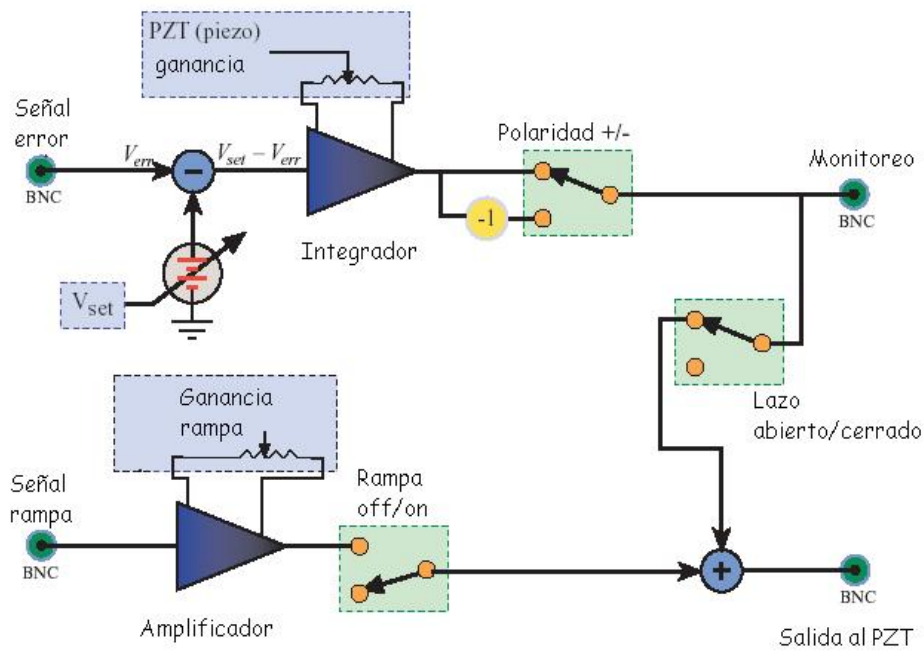
^{87}Rb



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

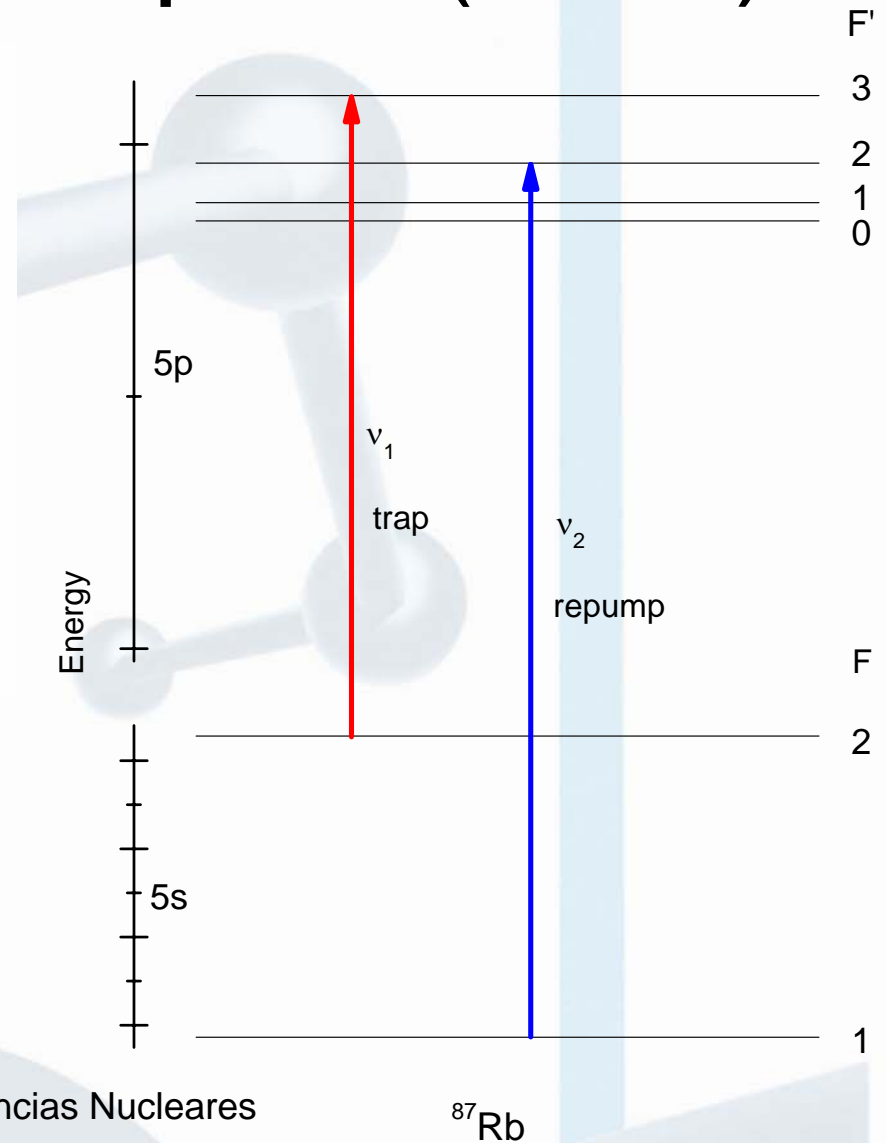
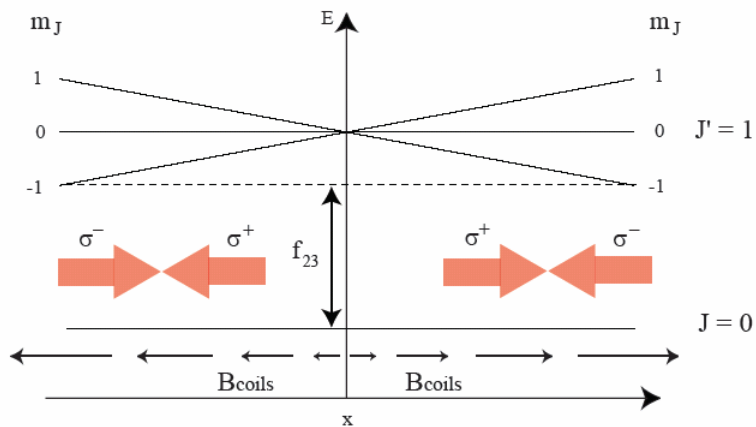
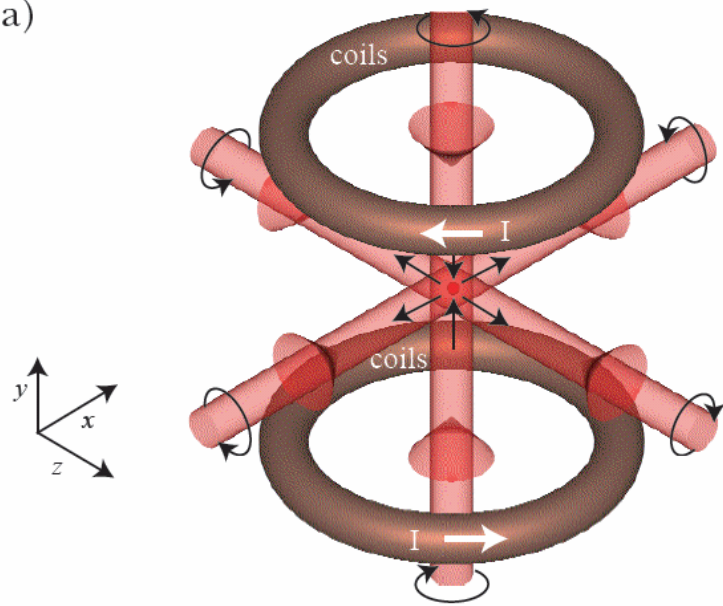
Anclado de frecuencia



Celda "casera" de rubidio

Trampa magneto-óptica (MOT)

(a)



encias Nucleares

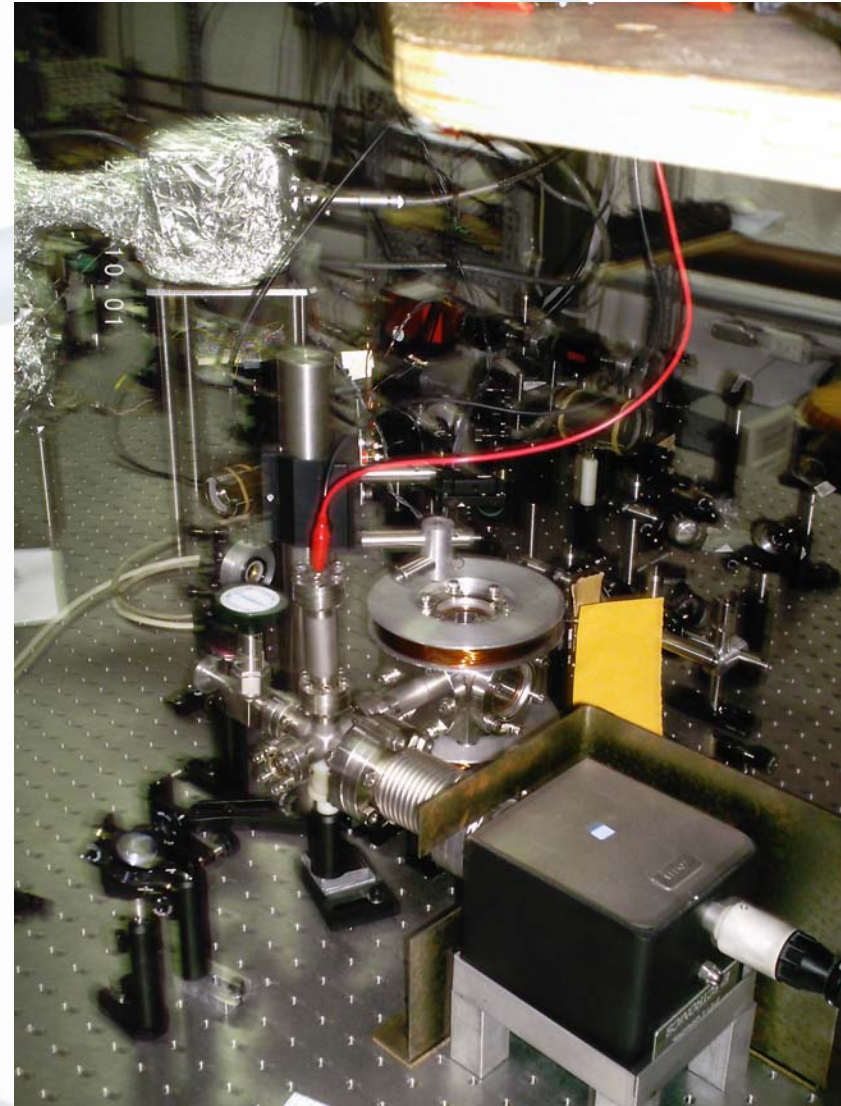
^{87}Rb

En realidad:

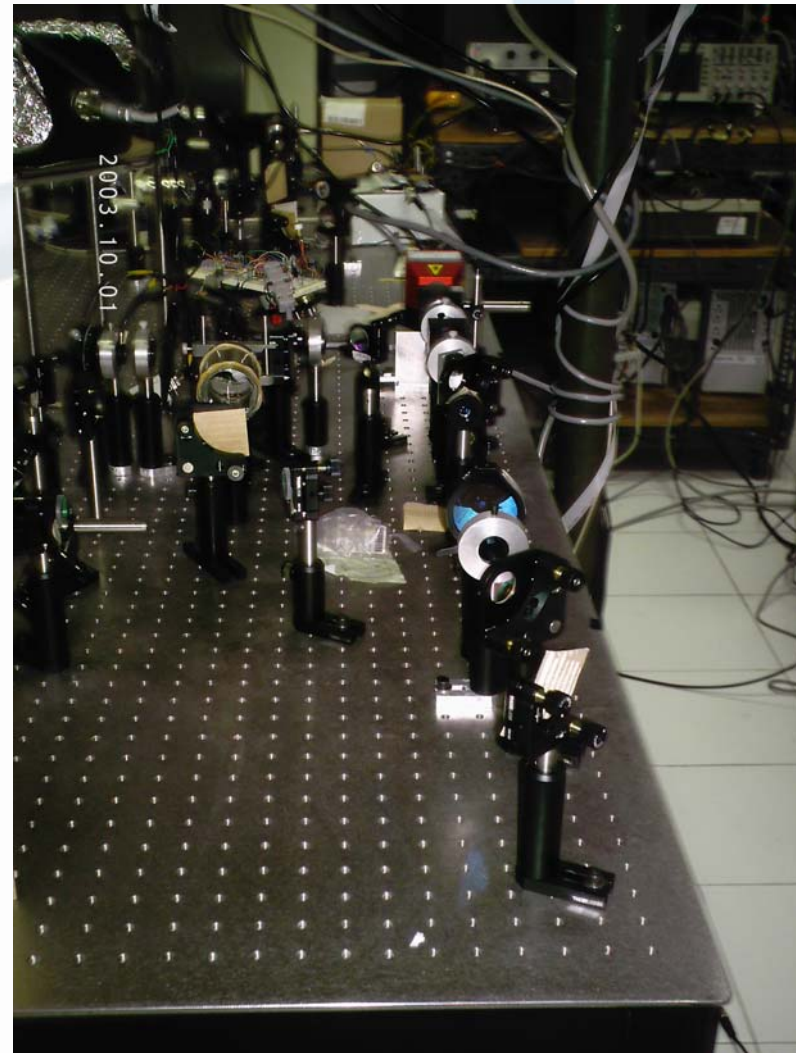
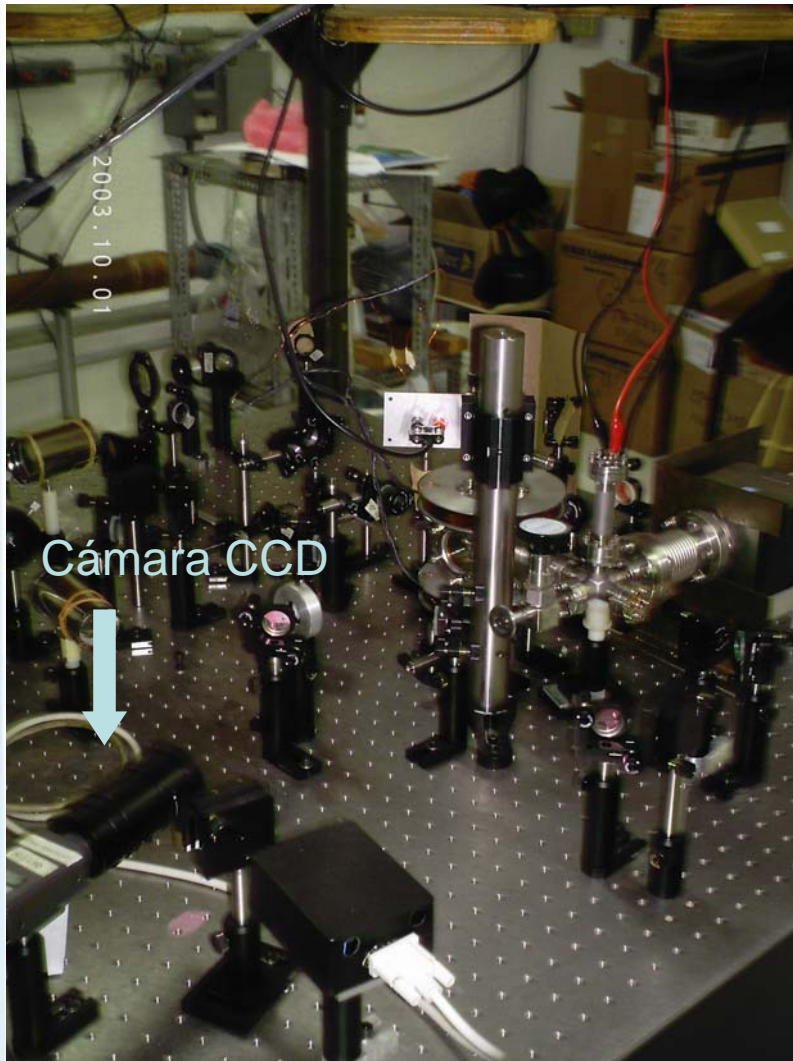
- Fuente de átomos de rubidio (vapor).
 - Se necesita un sistema de ultra-alto vacío para evitar que haya colisiones que saquen a los átomos de la trampa.
- Dos láseres de diodos
 - Atrapamiento: sintonizado hacia el rojo de la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$ de ^{87}Rb .
 - Rebombado: sintonizado en la transición $F = 1 \rightarrow F' = 2$ de ^{87}Rb .
- Óptica para preparar la polarización y llevar los láseres a la cámara de rubidio.
- Electrónica para el anclado de frecuencia.
- Campo magnético. Bobinas.
- Detección de la nube atrapada.

Fuente de rubidio y vacío

- Fuente de átomos de rubidio: getter. Cerámica porosa que al ser calentada desprende el rubidio.
- Cámara de ultra-alto vacío $\sim 3 \times 10^{-10}$ torr. Bomba iónica.
- Bobinas de campo magnético



