



Universidad de la República
Facultad de Ciencias

ESPECTROSCOPIA DE
ÁTOMOS DE Rb CONFINADOS
EN VIDRIO POROSO

Santiago Villalba

*Tesis presentada para completar los requerimientos
del grado de Doctor en Física*

Orientador: Dr. Arturo Lezama

Co-orientador: Dr. Horacio Failache

*defendida el 10 de noviembre de 2014 ante el tribunal integrado
por:*

Dr. Raul Donangelo

Dr. Jose W. Tabosa

Dra. Erna Frins

Dra. Helena Pardo

Dr. Horacio Failache

A Tomás, Camilo, Maite, Ema y Leticia

Agradecimientos

Al Dr. Arturo Lezama y al Dr. Horacio Failache que me han orientado en este interesante trabajo. En el aspecto académico me han enseñado mucho sobre el trabajo científico y se han preocupado por que adquiriera la mejor formación posible, ayudándome a diferenciar lo esencial de lo accesorio han sabido orientar mis inquietudes y tenido gran paciencia en largas horas de ricas discusiones. En el aspecto humano, a lo largo de este tiempo hemos desarrollado un ambiente agradable en el trabajo del laboratorio. A mis compañeros el Dr. Sergio Barreiro , el Dr. Lorenzo Lenci y el Dr Paulo Valente con los cuales he aprendido mucho y también divertido.

A la ANII por el apoyo financiero brindado mediante el otorgamiento de una beca sin la cual hubiera sido imposible emprender este trabajo. A la gloriosa UdelaR por todo lo que me a brindado A mi familia por su infinita paciencia. A a mis compañeros de trabajo del IFFI. A Amelia por sus invaluable ayudas. Por ultimo a mi familia por su infinita paciencia, el apoyo y cariño recibido.

Abstract

In this thesis it was performed the first study on atomic spectroscopy of rubidium atoms confined in a porous glass. It is a totally new system about which there were very few earlier references. The first step was to build the first systems of confined atoms in porous glass making use of an original technique which uses glass powder of grain size selected by calibrated sieves and sedimentation, for later filling with rubidium.

We studied the transmission of light in these systems. Using spectroscopy of temporal resolution it was possible to identify the contributions of absorption and fluorescence in the transmitted light. From this result it was put in evidence the effect of integrating sphere, where atoms that are immerse in a diffusing field inside the porous medium have absorption compensated by fluorescence. For high densities we observed a reduction of absorption which respect to fluorescence, which is a consequence of increasing the atomic non radiative decay probability, due to collisions with the porous walls. Using a simplified model that includes photon trapping, it was possible to estimate from spectral features a satisfactory relation between volume and surface the pores, as well as the mean pores diameter.

We performed non lineal spectroscopy using pump and probe spectroscopy of the porous medium. We analyzed the dependence of spectral line shapes with the frequency position of the pump field. We developed a simple model that considers the interaction of atoms with two totally random fields that resembles basic experimental data. From this model it was possible to estimate the collision rate of atoms with the porous walls.

We also studied the atomic contribution present in the backscattered light from the porous medium, where sub-Doppler resonances were observed. We showed that resonances are due to a saturated absorption effect, where the incident light beam saturates the sample acting as the pump and the scattered light act as the probe. Some peculiarities of the observed spectra show the effect of transient atomic evolution due to confinement, as well as the changes with the dimensions of the confining pores. The robustness and simplicity are remarkable aspects of our sub-Doppler atomic signals.

Finally, we studied coherent atomic signals in the backscattered light from the porous medium as a function of an applied magnetic field (Hanle effect). We studied the changes of spectral widths which respect to incident

light power, as well as laser detuning. From the measured spectral widths it was possible to verify a consistent estimation for the size of interstitial spaces.

Resumen

En este trabajo de tesis realizamos el primer estudio de la espectroscopía de átomos de Rb confinados en vidrio poroso. Cabe señalar que se trata de un sistema totalmente novedoso sobre el cual prácticamente no había antecedentes previos a esta tesis. Como paso inicial construimos los primeros sistemas de átomos confinados en vidrio poroso desarrollando técnicas originales donde se utilizó polvo de vidrio con tamaños de grano seleccionado por tamices y sedimentación, para posteriormente sinterizarlo y llenarlos con Rubidio.

Estudiamos la transmisión de la luz en nuestro sistema, separando mediante una técnica de espectroscopía con resolución temporal las contribuciones de absorción y fluorescencia de la luz transmitida. A partir de esto pusimos de manifiesto un efecto de esfera integradora, donde átomos inmersos en el campo difuso dentro del medio poroso, compensan su absorción con su fluorescencia. Para altas densidades observamos una reducción de la relación entre absorción y fluorescencia, que aparece como consecuencia del incremento de la probabilidad del decaimiento no radiativo de los átomos, debido a sus colisiones contra las paredes de los intersticios de los poros. Utilizando un modelo simple que incluye el proceso de atrapamiento de fotones, pudimos extraer de los datos espectrales la información para hallar una estimación satisfactoria de la relación entre superficie y volumen de los poros, (y consecuentemente un diámetro medio de poro).

Realizamos una espectroscopía no lineal donde un campo bombea ópticamente el medio atómico, mientras otro campo sonda los efectos de la luz sobre los átomos confinados en el medio poroso. Estudiamos la dependencia de las formas de línea de los espectros con la posición espectral del campo de bombeo. Desarrollamos un modelo simple que considera la interacción de los átomos con dos campos totalmente desordenados que permite reproducir satisfactoriamente las formas de línea observadas. Consecuentemente del ajuste del modelo obtenemos una estimación de la tasa de colisiones de los átomos contra las paredes de los poros.

Por último estudiamos la señal atómica presente en la luz retrodifundida por el medio poroso, donde observamos resonancias sub-Doppler. Mostramos que estas resonancias se deben a un efecto de absorción saturada, donde el haz del láser incidente satura el medio atómico y la luz retrodispersada lo sondea. Algunas particularidades de los espectros observados muestran el efecto de la evolución atómica transitoria debida

al confinamiento atómico dentro de los poros, así como su evolución con la variación de las dimensiones del confinamiento. La obtención de las señales atómicas sub-Doppler en nuestro sistema se destaca por su sencillez y robustez.

Finalmente estudiamos las señales atómicas coherentes presentes en la luz retrodispersada por el medio poroso en función de un campo magnético (efecto Hanle). Estudiamos la evolución de sus anchos espectrales con la potencia de luz incidente así como con la desintonía del laser. A partir de los anchos espectrales medidos pudimos verificar la relación consistente entre los tamaños estimados de intersticio de las celdas.

Palabras clave: *átomos confinados, atrapamiento de fotones, espectroscopía coherente, espectroscopía de resolución temporal, luz difusa*

Indice General

1	Introducción	1
1.1	Plan de Tesis	2
2	Sistema Físico	5
2.1	Rubidio	5
2.1.1	Estructura Atómica	5
2.1.2	Transiciones Atómicas, reglas de selección	6
2.1.3	Efecto Zeeman	9
2.1.4	Densidad del Vapor de Rubidio	9
2.2	Laser	10
2.2.1	Láser de cavidad extendida	11
2.2.2	Sistema de Estabilización	11
2.2.3	Sistema de Control	12
2.3	Luz Laser en medios porosos	13
2.3.1	Speckle	17
2.4	Mezcla vidrio poroso-Rubidio	18
3	Fabricación de celdas	21
3.1	Selección de granos	21
3.2	Sinterizado	23
3.3	Llenado con Rb y sellado de las celdas	24
4	Transmisión de Luz Resonante	27
4.1	Espectroscopía de Transmisión	27
4.1.1	Ancho de Línea Natural	27
4.1.2	Ensanchamiento por efecto Doppler	28
4.1.3	Transmisión en la celda común	29
4.2	Transmisión de una celda Porosa	30
4.2.1	Montaje Experimental de la Transmisión	30
4.2.2	Medidas de la transmisión efectiva	31
4.3	Resolución Temporal de la Transmisión	32
4.3.1	Montaje experimental de la Resolución Temporal de la Transmisión	33
4.3.2	Medidas y procesamiento	35
4.4	Propagación de la radiación resonante: Modelo	36
4.4.1	Análisis de resultados experimentales	39

4.5	Conclusiones	44
5	Espectroscopía no lineal	45
5.1	Espectroscopía con dos campos resonantes incoherentes	46
5.1.1	Montaje de la detección	46
5.1.2	Descripción teórica	47
5.1.3	Análisis de observaciones experimentales	47
5.2	Espectroscopía con dos campos incoherentes de luz difusa	48
5.3	Montaje Experimental	49
5.4	Modelo	50
5.4.1	Calculo del número de átomos doblemente resonantes	51
5.4.2	Calculo de las poblaciones del estado excitado	54
5.4.3	Calculo de la señal no lineal	59
5.5	Análisis de Resultados experimentales	60
5.6	Conclusiones	64
6	Señal de Retrodispersión	65
6.1	Resonancias subdoppler incoherentes en Retrodispersión de la luz	65
6.1.1	Montaje experimental	66
6.1.2	Medidas experimentales	67
6.1.3	Origen de las Resonancias Sub-Doppler	68
6.1.3.1	Absorción saturada	68
6.1.3.2	Discusión: posibles procesos físicos responsables por las resonancias sub-Doppler	70
6.1.4	Mecanismos de ensanchamiento de las resonancias subDoppler	71
6.1.4.1	Dispersión del vector de onda de los campos de luz	74
6.1.4.2	Tiempo de Tránsito	75
6.1.4.3	Ensanchamiento por Potencia	75
6.1.5	Contraste de las resonancias subDoppler	76
6.2	Señal atómica Coherente en luz Retrodifundida	77
6.2.1	Atrapamiento coherente de poblaciones	77
6.2.2	Condiciones para el Atrapamiento Coherente de Poblaciones	83
6.2.3	Montaje experimental	83
6.2.4	Medidas Experimentales	85
6.2.5	Análisis de medidas experimentales	85
6.2.6	Discusión	88
6.3	Conclusiones	88
7	Conclusiones y Perspectivas	91
7.1	Perspectivas	92
A	Flujo de átomos sobre una superficie	95
	Bibliografía	101