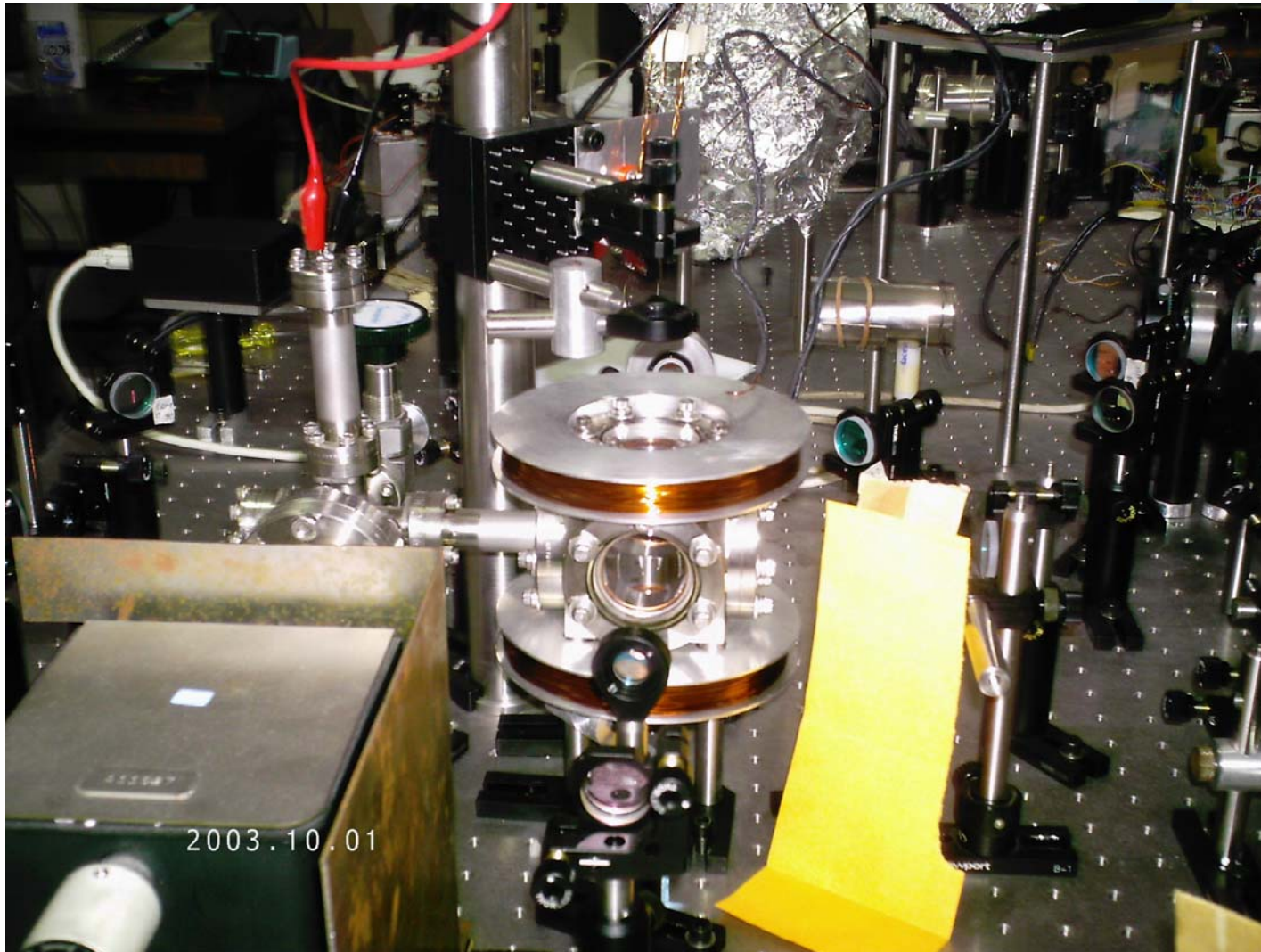
Optica



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Dispositivo montado



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Nube atrapada



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

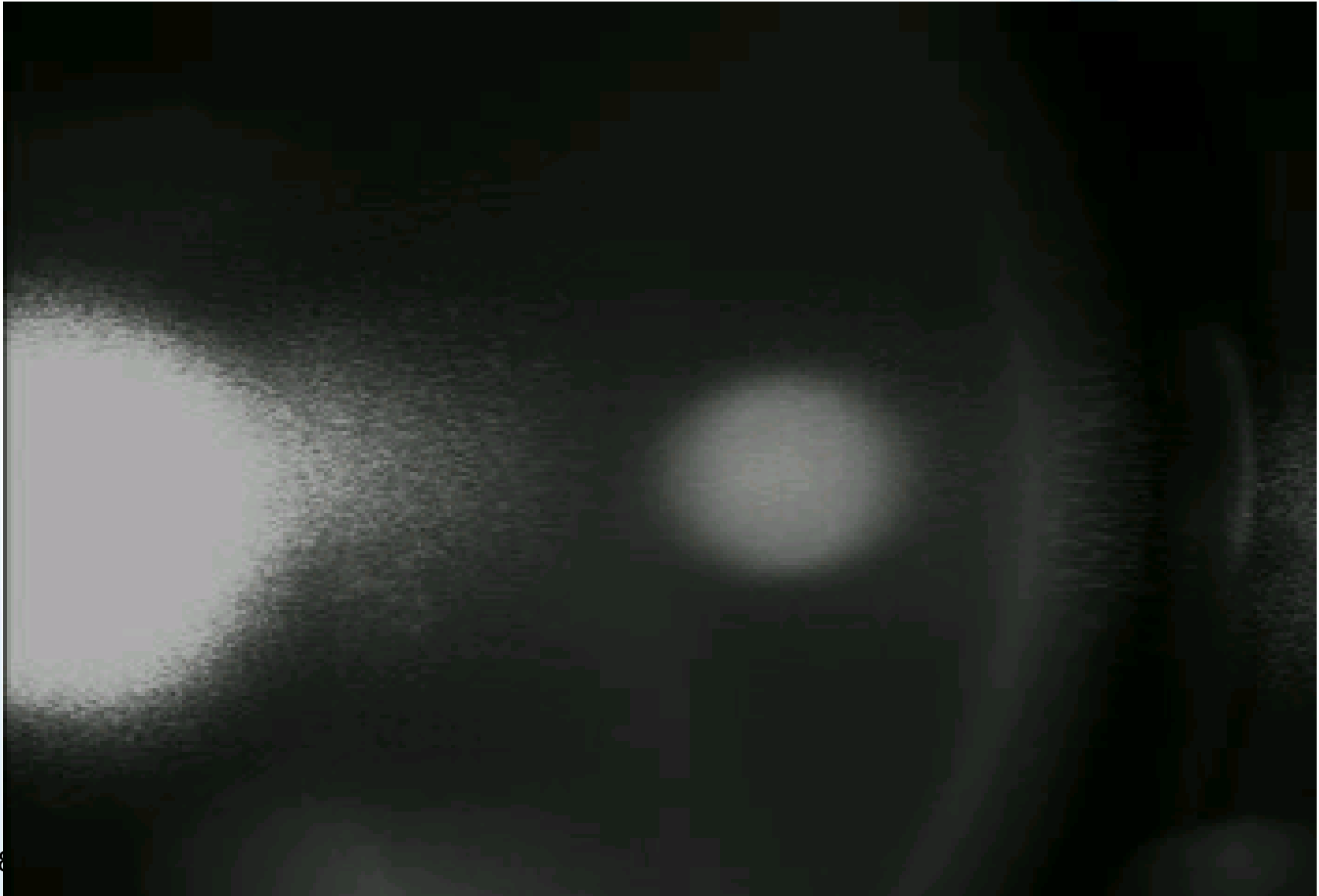
Atrapando



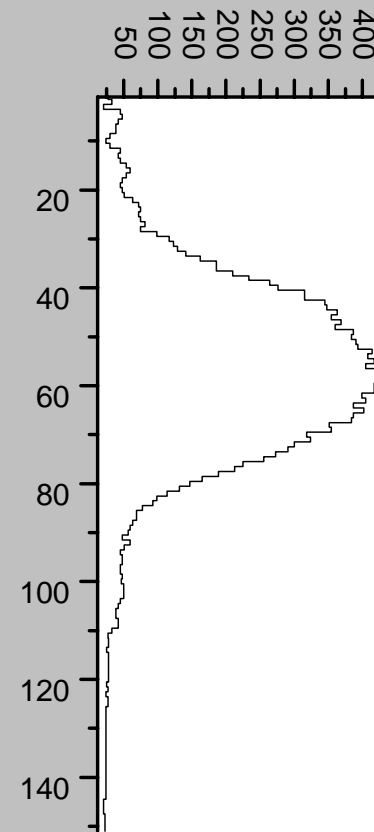
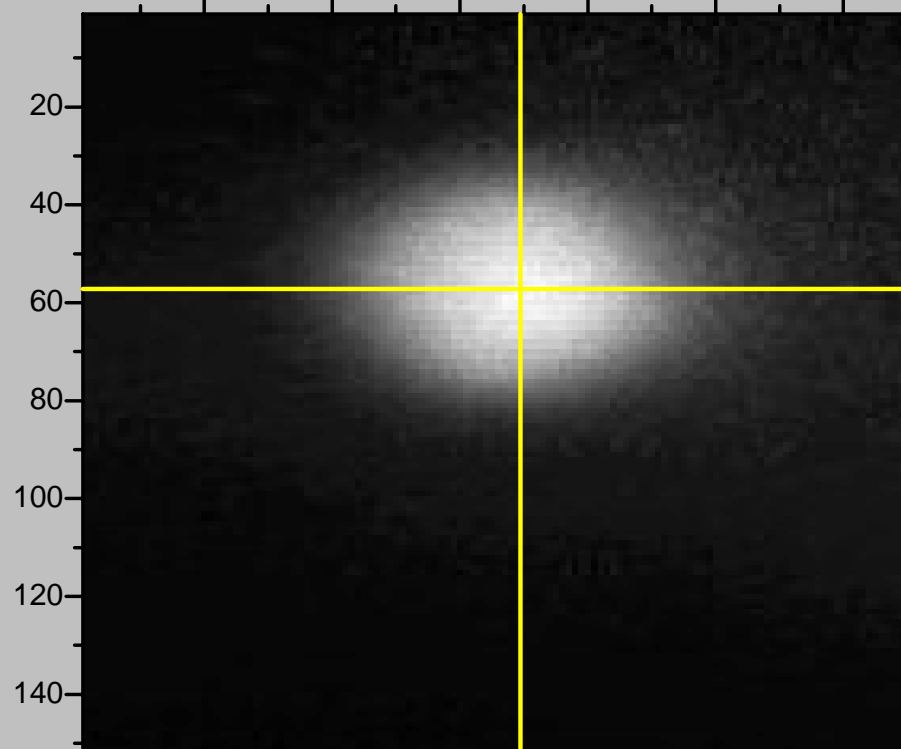
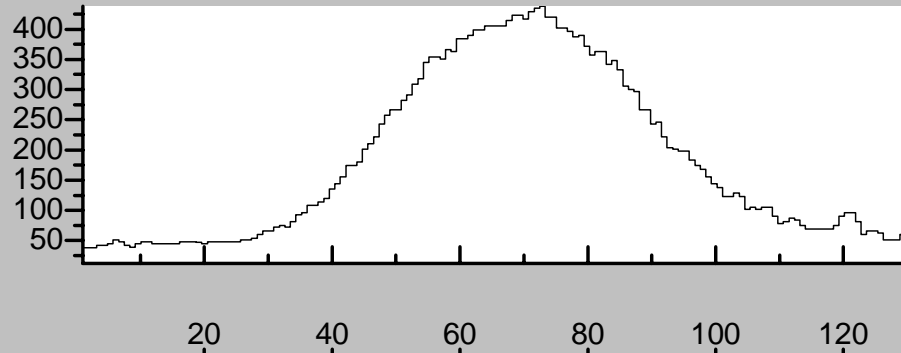
28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Buscando el cero del campo