Indice de Figuras

2.1	<i>Estructura de niveles atómicos involucrados en la experiencia</i>	7
2.2	<i>Densidad de vapor de Rb en función de la Temperatura</i>	10
2.3	<i>Esquema del láser montado en cavidad tipo Littrow</i>	11
2.4	<i>Sistema del Láser con los bloques componente: T: telescopio, A: aislador óptico, BS: separador de haz, FP: Fabry Perott, Det: detector, F: filtro, E: espejo, MOD: generador de la modulación sinusoidal, SBL: señal de sincronía del barrido del láser, AS: señal de absorción saturada</i>	12
2.5	<i>Esquema transporte de la luz</i>	14
2.6	<i>Montaje para detección de intensidad transmitida en medio poroso. T: telescopio, I: iris, L:Lente</i>	14
2.7	<i>Intensidad transmitida en celdas I, II y III en escala logarítmica con sus respectivos ajustes lineales, en el inserto se muestran los perfiles en escala lineal</i>	15
2.8	<i>Esquema conservación de la energía</i>	16
2.9	<i>Correlación de la intensidad: $\langle I(\vec{r})I(\vec{r}') \rangle$</i>	17
2.10	<i>Rb embebido en Pyrex poroso</i>	18
3.1	<i>(a) sueseción de tamizes utilizados para la selección de granos (b) columnas de decantación de los granos seleccionados por los tamizes: [A]: $d < 54\mu m$, [B]: $54\mu m < d < 74\mu m$, [C]: $74\mu m < d < 200\mu m$</i>	22
3.2	<i>cinterizado</i>	23
3.3	<i>Imágenes de microscopio electrónico de alumina porosa</i>	24
4.1	<i>(a) montaje de Transmisión. (b) Espectros típicos de Transmisión de las líneas D1 y D2</i>	29
4.2	<i>Montaje de la detección en transmisión de luz resonante con las transiciones atómicas: SBL señal de sincronismo del laser, AS señal de la absorción saturada, Det detector, L lente, PI plano imagen, P.D.M. plataforma de desplazamiento</i>	31
4.3	<i>(a) Ejemplo de espectro de transmisión. (b) Absorción relativa de las transiciones atómicas de la línea D2, sobre la transmisión efectiva en función de la posición del elemento de superficie sobre la celda</i>	32

4.4	Montaje de la modulación de intensidad del laser: A.O.: Amplificador óptico, PA: prismas anamórficos, Ais: aislador óptico, E: espejos, Fib: fibra óptica, GEN: generador de voltaje, GRV: Generador de voltaje de onda cuadrada rápida, MEO: modulador electróptico, PL: polarizador lineal, I: iris, L1: lámina $\lambda/2$, L2: lámina $\lambda/4$, TTL: señal de sincronismo del GEN, SPL: señal de sincronismo del GRV, AS: señal atómica de absorción saturada, SBL: señal del sincronismo del barrido del láser.	34
4.5	Montaje para la espectroscopía de resolución temporal: SPL: señal de sincronismo del GRV, SBL: señal de sincronismo del barrido del laser, SA: señal de la absorción saturada, TTL: sincronismo del generador precursor GEN, Det: detector, L: lente, I: iris, PI: plano imagen, F: filtro interferométrico, PDM: plataforma de desplazamiento, Fib: fibra multimodo, DetF: detector de fotones, TD: tarjeta digital	35
4.6	Conteo de fotones transmitidos en función del tiempo y la desintonía del laser para un cambio rápido de la potencia del laser	39
4.7	Conteo de fotones de los transitorios de la luz transmitida: en resonancia para distintas temperaturas con la frecuencia del laser centrada en el centro de la línea ^{85}Rb ($F = 2 \rightarrow F'$). La línea continua corresponde al transitorio fuera de resonancia	40
4.8	Tiempo de decaimiento de la fluorescencia para la línea ^{85}Rb $F = 2 \rightarrow F'$ variando la densidad del vapor atómico: en celda porosa y celda común	41
4.9	(a) Absorción saturada de la referencia atómica (b), y (c) Transmisión (T), absorción α y fluorescencia β en función de la desintonía láser respecto de la transición ^{87}Rb $F = 2 \rightarrow F' = 1$, para Temperaturas de $= 69^\circ\text{C}$ y 152°C respectivamente	42
4.10	Medida de la relación de energía (fluorescencia/absorción = α/β) como función del tiempo de vida de la fluorescencia. Los distintos símbolos refieren a distintas posiciones en la imagen de la celda porosa. El ajuste lineal considera todos los puntos	43
5.1	Montaje experimental: Láser1 y Láser2 de cavidad extendida. Chopper modula intensidades a frecuencias f_1 y f_2 . Detección sincrónica, de la señal del detector Det con el Lock-in a frecuencia $f_1 + f_2$	46
5.2	Condiciones de resonancia para los campos de bombeo (flecha gruesa) y sonda siendo (flecha fina): (a) $\omega_S = \omega_B = \omega_{e_1}$; (b) $\omega_S = \omega_B = \omega_{e_1}$; (c) $\omega_S = \omega_{e_2}$ y $\omega_B = \omega_{e_1}$; (d) $\omega_S = \omega_{e_1}$ y $\omega_B = \omega_{e_2}$	47
5.3	Señal no lineal extraída del campo sonda para distinta desintonías del campo de bombeo: (a) referencia atómica de la absorción saturada. (b) Bombeo sintonizado en el centro de la Doppler (c) y (d) bombeo (flecha) con desintonía creciente (> 0) del centro de la Doppler	48
5.4	Montaje experimental: Láser1 y Láser2 de cavidad extendida. Chopper modula intensidades a frecuencias f_1 y f_2 . Detección sincrónica, de la señal del fotodetector Det con el Lock-in a frecuencia $f_1 + f_2$. . .	50

5.5	<i>Función de átomos doblemente resonantes $\mathcal{N}(\delta)$ [continua]:(a)$\Delta = 0$,(b)$\Delta = 3/2\mathfrak{D}$ {$\mathfrak{D} : e^{-1}$ ancho medio Doppler}. Gaussiana de ancho medio \mathfrak{D} [cortada], Gaussiana con el mismo ancho medio que $\mathcal{N}(\delta)$ [punteada]</i>	52
5.6	<i>Ancho medio de $\mathcal{N}(\delta)$ en función de la desintonía del campo de bombeo</i>	53
5.7	<i>Número de átomos doblemente resonantes con dos transiciones atómicas de igual peso separadas por $\omega_1 - \omega_0 = 3\mathfrak{D}$ [continua]. La línea cortada corresponde a la suma de dos funciones Gaussianas de ancho medio $e^{-1} \mathfrak{D}$. Las líneas punteadas corresponden a las transiciones atómicas. Las frecuencias indican la ubicación del campo de bombeo. (a) Desintonía simétrica del campo de bombeo $\Delta = 3/2\mathfrak{D}$. (b) Desintonía asimétrica del campo de bombeo $\Delta = -3/2\mathfrak{D}$</i>	54
5.8	<i>Esquema de sistema de 2 niveles: emisión y absorción inducida(flechas cortadas)</i>	57
5.9	<i>Esquemas de niveles y campos para átomos doblemente resonantes con dos niveles fundamentales g_1 y g_2 y dos niveles excitados. Flechas: bombeo(gruesas), sonda(finis). Flechas rizadas: decaimiento de emisión espontánea. Adicionalmente tenemos 12 esquema similares que se obtienen intercambiando los campos de bombeo y sonda o las transiciones atómicas</i>	58
5.10	<i>(a)Referencia Absorción Saturada. (b)Señal no lineal en la D1 sobre las transiciones del $85^{Rb}(3 \mapsto F')$ en función de la frecuencia del campo sonda con el bombeo (flechas) en el fondo de la estructura Doppler.</i>	60
5.11	<i>Señal no lineal en la D1 de las transiciones del Rb como función de la frecuencia del campo sonda para diferentes frecuencias de desintonía del bombeo sobre $87^{Rb}(2 \mapsto F')$(Flechas). Primer columna: señal experimental. Segunda columna: Señal calculada. El único parámetro en el cálculo es $x = \gamma/\Gamma = 0,32$. Las líneas punteadas verticales muestran las transiciones hiperfinas de $F_g \mapsto F_e$ del 87^{Rb}.</i>	61
5.12	<i>Señal no lineal en la D1 de las transiciones del Rb como función de la frecuencia del campo sonda para distintas posiciones del bombeo(flechas) sobre las diferentes transiciones hiperfinas del $87^{Rb}(F_g \mapsto F_e)$(Las líneas punteadas verticales). Primer columna: señal experimental. Segunda columna: Señal calculada, el único parámetro en el cálculo es $x = \gamma/\Gamma = 0,32$.</i>	62
5.13	<i>(a)Referencia Absorción Aaturada. (b)Señal no lineal en la D1 sobre las transiciones del $85^{Rb}(3 \mapsto F')$ en función de la frecuencia del campo sonda con el bombeo(flecha) en el fondo de la estructura doppler. $T = 105^\circ C$ (azul), $T = 133^\circ C$.</i>	63
6.1	<i>Montaje experimental: Laser: Sintonizado en frecuencia. Celda montada en horno. GEN: Generador que modula el piezolétrico del láser a frecuencia f_1. Det: fotodiodo. Lockin: detección sincrónica a la frecuencia f_1.</i>	66