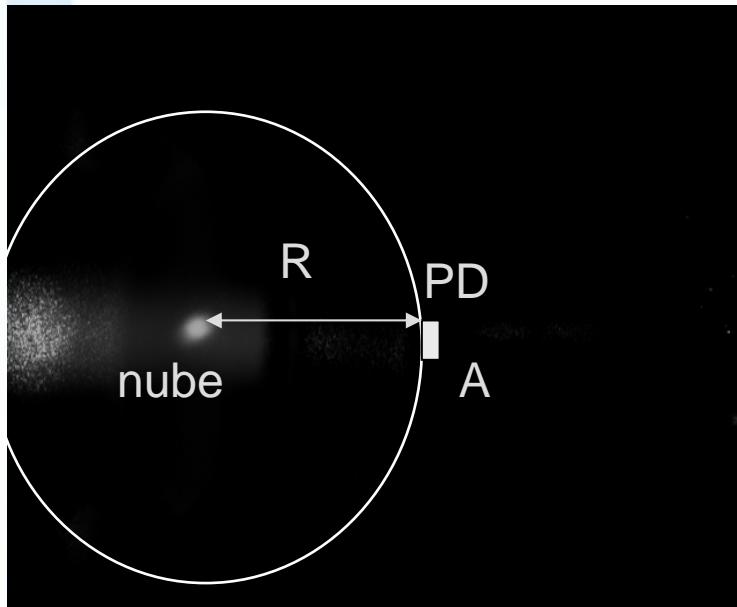


Densidad de átomos



28 feb

Número de átomos



Tenemos ~ 20 millones de átomos

Para medir número de átomos atrapados:

- Con un fotodiodo de área A y a la distancia R medimos la potencia de luz esparcida ~ 60 nW.
- Obtenemos la potencia total de luz esparcida en la esfera ~ 50 μ W.
- En nuestra trampa cada átomo esparce

$$R = \frac{(I / I_s) \pi \Gamma}{1 + (I / I_s) + 4(\Delta / \Gamma)^2} = 1.1 \times 10^7$$

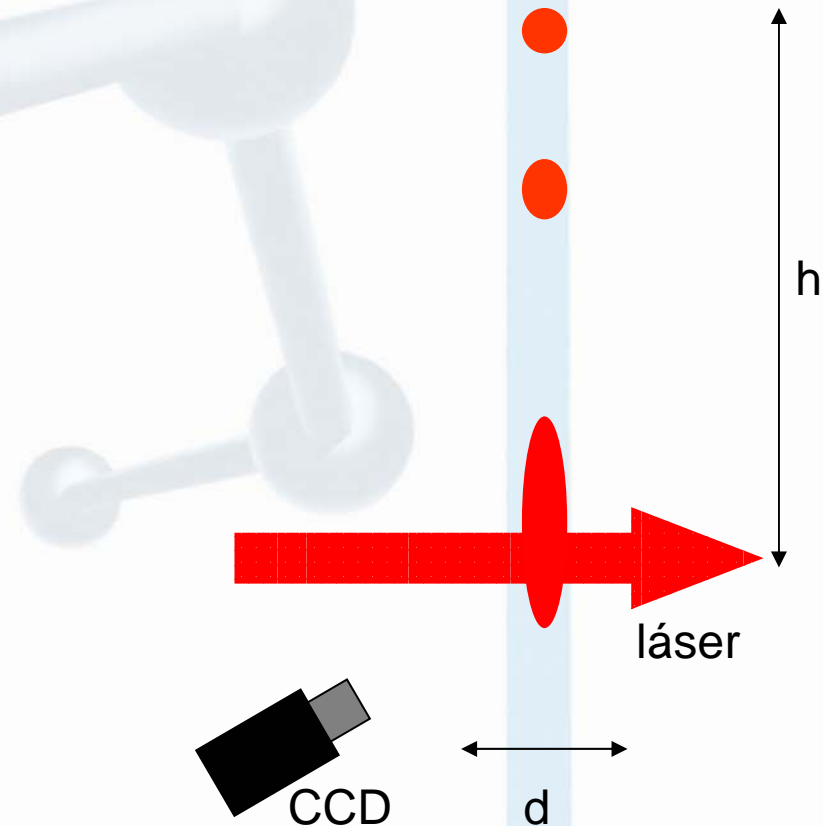
fotones por segundo.

¡Caída libre!

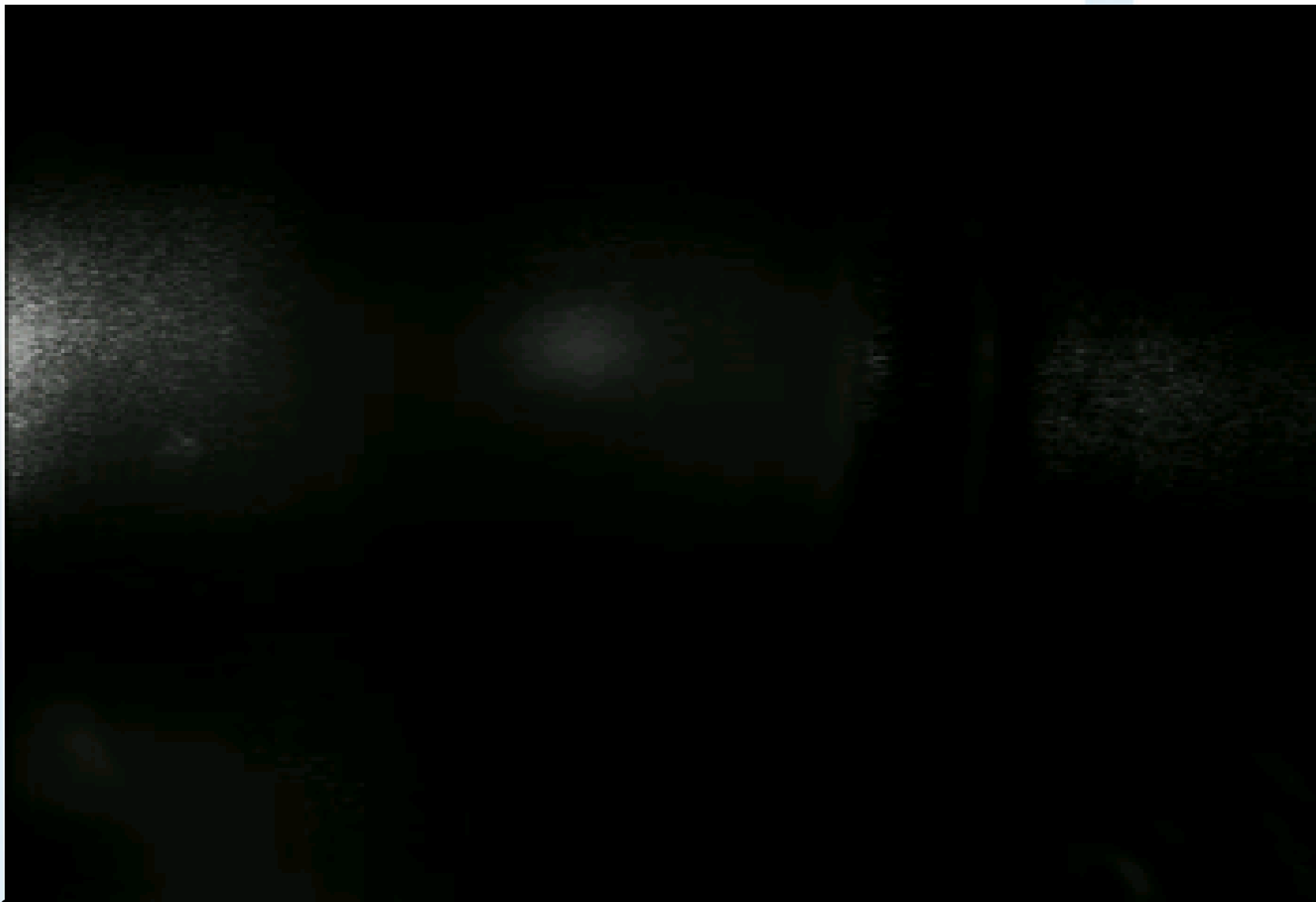
Medir la temperatura

- Quitar los haces verticales de la trampa.
- Dejar caer la nube (en expansión).
- Medir sus dimensiones mediante fluorescencia de los átomos.
- Resultado preliminar

$$T \sim 45 \mu\text{K}$$



¡Caída libre!