6.2	<i>Espectro de absorción saturada en celda común (de referencia) a temperatura de 70° C (a). Espectro de luz retrodifundida para $\theta \simeq 0$ sobre las transiciones $^{85}\text{Rb}(F = 3 \mapsto F' = 2, 3)$ y $^{87}\text{Rb}(F = 2 \mapsto F' = 1, 2)$ a temperatura de 120° C : celda(I)(b) y celda(III)(c).</i>	67
6.3	<i>Forma típica de la derivada de las resonancias sub-Doppler registrada para ^{85}Rb sobre la transición ($F = 3 \mapsto F' = 3$) y el cross-over, en celda (III) y con una potencia de 6 mW y con 2,0mm de diámetro del haz. El Δ_{pp} es 23 y 32 MHz para el cross-over (c.o.) y la resonancia simple respectivamente.</i>	68
6.4	<i>Esquema de la absorción del vapor atómico con dos haces contrapropagantes bombeo(intenso) y sonda(débil). El átomo solo interactúa simultáneamente con los dos campos cuando $v_1 = 0$ a menos de Γ/k.</i>	69
6.5	<i>Distribución de velocidades para átomos: Cuando el átomo se mueve a velocidad v_1) copropagante solo con el campo de bombeo de un campo laser de frecuencia ω, en (a1)estado fundamental, en (a2) estado excitado. Cuando tenemos los campo de bombeo y sonda contrapropagantes a frecuencia $\omega \neq \omega_0$, excitando distintos grupos de átomos a velocidades atómicas dispuestas simétricamente respecto de 0 (b1). Cuando $\omega = \omega_0$ ambos campos interaccionan con la misma clase de velocidades.</i>	69
6.6	<i>Esquema de la absorción saturada en el medio poroso: El campo incidente (bombeo) penetra una distancia l_z sin desviarse. El campo sonda de la luz retodifundida será detectado al ángulo θ.</i>	71
6.7	<i>Ensanchamiento Doppler para una celda común en función del ángulo θ entre el haz de bombeo (500μW y 3,0mm de diámetro) el haz de sonda (10μW y 3,0mm de diámetro)(a). Ensanchamiento Doppler en función del ángulo de detección θ, para la celda (III) (b) y para la celda (I) (c), usando 5mW y un haz incidente de 2mm de diámetro. Círculos abiertos: resonancia de cross-over; Cuadrados abiertos:resonancias simples. Líneas punteadas: ajuste lineal para ángulos grandes).</i>	72
6.8	<i>Configuración general de los haces para la espectroscopía de absorción saturada</i>	73
6.9	<i>Medida de ancho de resonancia simple en las dos celdas como función de la potencia del haz incidente($\theta \approx 0$ y diámetro del haz :2mm)</i>	76
6.10	<i>(a):Esquema de niveles para la transición $F = 1 \mapsto F' = 0$. (b) Cambio de base del modelo atómico en Λ a $\{\psi_C, \psi_D, 1, 0\rangle\}$</i>	79
6.11	<i>Esquema de niveles para transiciones con atrapamiento coherente de poblaciones. Con eje de cuantización paralelo a la polarización de la luz (a1) $F = 1 \mapsto F' = 0$ y (b1) $F = 2 \mapsto F' = 2$. Con eje de cuantización paralelo a la propagación la luz (a2) $F = 1 \mapsto F' = 0$ y (b2) $F = 2 \mapsto F' = 2$.</i>	80
6.12	<i>Forma característica de la solución estacionaria para los átomos en reposo: cuando desintonía raman $\delta = 0$ aparece resonancia oscura</i>	82

6.13	<i>Montaje experimental: Laser: estabilizado en frecuencia. PL: polarizador lineal. T: Telescopio: I: Iris. BS: divisor de haz. Punto de corte de los ejes de simetría de las bobinas B_x, B_y. GEN: Generador que modula la corriente de la bobina chica a f_1. Det: Detector de fotodiodo. Lockin: detección sincrónica de la señal del detector a frecuencia f_1. Fuente: rampa de corriente sobre bobinas medianas (Helmholtz). Inserto: configuración de la detección sobre celda fina.</i>	84
6.14	<i>Forma característica de la señal atómica coherente extraída del detector: celda porosa (III) $22\text{mW}/\text{cm}^2$</i>	85
6.15	<i>Variación del ancho pico a pico Δ_{pp} con la intensidad. (a): Celda fina . (b): En celdas porosas (I), (II), (III), (II*) (Esta celda corresponde a tamaño de grano inhomogéneo)</i>	86
6.16	<i>Variación del ancho pico a pico Δ_{pp} con la desintonía del láser y a distintas intensidades. (a): Celda fina . (b): celdas porosa (III), (c): celda porosa (I)</i>	88

Indice de Tablas

2.1	Pesos relativos de las transiciones hiperfinas $ \langle \alpha, F \ D_q^{(k)} \ \alpha', F' \rangle / \langle \alpha, j \ D_q^{(k)} \ \alpha', j' \rangle ^2$ de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb	8
2.2	Probabilidades del decaimiento espontáneo $p_{i,j}$ desde el nivel excitado i hasta el nivel fundamental j de la línea D_1 , para los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb	8
2.3	Factor giromagnético de los niveles hiperfinos la línea D_1 de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb	9
2.4	l_z hallados	17

Capítulo 1

Introducción

Una de las condiciones novedosas para la espectroscopía atómica, que ha tenido un importante desarrollo en los últimos años ha sido la espectroscopía de átomos confinados.

Desde un punto de vista fundamental existe un amplio interés originado en el surgimiento de nuevos procesos físicos, que se han observado cuando el confinamiento de los átomos modifica su interacción la luz. Ejemplo de esto son la absorción sub-Doppler [1] o efecto Dicke en el dominio óptico [2], observados en átomos confinados en una dimensión en celdas finas. También ha comenzado ha estudiarse con mucha atención, el confinamiento de 2D en fibras huecas. Este sistema aparece como un dispositivo privilegiado para la espectroscopía atómica no lineal [3] [4]. Recientemente Svensson et. al. iniciaron el estudio de la espectroscopía de moléculas de oxígeno en cerámicas porosas [5]. Paralelamente en el caso particular de átomos exóticos de positronium se observó un corrimiento de su emisión cuando son confinados en medios nanoestructurados [6]. Recientemente Ballin et. al. observaron espectros con estructuras subDoppler para átomos de Cs con confinamiento de tres dimensiones en ópales de nanoesferas [7]. Adicionalmente, la espectroscopía de átomos confinados ha sido propuesta como un abordaje novedoso para el estudio de los procesos fundamentales de la interacción átomo-superficie [8].

Paralelamente al interés fundamental en la espectroscopía de átomos confinados se ha desarrollado una auge en la realización de dispositivos miniaturizados tales como trampas de átomos [9], giróscopos , magnetómetros [10], referencias de frecuencia atómica [11][12], que están reduciendo paulatinamente el tamaño de las celdas utilizadas. Han comenzado a utilizarse sistemas atómicos en fibras huecas como soporte de dispositivos miniaturizados [13]. Estos progresos agregan un interés adicional sobre la espectroscopía de átomos confinados para futuros desarrollos tecnológicos.

Paralelamente en los últimos años el estudio del desorden y aperiodicidad se ha convertido en un tema cada vez más efervescente de investigación. En particular en el estudio de la dispersión múltiple de la luz en medios inhomogéneos se han observado interesantes procesos físicos como la localización débil (o retrodispersión coherente), localización de Anderson (para bajas dimensiones), superdifusión [14].

Recientemente se han desarrollado dispositivos ópticos que aprovechan el desorden de la luz. Algunos ejemplos son, resonadores para almacenar energía [15], espectrómetros [16], láseres aleatorios [17], celdas fotovoltaicas, focalización de imágenes etc. [14] (y sus respectivas referencias). Anteriormente se ha utilizado el patrón de intensidad de la luz desordenada (speckle) para manipular átomos o moléculas [18]. Además se ha utilizado luz difusa en espectroscopía no lineal de átomos fríos para preparar el sistema atómico y sonarlo con un campo bien definido [19]. Estos dispositivos han cambiado el paradigma sobre las desventajas del desorden en sistemas ópticos.

La espectroscopía de átomos confinados en vidrio poroso reúne dos características destacables que son el confinamiento atómico en 3 dimensiones y la interacción de los átomos con campos desordenados. Estas características lo tornan un sistema interesante su estudio que iniciamos en este trabajo de tesis.

En esta tesis realizamos el estudio de la espectroscopía de vapor de Rb confinado en medios dieléctricos inhomogéneos. Para esto construimos los primeros sistemas de átomos confinados en vidrio poroso, desarrollando técnicas originales donde se utilizó polvo de vidrio con tamaños de grano seleccionado por tamices y sedimentación, para posteriormente sinterizarlo y llenar los intersticios del material poroso así obtenido con Rubidio.

Como consecuencia del estudio de este sistema abordamos el problema de realizar espectroscopía atómica con luz desordenada (cuya polarización y fase son aleatorias). Los trabajos iniciados en esta tesis constituyen las primeras observaciones donde se obtuvo información del confinamiento atómico a partir de la interacción con la luz difusa.