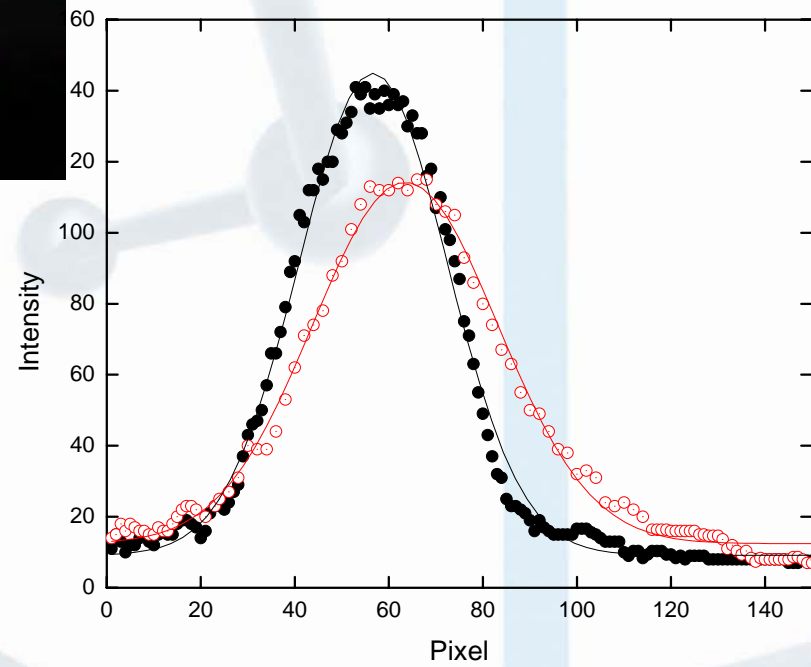


28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Cuadros consecutivos

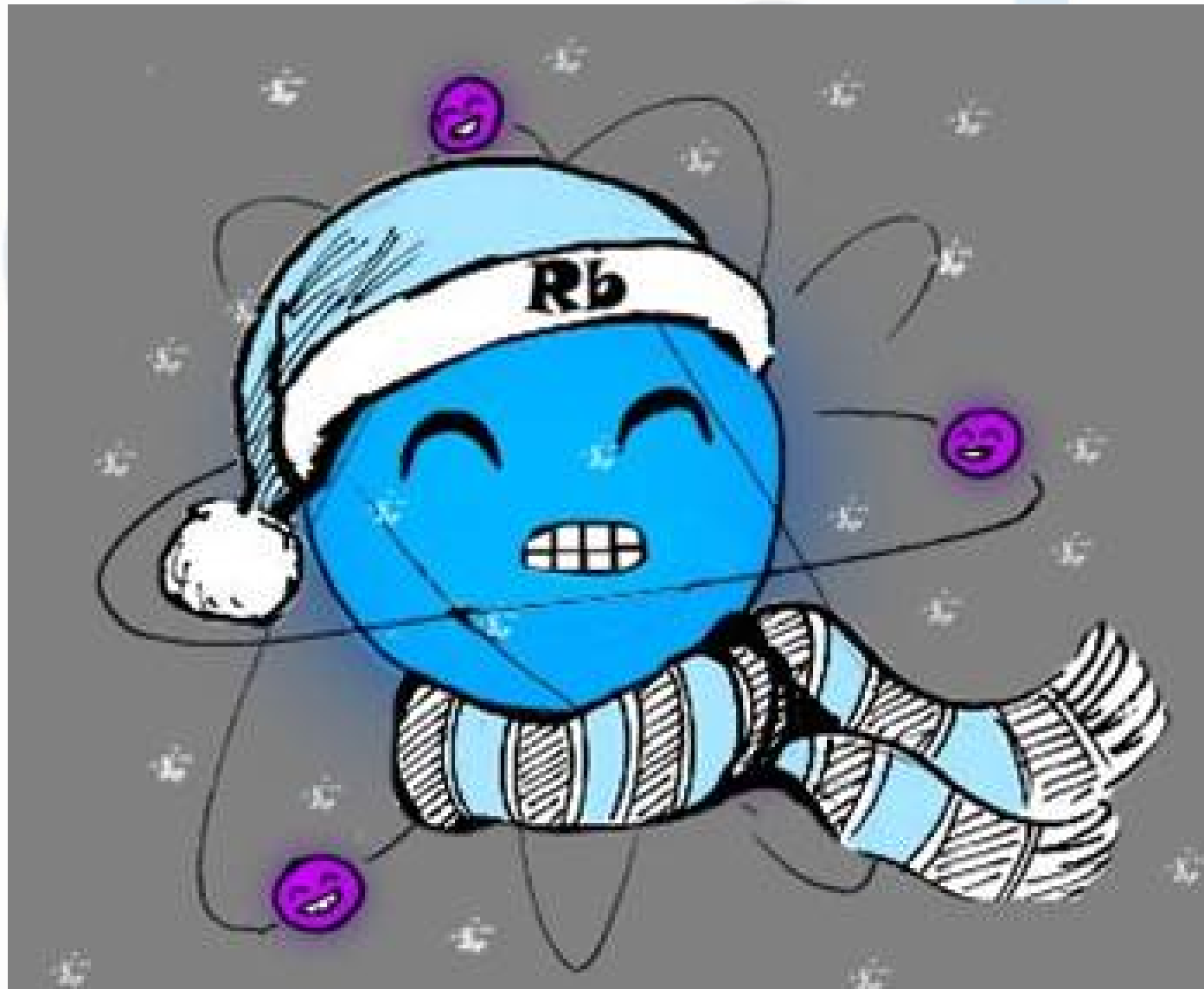
Para medir T



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

El laboratorio de átomos fríos del ICN: “the coolest spot south of Juriquilla”



28 feb. 2008

¿Qué queremos hacer?

- Excitar de manera selectiva los átomos en la trampa a niveles con n muy grande. **Átomos de Rydberg fríos.**
- Hay varios grupos haciéndolo en Rb y Cs (Virginia, Michigan, Freiburg, Connecticut, París, Sao Paulo...)
- Estudiar procesos de formación con tres fotones $5s \rightarrow 5p \rightarrow 5d \rightarrow np, nf$.

Átomos de Rydberg

Estados más “clásicos” de átomos. Un electrón en estado muy excitado (n) en presencia del carozo.

- Energía $E_n \sim R/n^2$
- Radio $\langle r \rangle \sim n^2$
- Vida media
 - $\tau \sim n^3$ (l bajo)
 - $\tau \sim n^5$ (l alto)

$n^* = (n + \delta_l)$, δ_l defecto cuántico.

- **Muy polarizables.**

Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles

M. D. Lukin,¹ M. Fleischhauer,^{1,2} and R. Cote³

¹*ITAMP, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts 02138*

²*Fachbereich Physik, Universität Kaiserslautern, D-67663 Kaiserslautern, Germany*

³*Physics Department, University of Connecticut, Storrs, Connecticut 06269*

L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller

Institut für Theoretische Physik, Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Austria

(Received 7 November 2000; published 26 June 2001)

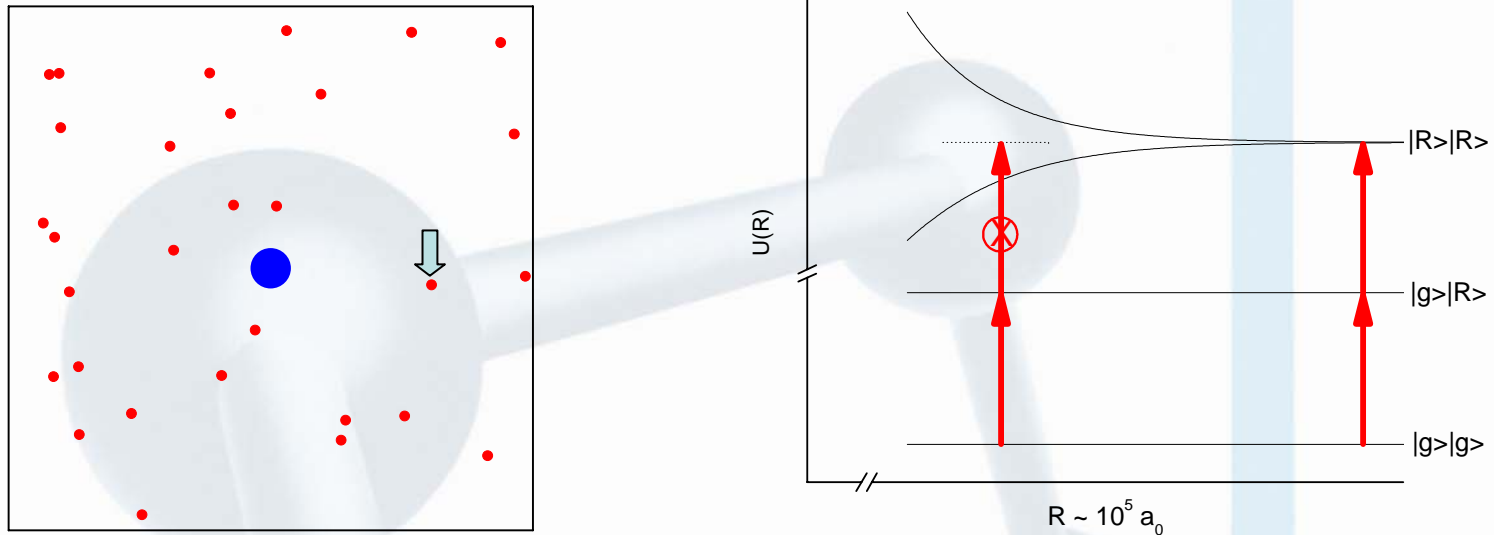
We describe a technique for manipulating quantum information stored in collective states of mesoscopic ensembles. Quantum processing is accomplished by optical excitation into states with strong dipole-dipole interactions. The resulting “dipole blockade” can be used to inhibit transitions into all but singly excited collective states. This can be employed for a controlled generation of collective atomic spin states as well as nonclassical photonic states and for scalable quantum logic gates. An example involving a cold Rydberg gas is analyzed.

collective states

strong dipole-dipole interactions

An example involving a cold Rydberg gas...

Bloqueo dipolar



- Producción resonante (láseres) de un átomo de Rydberg.
- El mismo proceso resonante NO sirve para excitar un segundo átomo, ya que la interacción R-R (potencial) mueve los niveles de energía.
- Esfera dentro de la que sólo hay un Rydberg-SUPERATOMO.

Interacción Rydberg-Rydberg.

- Rydberg son átomos neutros.
- Interacciones:

– Van-der-Waals $U(R) \sim \frac{C_6}{R^6}; \quad C_6 \propto n^{*11}$

– Dipolo-dipolo $V_{dd}(R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mu^2}{R^3}$

– Resonancias de Förster



Campo eléctrico controla la interacción.