1.1 Plan de Tesis

En el segundo capítulo se describe los componentes del sistema que estudiaremos. Presentando las características del átomo de Rb y sus propiedades espectrales. Además se presenta la descripción del tipo de láser utilizado en este trabajo así como su operación y control. Se abordan sucintamente las características esenciales de la propagación de la luz en los medios porosos particularmente en el límite de luz difusa. Asimismo se describe el speckle de la luz láser en el medio poro, y finalmente se exponen las características del sistema completo.

En el capítulo tres describimos el proceso de fabricación de las celdas detallando los procedimientos de selección de granos de pyrex, sinterizado de la matriz dieléctrica, y destilación del Rb en el pyrex poroso con el posterior sellado de las celdas.

En el capítulo cuatro presentamos las observaciones experimentales de los espectros atómicos de transmisión, de la espectroscopía de resolución temporal. Describimos sucintamente el proceso de atrapamiento de fotones, y presentamos un modelo teniendo en cuenta el confinamiento atómico. Ponemos de manifiesto la existencia

de una compensación entre fluorescencia y absorción de los átomos confinados en el vidrio poroso, así como su vinculación con el decaimiento no radiativo cuando los átomos colisionan con las paredes de los intersticios. Esto nos permite extraer de la información espectral una medida de la tasa de colisiones de los átomos contra las paredes de los intersticios del vidrio poroso.

En el capítulo cinco abordamos la espectroscopía no lineal de los átomos en vidrio poroso. Estudiando la respuesta del sistema atómico cuando dos campos desordenados y temporalmente incoherentes interactúan con él. Presentamos un modelo sencillo para describir el sistema, y lo contrastamos con las medidas experimentales.

Finalmente en el capítulo seis presentamos las observaciones espectrales de la luz retrodispersada. En la primera parte estudiamos las estructuras subDoppler observadas y las interpretamos como correspondientes a la absorción saturada. Esto nos permite estudiar la influencia del confinamiento sobre la configuración de la absorción saturada. En la segunda parte del capítulo presentamos brevemente la teoría del atrapamiento coherente de poblaciones, y estudiamos la señal atómica coherente que extraemos de la luz retrodifundida. Esto nos permite contrastar el confinamiento atómico. Además presentamos la comparación con el confinamiento en dos dimensiones de una celda fina.

El capítulo final presenta las conclusiones de este trabajo y discute algunas perspectivas.

Capítulo 2

Sistema Físico

En este capítulo se describirá brevemente los diferentes componentes del sistema bajo estudio. En particular se presenta el átomo de Rb con su estructura hiperfina de niveles, probabilidades de transición y tasas de decaimiento. Además se describe el tipo de láser utilizado en este trabajo, así como su operación y control. Posteriormente se abordan sucintamente las características esenciales de la propagación de la luz en los medios porosos, particularmente en el límite de luz difusa. Así mismo se describe el speckle de la luz láser en el medio poroso. Finalmente se exponen las características del sistema completo.

2.1 Rubidio

2.1.1 Estructura Atómica

El Rubidio es un metal alcalino que se presenta en estado natural con dos isótopos estables ^{85}Rb y ^{87}Rb cuyas concentraciones son [72 %] y [28 %] respectivamente. El átomo de Rubidio posee 37 electrones cuyo estado de configuración es:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 s^1 \quad (2.1)$$

como puede notarse de la ec. 2.1, el estado fundamental del átomo tiene un solo electrón en la última capa. Este electrón es el responsable del comportamiento físico del átomo cuando se lo somete a campos de luz no demasiado intensos (su energía de ionización es $E_I = 4,2eV$). En este sentido el Rb, así como el resto de los alcalinos, es considerado hidrogenoide y a los efectos de determinar su estructura de niveles puede ser tratado como un átomo con un solo electrón (para energías $< E_I$).

El acoplamiento entre el momento angular orbital del electrón $\hat{\mathbf{L}}$ y su espín $\hat{\mathbf{S}}$, origina el desdoblamiento en los niveles de la estructura fina. El estado fundamental en la escala de la estructura fina es el $5S_{1/2}$, que en la notación espectroscópica significa que el momento angular total el electrón es $1/2$. Los primeros dos niveles excitados son $5P_{1/2}$ y $5P_{3/2}$, cuyas transiciones se denominan D_1 y D_2 , que en el caso del Rb ocurren a 795nm y 780nm respectivamente.

El acoplamiento entre el espín nuclear $\hat{\mathbf{I}}$ y el momento angular electrónico total $\hat{\mathbf{J}}$ da origen a la estructura hiperfina. Considerando este acoplamiento la magnitud conservada será el momento angular total F , por lo que los estados propios del Hamiltoniano serán también estados propios del operador momento angular total $\hat{\mathbf{F}}$. Con lo cual, los niveles hiperfinos se pueden etiquetar con el número cuántico F .

Para determinar el valor de F de cada nivel hiperfino se utiliza la suma de momentos angulares, donde
$$\begin{cases} \hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{J}} + \hat{\mathbf{I}}; \\ \hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}. \end{cases}$$

En el estado fundamental el momento angular orbital del electrón es $L = 0$ y $L = 1$ en el estado excitado. El espín del electrón es $S = 1/2$. Considerando las reglas de suma de momento angular, tenemos que los valores posibles de J verifican $|L - S| \leq$

$$J \leq L + S \text{ y por lo tanto } L = \begin{cases} 0 \Rightarrow J = \frac{1}{2}; \\ 1 \Rightarrow J = \{\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\}. \end{cases}$$

Cuando consideramos el acoplamiento de $\hat{\mathbf{J}}$ con $\hat{\mathbf{I}}$, utilizamos nuevamente la regla de suma de momentos angulares y tendremos $|J - I| \leq F \leq J + I$. Tomando los valores del espín nuclear I de los diferentes isótopos del Rb $I = \begin{cases} \frac{5}{2} & {}^{85}\text{Rb}; \\ \frac{3}{2} & {}^{87}\text{Rb}. \end{cases}$, obtendremos:

$$5^2S_{1/2} \left(L = 0, J = \frac{1}{2} \right) \rightarrow I - \frac{1}{2} \leq F \leq I + \frac{1}{2} \Rightarrow F = \begin{cases} 2, 3 & {}^{85}\text{Rb} \\ 1, 2 & {}^{87}\text{Rb} \end{cases}$$

$$5^2P_{1/2} \left(L = 1, J = \frac{1}{2} \right) \rightarrow I - \frac{1}{2} \leq F \leq I + \frac{1}{2} \Rightarrow F = \begin{cases} 2, 3 & {}^{85}\text{Rb} \\ 1, 2 & {}^{87}\text{Rb} \end{cases}$$

$$5^2P_{3/2} \left(L = 1, J = \frac{3}{2} \right) \rightarrow I - \frac{3}{2} \leq F \leq I + \frac{3}{2} \Rightarrow F = \begin{cases} 1, 2, 3, 4 & {}^{85}\text{Rb} \\ 0, 1, 2, 3 & {}^{87}\text{Rb} \end{cases}$$

Estos son los niveles de la estructura hiperfina correspondientes a las líneas D_1 y D_2 . En la figura 2.1 se representan la estructura de niveles hiperfinos donde la separación en frecuencia entre los niveles de energía es especificada considerando los valores presentes en la literatura [20].

Los niveles hiperfinos están degenerados, o sea un nivel con momento angular total F tiene $(2F + 1)$ subniveles correspondientes a los distintos valores de m_F , (número cuántico del operador \hat{F}_z que es la proyección de $\hat{\mathbf{F}}$ sobre el eje de cuantización z) están a la misma energía, y habitualmente se los denomina subniveles Zeeman. Como veremos en la sección 6.2 este degeneramiento puede ser eliminado introduciendo un campo magnético constante. Este efecto es denominado efecto Zeeman.

2.1.2 Transiciones Atómicas, reglas de selección

Consideramos que las transiciones atómicas son descritas por el acoplamiento dipolar eléctrico entre el átomo y el campo: $\hat{V} = -\vec{E} \cdot \hat{D}$ donde \vec{E} es el vector de campo eléctrico y \hat{D} el operador dipolo eléctrico. Para el Rb, así como en el caso de todos los hidrogenoides, podemos considerar $\hat{D} = e \cdot \vec{r}$.

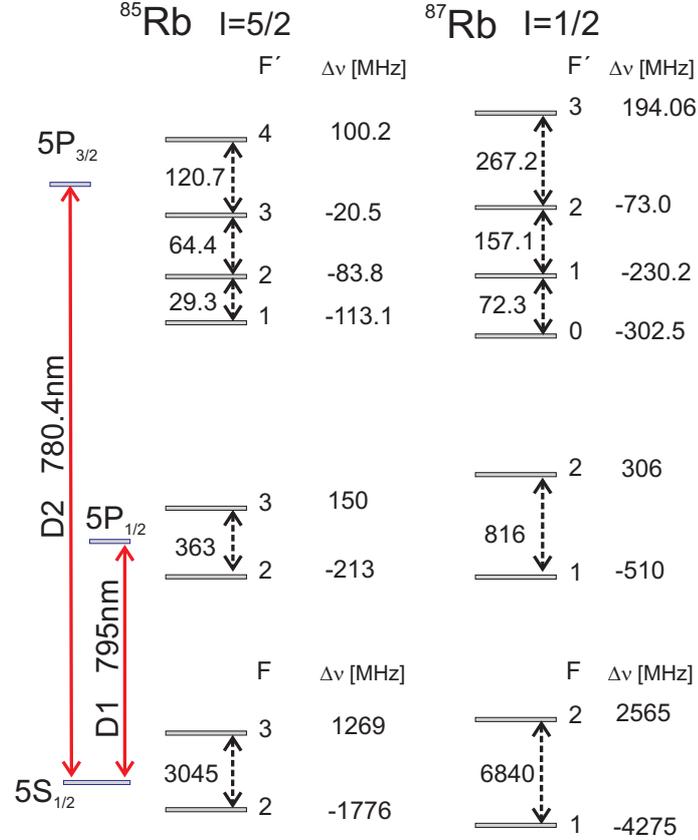


Figura 2.1: Estructura de niveles atómicos involucrados en la experiencia

Siendo $\hat{D} = D_x \hat{e}_x + D_y \hat{e}_y + D_z \hat{e}_z$ un operador tensorial irreducible de rango 1 cuyos componentes estandar son:

$$D_q^{(1)} = \begin{cases} D_{-1}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(D_x - iD_y) \\ D_0^{(1)} = D_z \\ D_{+1}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(D_x + iD_y) \end{cases} \quad \text{donde } q = -1, 0, 1 \quad (2.2)$$

Hallando los elementos de matriz del operador D correspondiente a las transiciones entre los estados hiprefinos¹ $|\alpha, F, m_F\rangle \leftrightarrow |\alpha', F', m'_F\rangle$ podremos determinar las probabilidades de transición por absorción o emisión de luz.