Antiblockade in Rydberg Excitation of an Ultracold Lattice Gas

C. Ates,¹ T. Pohl,² T. Pattard,¹ and J. M. Rost¹

¹Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Straße 38, D-01187 Dresden, Germany

²ITAMP, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, Massachusetts 02138, USA

(Received 12 May 2006; published 8 January 2007)

Mechanical Effect of van der Waals Interactions Observed in Real Time in an Ultracold Rydberg Gas

T. Amthor,^{*} M. Reetz-Lamour, S. Westermann, J. Denskat, and M. Weidemüller[†]

Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Hermann-Herder-Straße 3, 79104 Freiburg, Germany

(Received 4 July 2006; published 10 January 2007)

Electric-Field Induced Dipole Blockade with Rydberg Atoms

Thibault Vogt, Matthieu Viteau, Amodsen Chotia, Jianming Zhao, Daniel Comparat, and Pierre Pillet

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud, Bâtiment 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay, France

(Received 8 March 2007; published 16 August 2007)

Evidence for Coherent Collective Rydberg Excitation in the Strong Blockade Regime

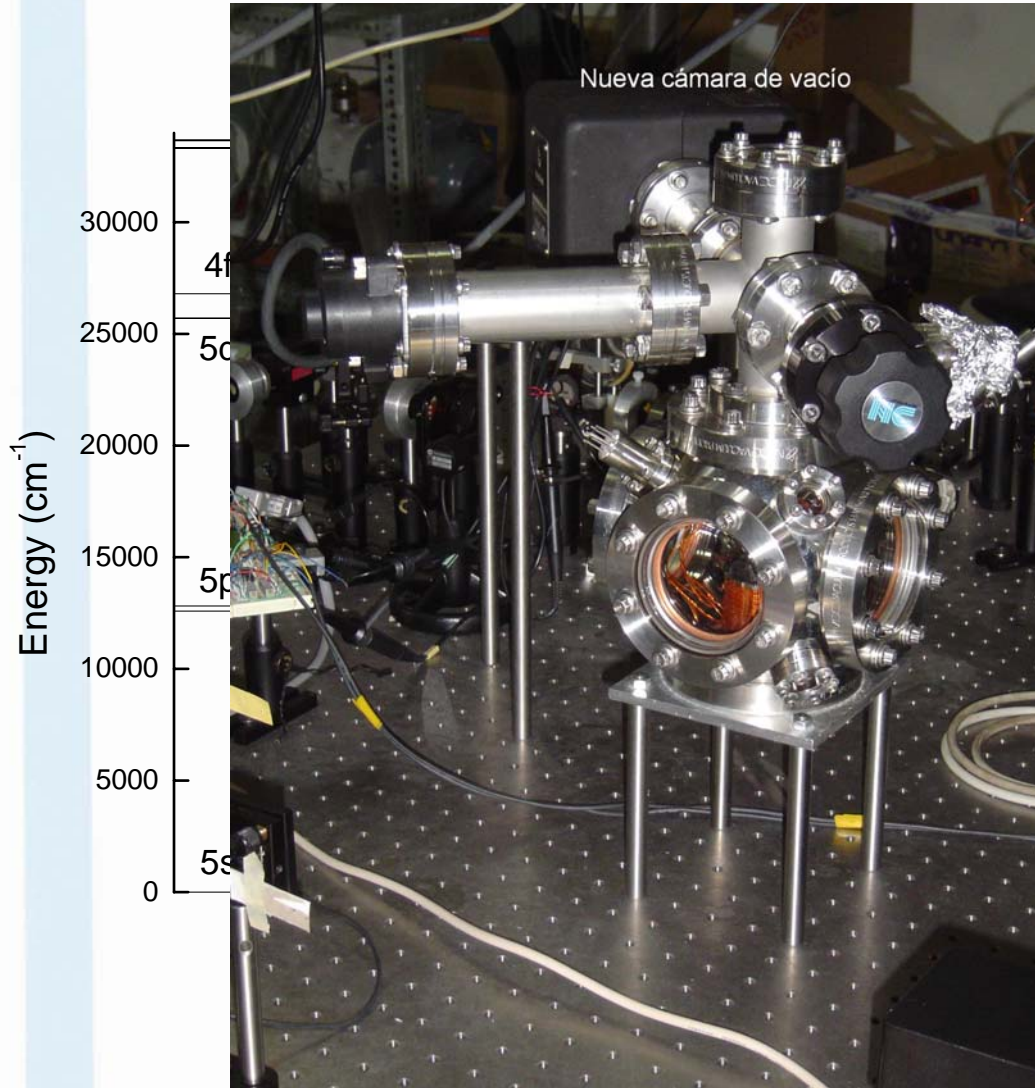
Rolf Heidemann,^{1,*} Ulrich Raitzsch,¹ Vera Bendkowsky,¹ Björn Butscher,¹ Robert Löw,¹ Luis Santos,² and Tilman Pfau^{1,†}

¹5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart, Germany

²Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, Appelstraße 2, 30167 Hannover, Germany

(Received 19 June 2007; published 16 October 2007)

Producción con tres fotones.



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Aprovechar que podemos construir láseres de diodos ~ 780 nm para excitar con dos fotones al estado 5d.

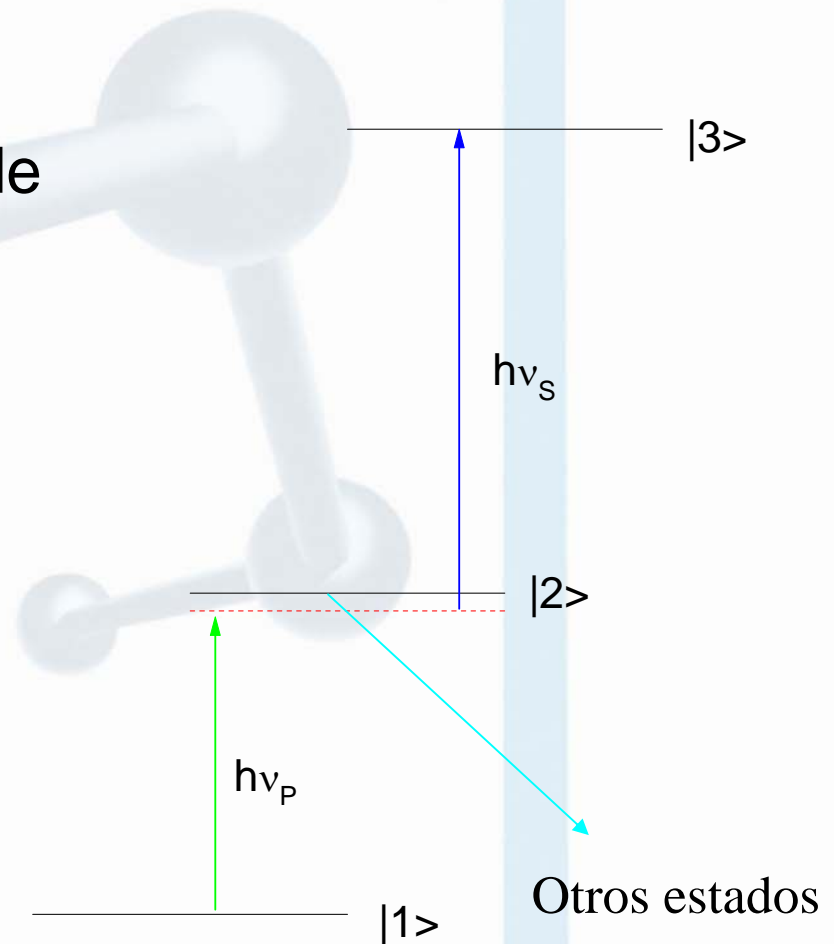
Láseres de diodos (telecomunicaciones) con λ entre 1.31 y 1.25 μm nos permitirían producir átomos de Rydberg con n/l bien definidos por encima del $20p$.

Detección: ionización por campo eléctrico.

STIRAP

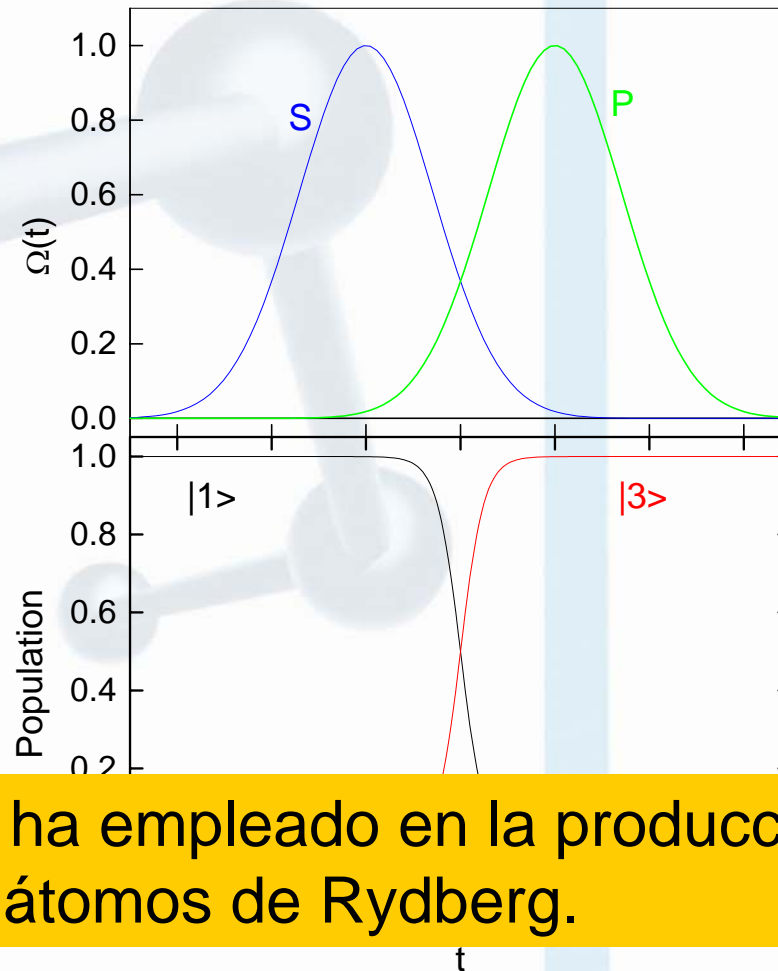
Stimulated Raman Adiabatic Passage. (ABQVQE en mexicano)

- Medio material: tres niveles de energía.
- Campo de radiación: dos haces coherentes, dependientes del tiempo, de frecuencias ν_P (pump) y ν_S (Stokes). $h(\nu_P + \nu_S) = E_3 - E_1$.
- Transferencia eficiente de la población de $|1\rangle$ a $|3\rangle$.
- Se puede extender a más niveles - Rydberg.



Secuencia “contraintuitiva” de pulsos

- Pulsos traslapados.
- Primer pulso: Stokes. Prepara superposición coherente de estados desocupados $|2\rangle$ y $|3\rangle$.
- Segundo pulso: pump. Acopla el estado $|1\rangle$ con estado “atrapado”, que es una superposición de los estados $|1\rangle$ y $|3\rangle$.



Se ha empleado en la producción de átomos de Rydberg.

Ingredientes para el experimento

- Láseres (onda continua):
 - 780 y 776 nm pueden ser del mismo tipo que los de atrapamiento y rebombado (Sharp, >50 mW).
 - 1312 o 1259 nm láser Sacher (\$\$, \$\$\$ USD).
- Pulsos:
 - En las escalas de tiempo necesarias para el experimento (ns) se pueden emplear moduladores optoacústicos controlados por generadores de pulsos de precisión.