Siendo los estados atómicos estados de momento angular bien definidos, por el teorema de Wigner Eckart[21] tenemos:

$$\begin{aligned} \langle \alpha, F, m_F | D_q^{(k)} | \alpha', F', m'_F \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2F+1}} \langle F', k, m'_F, q | F', k, F, m_F \rangle \langle \alpha, F | D^{(k)} | \alpha', F' \rangle \\ &= (-1)^{F-m_F} \begin{pmatrix} F & k & F' \\ -m_F & q & m'_F - F \end{pmatrix} \langle \alpha, F | D^{(k)} | \alpha', F' \rangle \end{aligned} \quad (2.3)$$

¹ α y α' representa todos los números cuánticos que no corresponden al momento angular

^{85}Rb	$F' = 2$	$F' = 3$	^{87}Rb	$F' = 1$	$F' = 2$
$F = 2$	5/9	35/18	$F = 1$	1/4	5/4
$F = 3$	35/18	14/9	$F = 2$	5/4	5/4

Cuadro 2.1: Pesos relativos de las transiciones hiperfinas $|\langle \alpha, F \| D_q^{(k)} \| \alpha', F' \rangle / \langle \alpha, j \| D_q^{(k)} \| \alpha', j' \rangle|^2$ de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb

^{85}Rb	$F' = 2$	$F' = 3$	^{87}Rb	$F' = 1$	$F' = 2$
$F = 2$	2/9	5/9	$F = 1$	5/6	1/2
$F = 3$	7/9	4/9	$F = 2$	1/6	1/2

Cuadro 2.2: Probabilidades del decaimiento espontáneo $p_{i,j}$ desde el nivel excitado i hasta el nivel fundamental j de la línea D_1 , para los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb

siendo para nuestro operador dipolo $k = 1$. Donde $\langle F', k, m'_F, q | F', k, F, m_F \rangle$ es el coeficiente Clebsh-Gordon (CG) y $\begin{pmatrix} F & k & F' \\ -m_F & q & m'_F \end{pmatrix}$ un símbolo $3j$. Finalmente el termino $\langle \alpha, F \| D^{(k)} \| \alpha', F' \rangle$ es el elemento de matriz reducido del operador dipolo entre los niveles hiperfinos que no depende de m_F ni de m'_F .

A partir de las propiedades de los CG o los símbolos $3j$, pueden determinarse las reglas de selección :

$$\begin{aligned} F' &= F - 1, F, F + 1 \\ F + F' &\geq 1 \\ m'_F &= m_F - q \quad (q = -1, 0, 1) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Cuando el campo eléctrico de la luz es paralelo al eje de cuantización, acopla los estados que cumplen $m_F = m'_F$ mientras que las direcciones ortogonales acoplan las transiciones con $\Delta m_F \equiv m_F - m'_F = \pm 1$. Un campo con polarización circular σ^+ con respecto al eje de cuantización se acopla con $\Delta m_F = +1$, y si la polarización es σ^- se acopla con $\Delta m_F = -1$. Esta regla de selección es consecuencia de considerar la conservación del momento angular total (del átomo y el fotón), teniendo en cuenta que el momento angular del fotón es $\pm \hbar$ para las polarizaciones σ^\pm . Considerando estas reglas de selección puede verse que cada nivel hiperfino del estado fundamental está acoplado a los dos niveles hiperfinos del estado excitado $5^2P_{1/2}$ (línea D_1). Utilizando ec.2.3 se puede calcular el elemento de matriz reducida de una transición entre niveles hiperfinos. Así mismo el elemento de matriz reducida de la transición hiperfina puede obtenerse del elemento de matriz reducida de la transición fina correspondiente considerando la fórmula :

$$\begin{aligned} \langle \alpha, j, I, F \| D_q^{(k)} \| \alpha', j', I', F' \rangle &= (-1)^{j+j'+F+k} \delta_{II'} \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \\ &\times \begin{Bmatrix} F & k & F' \\ j' & I & j \end{Bmatrix} \langle \alpha, j \| D_q^{(k)} \| \alpha', j' \rangle \end{aligned} \quad (2.5)$$

^{85}Rb			^{87}Rb		
$5^2S_{1/2}$ [Fundamental]	$F = 2$	-0,468	$5^2S_{1/2}$ [Fundamental]	$F = 1$	-0,702
	$F = 3$	-0,467		$F = 2$	-0,7
$5^2P_{1/2}$ [Línea D_1]	$F = 2$	-0,156	$5^2P_{1/2}$ [Línea D_1]	$F = 1$	-0,235
	$F = 3$	-0,155		$F = 2$	0,232

Cuadro 2.3: Factor giromagnético de los niveles hiperfinos la línea D_1 de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb

donde $\left\{ \begin{matrix} F & k & F' \\ j' & I & j \end{matrix} \right\}$ es un símbolo $6j$, puede calcularse los pesos relativos de las transiciones hiperfinas ¹. En el cuadro 2.1.2 se presentan los resultados para la línea D_1 de los isótopos de Rb.

Por último en el cuadro 2.1.2 presentamos la probabilidad de decaimiento espontáneo desde un nivel excitado hacia un cierto nivel del fundamental de las transiciones de la línea D_1 .

2.1.3 Efecto Zeeman

Cuando un átomo es sometido a un campo magnético externo \mathbf{B} sus niveles hiperfinos se desdoblan en $(2F + 1)$ subniveles magnéticos, cuya separación de energía está dada por la relación:

$$\Delta E_{|Fm_F\rangle} = \Upsilon m_F B_z \quad (2.6)$$

donde Υ es el factor giromagnético. En la Tabla 2.1.3 se presentan los factores giromagnéticos de los estados hiperfinos de la línea D_1 . La ruptura de la degeneración de los niveles hiperfino en los subniveles magnéticos dada por la ec 2.6 es llamado *efecto Zeeman*.

2.1.4 Densidad del Vapor de Rubidio

El Rubidio a temperatura ambiente ($T \approx 300^\circ\text{K}$), se presenta en una fase sólida en equilibrio con su fase de vapor (típicamente $\approx 1 \times 10^{-7}$ torr). La variación de la presión del vapor de Rubidio en función de la temperatura, puede ser reproducida por el modelo empírico [20]:

$$\log_{10} P_{\text{vapor}} = A + \frac{B}{T} + CT + D \log_{10} T \quad (2.7)$$

donde las unidades las magnitudes están en el S.I.(torr,K). Para un equilibrio con fase sólida los parámetros son: $\begin{cases} A=-94.04826 & B=1961,258, & ; \\ C=-0.03771687 & D=42.57526, & . \end{cases}$

¹ o sea el valor relativo del cuadrado del elemento de matriz reducido para una transición hiperfina respecto a la transición fina

En las condiciones experimentales, el vapor de Rb puede ser considerado como un gas ideal. Usando la ecuación de gases ideales se puede hallar la densidad n en función de la presión:

$$n = \frac{P}{k_B T [K]} \quad (2.8)$$

Siendo k_B la constante de Boltzman, y T la temperatura en grados Kelvin. En la figura 2.2 se grafica la relación 2.8.