Por si nos aburrimos...

Átomos de Rydberg son fáciles de ionizar – plasmas fríos.

Ionization and plasma formation in high n cold Rydberg samples

W. Li^a, P.J. Tanner^b, Y. Jamil^c, and T.F. Gallagher

Department of Physics, University of Virginia, McCormick Road, Charlottesville, VA 22904, USA

Received 1st December 2005 / Received in final form 12 June 2006

Published online 18 August 2006 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2006

También se puede estudiar la formación de moléculas frías.

Polyatomic molecules formed with a Rydberg atom in an ultracold environment

I.C.H. Liu^a and J.M. Rost

Max-Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Str. 38, 01187 Dresden, Germany

Received 7 December 2005 / Received in final form 15 February 2006

Published online 5 May 2006 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2006

Conclusiones

- Estamos muy contentos de contar con la MOT en el laboratorio de átomos fríos del ICN.
- El proceso nos dio experiencia en el manejo de láseres, vacío, electrónica y detección.
- Podemos pensar en hacer experimentos interesantes.
- Rydberg, plasmas y moléculas fríos. Necesitamos manos (y cabezas pensantes), \$\$\$ y ánimo.
- Esperamos dar más buenas noticias en un futuro cercano.

Por supuesto que recibimos visitas.

- Reales:
 - En el laboratorio de átomos fríos. Primer entrepiso. Instituto de Ciencias Nucleares (favor de avisar con un par de horas de anticipación si quieren ver la trampa funcionando y no se garantiza que esté funcionando).
- Virtuales:
 - <http://athena.nucleares.unam.mx/~jimenez>
 - jimenez@nucleares.unam.mx

Los tramposos

- Miguel Angel Bastarrachea - FCUNAM
- Jesús Flores – ICNUNAM.
- Alejandro Hernández – ICNUNAM.
- Antonio Juárez – ICFUNAM.
- Mauricio López – CENAM.
- María Mansurova – FCUNAM.
- Edgar Méndez – FCUAEMex.
- Fernando Ramírez – FCUNAM.
- Adonis Reyes – FC e ICNUNAM.
- Gerardo Ruiz – UAEMor.
- Daniel Sahagún – FCUNAM.

Agradecimientos



Octavio Castaños - ICNUNAM

Rocío Jáuregui – IFUNAM

Luis Orozco – U. Maryland

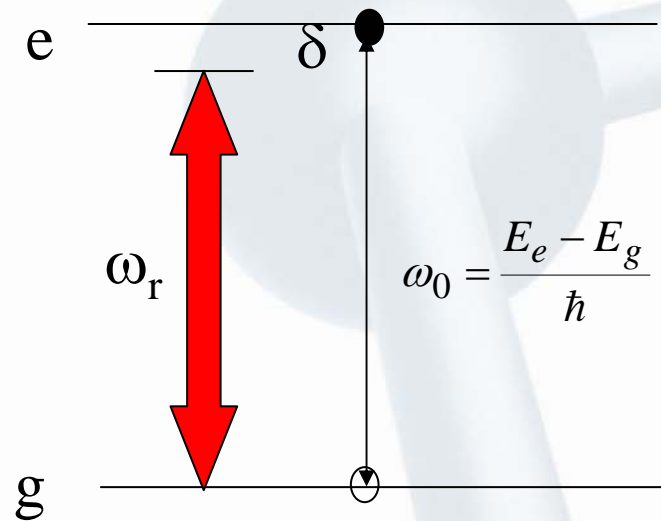


¡Muchas gracias!

28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Atomo de dos niveles



$$|\psi\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)|e\rangle$$

- Hamiltoniano de interacción

$$H(t) = \hbar\Omega \cos(kz - \omega_r t)$$

- Frecuencia de Rabi:

$$\Omega = \frac{-eE_0}{\hbar} \langle e|r|g\rangle$$

- Probabilidad de encontrar al átomo en el estado excitado:

$$|c_e(t)|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \text{sen}^2[\sqrt{(\Omega^2 + \delta^2)}t / 2]$$

Para incluir decaimiento espontáneo

- Matriz de densidad.

$$\rho = \begin{pmatrix} |c_g|^2 & c_g c_e^* \\ c_g^* c_e & |c_e|^2 \end{pmatrix}$$

- Vector

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{12} + \rho_{21} \\ -i(\rho_{12} + \rho_{21}) \\ \rho_{11} - \rho_{22} \end{pmatrix}$$

- Satisface

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = \vec{R} \times \vec{W}; \quad \vec{W} = \begin{pmatrix} \Omega \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix}$$

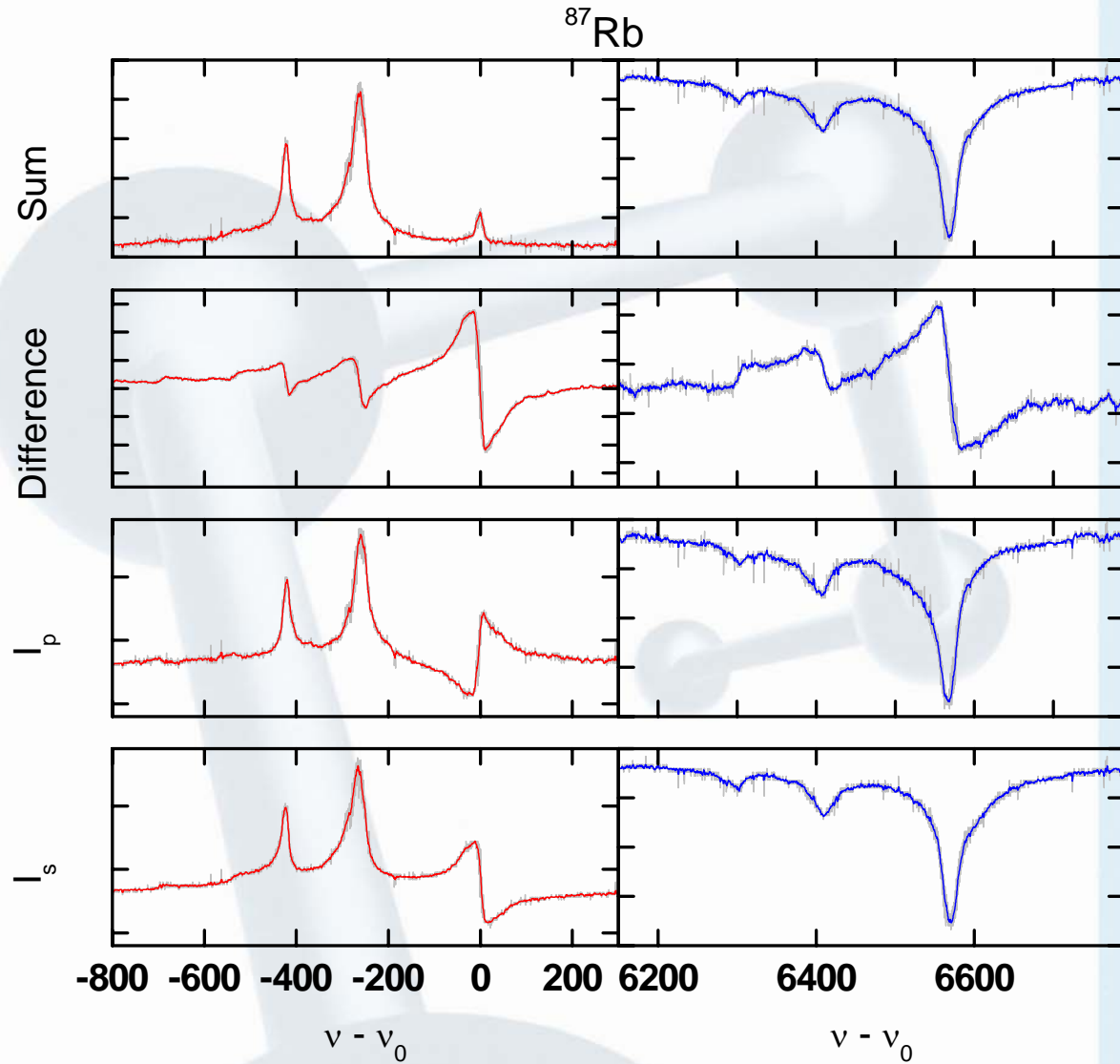
- Tasa de emisión espontánea Γ de manera fenomenológica.

$$\begin{pmatrix} \dot{u} \\ \dot{v} \\ \dot{w} \end{pmatrix} = \frac{1}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \begin{pmatrix} \delta v - (\Gamma/2)u \\ -\delta u + \Omega w - (\Gamma/2)v \\ -\Omega v - \Gamma(w-1) \end{pmatrix}$$

- Estado estacionario – tasa de transición

$$T = \Gamma \rho_{22} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}$$

Espectros de bombeo óptico polarizado.

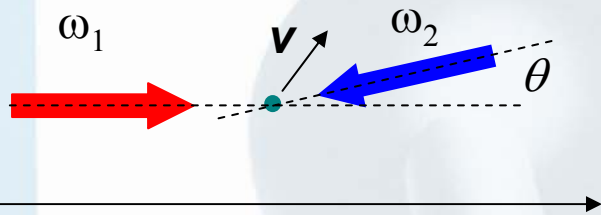


28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Interpretación

Corrimiento Doppler



$$\omega'_1 = \omega_1 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right)$$

$$\omega'_2 = \omega_2 \left(1 - \frac{v_z \cos \theta + v_x \sin \theta}{c}\right)$$

Entrecruzamiento: mismo átomo (misma \mathbf{v}) “ve”
frecuencias resonantes en los dos haces.

$$\omega'_1 = \omega_{ab}$$

$$\omega'_2 = \omega_{cd}$$



$$\left(1 - \frac{\omega_{cd}}{\omega_2}\right) + \left(\frac{\omega_{ab}}{\omega_1} - 1\right) \cos \theta = 0$$

$$\gamma = \sin \theta \Gamma_D$$

En término de corrimientos en frecuencia

Suponemos uno de los haces (1) con frecuencia fija y medimos las otras frecuencias en relación a ω_1 .

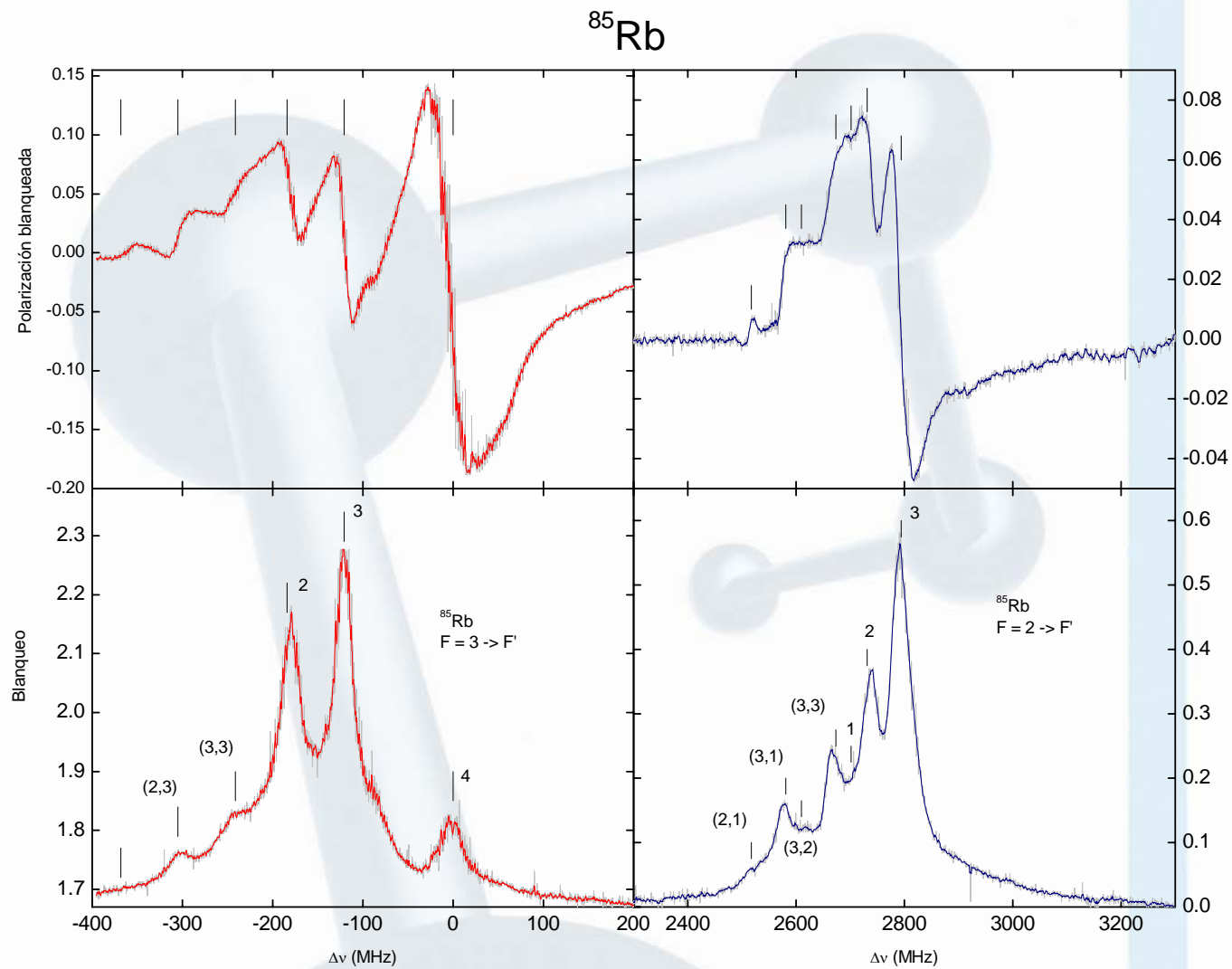
$$\omega_2 = \omega_1 + \delta_2$$

$$\omega_{ab} = \omega_1 + \delta_{ab}$$

$$\omega_{cd} = \omega_1 + \delta_{cd}$$

$$\delta_2 = \delta_{cd} - \delta_{ab} \cos \theta$$

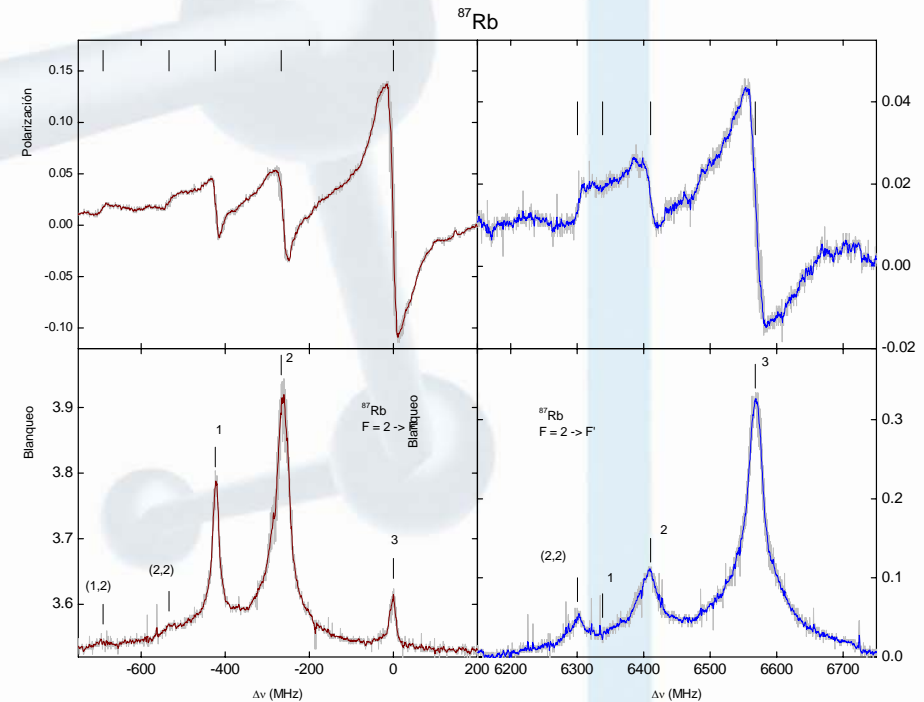
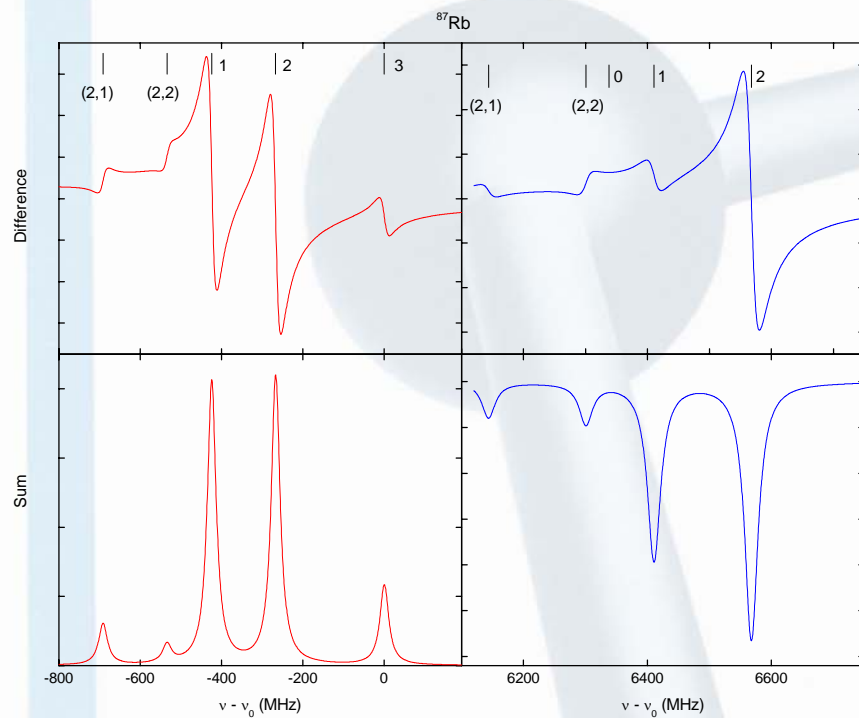
Resultados



28 feb. 2008

Instituto de Ciencias Nucleares

Modelo teórico: ecuaciones de transferencia.



Identificación de las líneas crucial para conseguir la MOT

Polarized optical pumping spectroscopy of atomic rubidium using counterpropagating beams: production of dispersion-like profiles and suppression of cross-over lines.

A. Hernández,[†]E. Méndez-Martínez,^{†‡} J. Flores-Mijangos,[†]A. Reyes,[†]J. Jiménez-Mier,[†]J. M. López[§] and E. de Carlos.[§]

[†]Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, A. Postal 70-543, 04510 México D.F., México

[‡]Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma del Estado de México, México.

[§]División de tiempo y frecuencia, CENAM, México

E-mail: jimenez@nucleares.unam.mx

Abstract. A scheme to obtain dispersion-like profiles using polarized optical pumping spectroscopy is presented. A circularly polarized pump laser beam whose frequency is scanned, and a linearly polarized, probe beam locked to a resonant frequency in the atom cross at an absorption cell. The transmitted intensities of the probe beam, with mutually perpendicular polarizations is detected as the frequency of the pump beam is scanned. This scheme is tested in the D2 manifold of atomic rubidium. Doppler-free atomic transitions are found either to produce strong dispersion profiles all with the same slope, or to be completely suppressed. Weaker cross-over transitions are also found and the slopes of their dispersion profiles are found to be opposite to those of the atomic lines. A model based in the rate equation approximation is presented, and the results are found to be in good qualitative agreement with the experiment. The dispersion profiles obtained are suitable for frequency locking to atomic transitions or cross over-lines in both ^{85}Rb and ^{87}Rb .