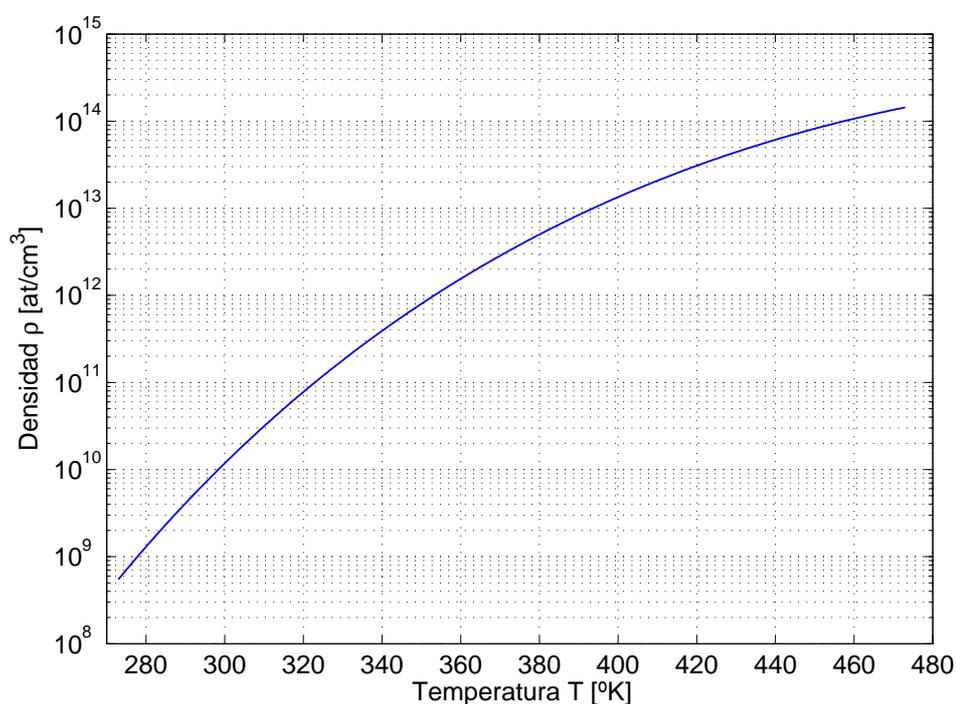


Figura 2.2: Densidad de vapor de Rb en función de la Temperatura

2.2 Laser

Para la realización de la espectroscopía atómica se necesita de una fuente laser que pueda controlar de forma fina y continua las frecuencias de emisión. En los experimentos realizados en este trabajo se utilizaron láseres de diodo en una cavidad extendida, que trabajan de forma continua en la región espectral de las líneas $D1$ y $D2$ del Rb. Con este tipo de láser se obtiene una emisión monomodo que típicamente puede alcanzar los 50 mW de potencia. En esta sección se describirá brevemente las características del montaje del láser en la cavidad extendida, así como los componentes del sistema de estabilización del láser.

2.2.1 Láser de cavidad extendida

Los láser de diodo utilizados son montados en una cavidad extendida de configuración tipo Littrow. Como se observa de la figura 2.3 el láser-semiconductor esta alojado en un soporte (cilíndrico) alineado con el eje de la lente que colima el haz que incide sobre una red de difracción (solidaria a un brazo mecánico que la soporta). La retroalimentación del orden cero del haz difractado por la red, hacia el láser de diodo forma la cavidad externa. En la configuración de Littrow, el orden cero de la red corresponderá al haz de salida del láser. La longitud de la cavidad externa está determinada por la distancia que hay entre la red de difracción y la pared interna del láser de diodo. Podemos sintonizar la longitud de onda del láser de cavidad de extendida controlando la longitud de la cavidad. Para esto se aplica una voltaje adecuado sobre la cerámica piezoeléctrica que flexiona la red cambiando la longitud de la cavidad .

La cavidad reduce el ancho espectral del láser libre (de unos 30 – 50 MHz) hasta un entorno de $\Delta\nu \approx 1\text{MHz}$. Este tipo de cavidad permite una sintonía del láser de forma continua. En particular los láser utilizados pueden trabajar con un barrido continuo de la longitud de onda correspondiente a $\approx 10\text{GHz}$ de cambio de la frecuencia óptica.

Siendo que la sintonía del laser es muy sensible a la temperatura, todo el sistema está montado sobre un sistema de control de temperatura que funciona termoelectricamente por efecto Peltier.

Por último hacemos notar que cuando se realiza el barrido en frecuencia del láser la dirección del haz de salida de la cavidad presenta una pequeña variación angular que afecta la alineación del láser.

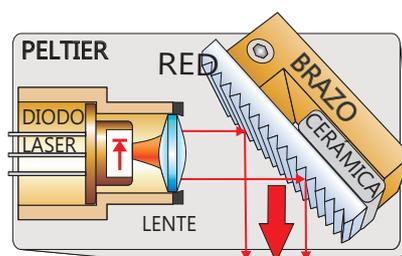


Figura 2.3: Esquema del láser montado en cavidad tipo Littrow

2.2.2 Sistema de Estabilización

En la figura 2.4 se presenta el esquema del montaje del *sistema de estabilización* del láser, con los distintos bloques que lo componen. Como se muestra en el bloque de la *sintonía* del láser de cavidad extendida, el diodo es alimentado con una fuente de corriente muy estable. El Peltier de la cavidad trabaja con el control de temperatura, cuya estabilidad de temperatura es $\approx 10^{-2}$ °C. Para barrer el láser en frecuencia (sobre las líneas $D1$ y $D2$) se aplica sobre la cerámica piezoeléctrica, una rampa de tensión.

Con el objetivo de evitar la retroalimentación sobre el láser de cavidad extendida, es necesario colocar un aislador óptico como se muestra en la figura 2.4.

En el bloque de la *referencia atómica* se presenta una configuración clásica de la espectroscopía atómica la *absorción saturada*, que permite anular el efecto Doppler [22], y así obtener una señal espectroscópica estrecha (en relación a la estructura

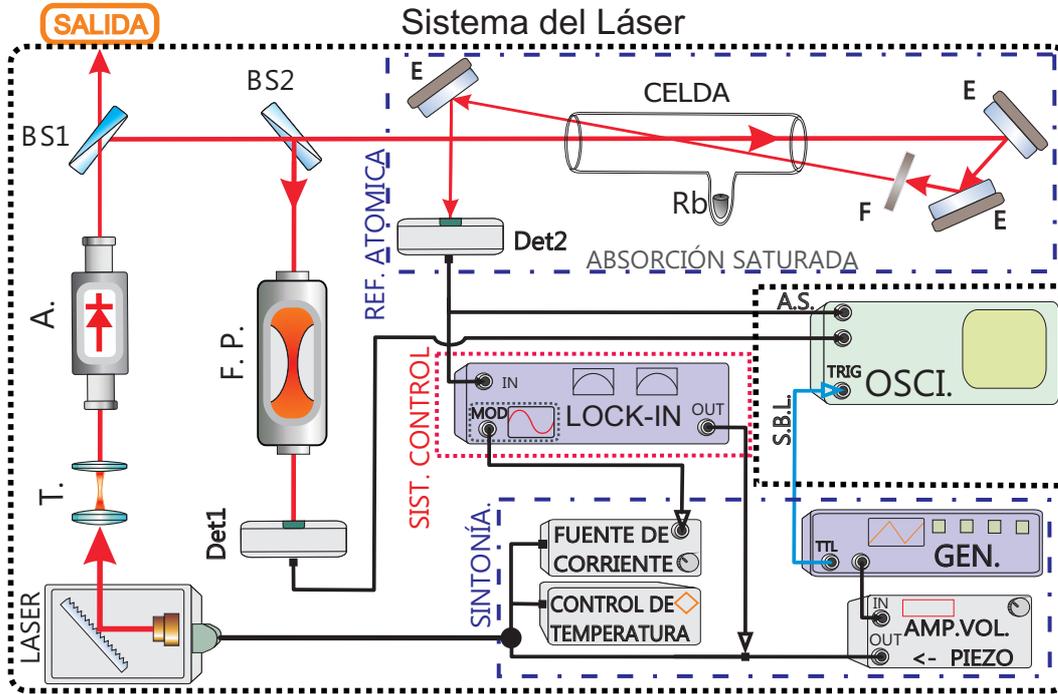


Figura 2.4: Sistema del Láser con los bloques componente: T: telescopio, A: aislador óptico, BS: separador de haz, FP: Fabry Perrot, Det: detector, F: filtro, E: espejo, MOD: generador de la modulación sinusoidal, SBL: señal de sincronía del barrido del láser, AS: señal de absorción saturada

Doppler) ver sección 6.1.3.1.

El sistema del láser de la frecuencia del láser permite que el láser trabaje barriendo en frecuencia sobre las transiciones atómicas ¹. Si se desea fijar de forma estable la frecuencia de operación del láser debe agregarse el sistema de control, que utiliza en general una señal atómica de absorción saturada (ó absorción lineal) para construir la señal de error del control.

2.2.3 Sistema de Control

Para realizar el control en frecuencia del láser habitualmente se utiliza la señal de la absorción saturada medida sobre la transmisión del haz sonda $I_t(\omega)$ que es derivada electrónicamente para generar una señal de error que permite estabilizar la frecuencia del láser actuando sobre la cerámica piezoeléctrica.

Se describirá sucintamente como se genera la señal de error. Al introducir una modulación sinusoidal en la corriente del laser, de amplitud A pequeña y frecuencia

¹también puede operar a una frecuencia determinada colocando un voltaje constante sobre el piezoléctrico aunque sin una estabilidad garantizada

Ω del orden de los kHz , la intensidad transmitida en la frecuencia óptica del laser se puede expresar:

$$I_t(\omega) = I_t(\omega_0) + \left. \frac{dI_t}{d\omega_0} \right|_{\omega_0} \Delta\omega + \dots \quad (2.9)$$

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = A \sin(\Omega t) \quad (2.10)$$

Siendo que A es muy pequeño, la aproximación a primer orden es:

$$I_t(\omega) = I_t(\omega_0) + \left. \frac{dI_t}{d\omega_0} \right|_{\omega_0} A \sin(\Omega t) \quad (2.11)$$

Usando la detección sincrónica a frecuencia Ω , se puede filtrar la componente de frecuencia Ω de la señal detectada obteniéndose:

$$A \frac{dI_t}{d\omega_0}$$

de donde se ve que la señal modulada es proporcional a la derivada de la señal transmitida (en este caso de absorción saturada). La derivada del pico de absorción es una función dispersiva estrecha que pasa por cero a la frecuencia de la transición atómica que puede ser utilizada como una señal de error por el sistema de control. Esta señal de error es realimentada en el piezoeléctrico de sintonía del laser cerrando el lazo de control. Esta forma de controlar la frecuencia del láser permite fijar la frecuencia del laser de forma precisa y absoluta pero solo sobre las frecuencias correspondientes a las transiciones atómicas.

Si queremos estabilizar la frecuencia del láser sobre cualquier punto del perfil Doppler de transmisión (o absorción), necesitamos construir una señal eléctrica de error que cruce por cero para que trabaje el sistema de control. Para obtener la señal de error restamos un voltaje constante que anule la señal de absorción sobre el punto del perfil Doppler donde se desee estabilizar la frecuencia.

2.3 Luz Laser en medios porosos

La propagación de ondas electromagnéticas, como la luz láser, en medios que poseen inhomogeneidades mesoscópicas desordenadas, es determinada por las dispersiones¹ sucesivas sobre las inhomogeneidades. En particular para los medios porosos considerados en este trabajo, formados por granos de vidrio aglomerados aleatoriamente, las inhomogeneidades que experimentan los campos corresponden a las interfaces vidrio-instericio (que en principio es considerado como vacío²), ubicadas aleatoriamente en el medio.

¹en este trabajo utilizaremos la palabra dispersion como sinónimo del concepto de scattering

²En primera aproximación, veremos en () que cuando consideremos las celdas llenas con Rb sería una interface vidrio-vapor de Rb ó clusters de Rb

Para fijar ideas puede imaginarse el proceso de transporte clásico de la luz en el vidrio poroso como consecuencia de la evolución de los rayos de luz que sufren sucesivas refracciones y reflexiones sobre las interfaces vidrio-intersticio. De esta manera, como se muestra esquemáticamente en la figura 2.5, el campo total de la luz saliente sobre un elemento de área de la superficie exterior del vidrio poroso tendrá la contribución de los distintos rayos de luz con sus diferentes caminos ópticos. Denominamos al promedio de estos caminos ópticos como el *camino óptico efectivo* de la luz en el medio poroso.

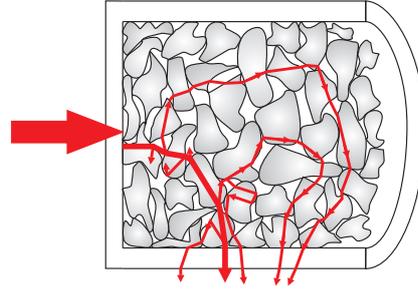


Figura 2.5: Esquema transporte de la luz

Se puede considerar que el transporte de la luz en el medio poroso se produce en un régimen difusivo si la separación entre el origen de la entrada de luz y el punto de detección sobre la muestra, es grande con respecto *al libre camino medio* de propagación de la luz l_d [23]. Teniendo en cuenta que el tamaño de los granos del vidrio que forman el medio poroso es de decenas de μm (como veremos en el siguiente capítulo) y que nuestra detección sobre la superficie de la muestra estará típicamente a varios mm de la entrada de la luz, es razonable asumir que la distancia recorrida por la luz es mucho mayor al l_d por lo que estaríamos en las hipótesis de régimen difusivo para el transporte de la luz. Como veremos mas adelante esta hipótesis será corroborada con la determinación de l_d . Además la longitud de onda del laser cumple $\lambda < l_d$ lo que asegura que los efectos de localización de la luz son despreciables.

El régimen difusivo estará caracterizado por el coeficiente de difusión ¹[25]:

$$D = \frac{1}{3}v_{tr}l_d \quad (2.12)$$

donde v_{tr} es la *velocidad de transporte de la radiación*, que determina el flujo de energía [26].

La intensidad de la luz no dispersada decae exponencialmente como función de la distancia de la *fente*. Esto sucede porque la luz es progresivamente dispersada fuera de la dirección de incidencia del haz. Para que la luz alcance el régimen difusivo en un medio desordenado debe propagarse una distancia z_i ($\geq l_d$).

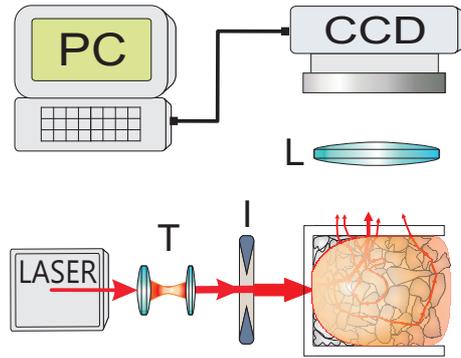


Figura 2.6: Montaje para detección de intensidad transmitida en medio poroso. T: telescopio, I: iris, L:Lente

Realizamos la caracterización de la propagación de la luz en las celdas de vidrio poroso, utilizando un montaje experimental, como el que se muestra en la figura 2.6.

¹Esta expresión puede deducirse en el marco de la teoría elemental de transporte [24]

Se utiliza un láser de HeNe, cuyo haz es expandido por el telescopio y posteriormente, con la iris, seleccionamos su sección central de intensidad homogénea, que incide sobre la celda de vidrio poroso. La luz que sale por el medio por un elemento de su superficie es colectada por la lente L, y su intensidad es detectada sobre el plano imagen mediante una cámara CCD que es registrada en la PC.

En la figura 2.7 se muestran los perfiles de intensidad transmitida por las celdas sobre la sección longitudinal de su superficie paralela al eje. Como detallaremos en el próximo capítulo las tres celdas utilizadas en este trabajo (I), (II) y (III) poseen tamaño de grano que *crece* con su numeración. En la figura 2.7 se muestra los datos experimentales en escala logarítmica y claramente presentan una dependencia lineal, por lo que la luz decae exponencialmente. Los perfiles de la intensidad transmitida presentan una correspondencia coherente con los tamaños de grano. A granos más chicos, esperaríamos que la luz incremente los procesos de dispersión por unidad de volumen, recorriendo caminos más largos y por lo tanto le cueste más salir del medio.

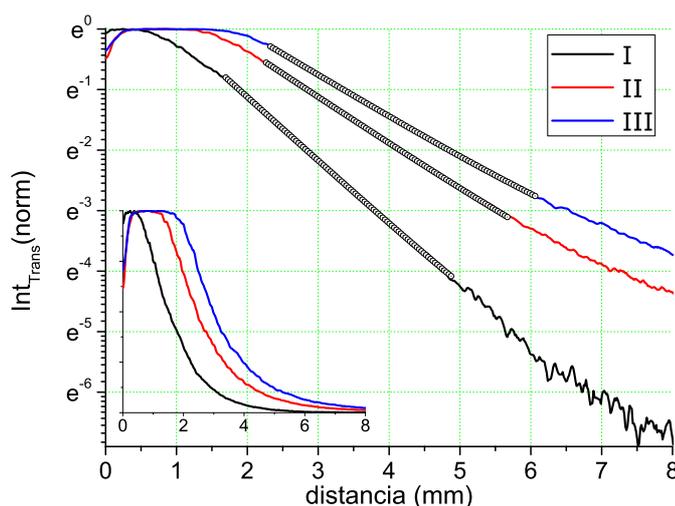


Figura 2.7: *Intensidad transmitida en celdas I, II y III en escala logarítmica con sus respectivos ajustes lineales, en el inserto se muestran los perfiles en escala lineal*

Para estimar el valor del coeficiente de difusión que caracteriza la propagación de la luz laser en las celdas, realizamos algunas hipótesis sobre el sistema. Considerando que estamos colectando luz de una región del medio poroso donde el comportamiento difusivo está completamente desarrollado, y dado que las celdas tienen simetría revolución, se asume que la difusión impone una cierta distribución de la densidad de energía $\mathbf{U} = U(z)$ con z la dirección del eje de la celda. Considerando la conservación de la energía \mathbf{U} de la radiación transmitida en una sección infinitesimal del medio poroso como se muestra en la figura 2.8 tendremos:

$$-dAJ_{ext} + AJ(z) - AJ(z + dz) = 0 \quad (2.13)$$

El primer término de la igualdad corresponde a la pérdida de energía sobre la superficie externa $dA = 2\pi r dz$, que es el flujo de la densidad de energía que se escapa por la superficie exterior. Para determinarlo se considera $\vec{S} = \mathbf{U}v_{tr}$ como el vector de Poynting siendo que v_{tr} es la velocidad de transporte de la energía en el medio, y \hat{n} la normal a la superficie infinitesimal. Para tomar en cuenta todas las direcciones posibles de salida de la energía integramos sobre todas las direcciones de v_{tr} a la salida de la superficie exterior:

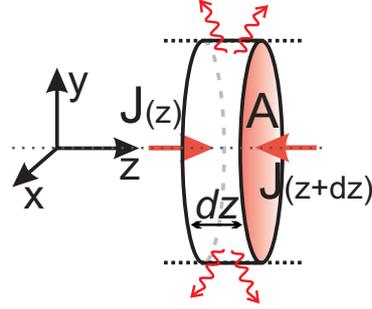


Figura 2.8: Esquema conservación de la energía

$$J_{ext} = \int \hat{n} \cdot \vec{S} \frac{d\Omega}{4\pi} = \mathbf{U}v_{tr} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \cos\theta \frac{\sin\theta}{4\pi} d\theta d\phi = \mathbf{U} \frac{v_{tr}}{4} \quad (2.14)$$

El segundo y tercer término de la ec 2.13 corresponden al flujo J de radiación sobre las secciones de área $A = \pi r^2$. Utilizando la aproximación básica de la difusión por la ley de Fick, expresada como $J = -D\nabla U$, y asumiendo que la densidad de energía es aproximadamente constante en las direcciones transversales¹ del volumen infinitesimal se obtiene:

$$-U(z)(2\pi r dz) \frac{v_{tr}}{4} + A \underbrace{\left(-D \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_z + D \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z+dz} \right)}_{D \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} dz} = 0 \quad (2.15)$$

de donde finalmente se llega a la expresión,

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{v_{tr}}{2rD} U(z) \quad (2.16)$$

que tiene como solución general $U(z) = U_0 e^{\pm \frac{z}{Z_0}}$ donde

$$Z_0 = \sqrt{\frac{2rD}{v_{tr}}} \longrightarrow l_d = \frac{3}{2r} Z_0^2 \quad (2.17)$$

para obtener la última ecuación se sustituye la expresión de la constante de difusión dada en 2.12. Finalmente la distancia que nos interesa determinar es la distancia perpendicular a la superficie de incidencia de la luz, donde esta alcanza el régimen difusivo. Teniendo en cuenta que $l_d^2 = l_x^2 + l_y^2 + l_z^2 \approx 3l_z^2$ donde l_z es el valor medio de la distancia de transporte en una coordenada, se obtiene :

$$l_z = \frac{\sqrt{3}}{2r} Z_0^2 \quad (2.18)$$

De esta forma puede obtenerse a partir de los Z_0 hallados con los ajustes a las curvas experimentales mostrados en la figura 2.7, y el radio de las celdas $r \approx 3\text{mm}$ los valores

¹Se esta despreciando aquí las inhomogeneidades que puedan haber sobre los bordes exteriores a la celda

Celdas	I	II	III
l_z (mm)	0,28	0,53	0,63

Cuadro 2.4: l_z hallados

de l_z . En la tabla 2.3 se presentan los valores obtenidos de l_z de las celdas utilizadas en este trabajo. Como puede verse los valores obtenidos son consistentes con la hipótesis previa de considerar la luz en un régimen difusivo. Siendo que el recorrido de la luz desde su entrada inicial a la celda es de al menos varios milímetros, mientras que los l_z hallados son de fracción de milímetro.

2.3.1 Speckle

Cuando luz láser (monocromática y con alta coherencia temporal), se hace incidir sobre medios inhomogéneos desordenados, los múltiples eventos de dispersión producen una distribución aleatoria de la dirección y la fase de la radiación óptica; las ondas dispersadas interfieren coherentemente, dando como resultado regiones del espacio con máximos y mínimos de intensidad, que se observan como un patrón de forma *granular* habitualmente denominado *Speckle*. En los medios porosos utilizados en este trabajo, las inhomogeneidades desordenadas corresponden a las interfaces vidrio-intersticio de los granos que conforman el medio poroso, e incluso a las rugosidades de las superficies de los granos que también contribuyen al desorden [27]. Dada la mezcla aleatoria (fase aleatoria) de las ondas monocromáticas, es de esperar que la estructura de la intensidad resultante sea del orden de su longitud de onda λ .

La teoría del *Speckle* ha sido ampliamente desarrollada para el caso en que es generado por luz incidiendo sobre superficies rugosas[27]. Sin embargo en el caso del *Speckle* formado dentro de volúmenes de medios inhomogéneos desordenados su estudio es todavía incipiente, por las dificultades experimentales que presenta la medida del *speckle* dentro de un medio.

Una primer abordaje sobre la variación espacial de la intensidad en el *speckle* fue realizado por B.Shapiro[28], quien determinó la función de correlación de la intensidad para un campo escalar monocromático:

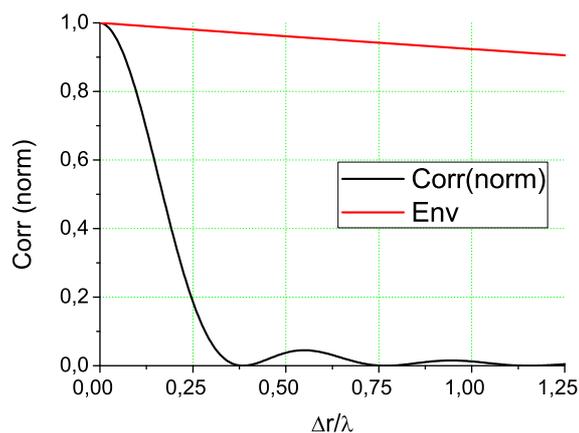


Figura 2.9: Correlación de la intensidad: $\langle I(\vec{r})I(\vec{r}') \rangle$

$$\langle I(\vec{r})I(\vec{r}') \rangle = \langle I(\vec{r}) \rangle \langle I(\vec{r}') \rangle \left(\frac{\text{sen}(k\Delta r)}{(k\Delta r)} \right)^2 \exp\left(-\frac{\Delta r}{l_d}\right) \quad (2.19)$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ y $\Delta r = |\vec{r} - \vec{r}'|$ corresponde a la distancia entre la posición \vec{r} y \vec{r}' .

En la figura 2.9 se grafica la ec 2.19 de la $\langle I(\vec{r})I(\vec{r}') \rangle$ para los valores estimados de l_d y k , donde se puede ver que el tamaño de grano del Speckle será menor a $\lambda/2$, determinado por la función *sinc*.

Con un cálculo análogo a la expresión 2.19, se obtiene la correlación de la intensidad par una variación en frecuencia $\Delta\omega$ de la fuente [28]:

$$\langle I(\vec{r})I(\vec{r}') \rangle = \langle I(\vec{r}) \rangle^2 \exp \left[- \left(\frac{6r^2 \Delta\omega}{l_d v_{tr}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.20)$$

De esta expresión sale naturalmente que el *Speckle* es sensible a los cambios de frecuencia (o longitud de onda) de la fuente. Pero para los l_d estimados en las celdas porosas, la variación en frecuencia será $\Delta\omega = \frac{v_{tr} l_d}{r^2} \approx 2 - 40\text{GHz}$ que corresponderá a rangos de frecuencia grandes respecto a los barridos de frecuencia realizados en el experimento.

2.4 Mezcla vidrio poroso-Rubidio

La matriz dieléctrica inhomogénea de las celdas utilizadas en este trabajo está formada por granos de pyrex sinterizados, de entre $10\mu m$ y $200\mu m$, cuya fabricación detallaremos en el próximo capítulo. Esta matriz dieléctrica, se encuentra en una celda con un reservorio de Rb. El Rb se va introduciendo en el medio poroso por difusión adsorbiéndose a las paredes de los intersticios, hasta alcanzar un equilibrio entre el vapor atómico y los átomos adsorbidos a las paredes, [29, 30]. En trabajos realizados por Burchianti y sus colaboradores, sobre un sistema muy similar al presentado aquí, se observó la aparición de una coloración azulada asociada a la formación de *aglomerados*¹ de Rb dentro de silica porosa(nanoestructurada) [31]. En otro sistema donde se estudió la difusión de átomos de Rb confinados en matrices dieléctricas (anoporos de alúmina), también se observó la presencia de un color azulado asociado a la posible formación de *aglomerados* de Rb [32].

Como puede verse en la figura 2.10, para las celdas utilizadas en este trabajo, también se observan coloraciones azuladas y rojizas que son congruentes con la presencia de *aglomerados* de Rb en la matriz dieléctrica desordenada. La coloración es totalmente removida si se calienta el medio poroso (dejando un punto frío en el reservorio de la celda), y también se remueve por desorción inducida por luz (LIAD)[33][34], lo que indica el carácter reversible de la adsorción de los átomos a las superficies de los inters-

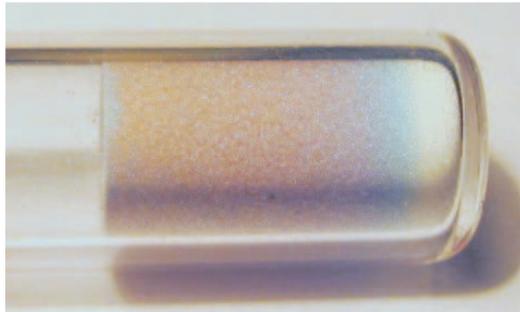


Figura 2.10: Rb embebido en Pyrex poroso

¹sinónimo al concepto de *clusters* del inglés

ticios, y es congruente con la hipótesis de formación de aglomerados.

Las resonancias ópticas de las *aglomeraciones* son espectralmente mucho mas anchas que las resonancias atómicas por lo que pueden ser despreciadas cuando se realiza la espectroscopía atómica.

La presencia de clusters en los intersticios del medio poroso puede incrementar significativamente la absorción de la luz, sin embargo el régimen de luz difusa seguirá valiendo[35][36].

Capítulo 3

Fabricación de celdas

En este capítulo se describirá el proceso de fabricación de las celdas detallando los procedimientos de selección de granos de pyrex, sinterizado de la matriz dieléctrica, y destilación del Rb en el pyrex poroso con el posterior sellado de las celdas.

3.1 Selección de granos

Inicialmente para obtener los granos de vidrio pyrex, utilizamos un mortero de ágata donde al moler el vidrio se obtienen granos de tamaño heterogéneo. Posteriormente, como se muestra en la figura 3.1 (a), los granos son separados por zarandeo en una sucesión de tamizes con tamaño de malla de $200\mu\text{m}$, $74\mu\text{m}$ y $54\mu\text{m}$. Es recomendable realizar el zarandeo con los tamizes en conjunto cubriéndolos y sellando sus uniones para evitar que los granos mas pequeños y volátiles se diseminen en el ambiente. El proceso de separación por zarandeo puede llevar decenas de horas, lo realizamos hasta que la cantidad de vidrio recogido en el recipiente al final de los tamizes varía despreciablemente. De esta forma se obtenemos tres grupos de granos de sección d : $d < 54\mu\text{m}$, $54\mu\text{m} < d < 74\mu\text{m}$ y $74\mu\text{m} < d < 200\mu\text{m}$ que llamaremos [A], [B], y [C] respectivamente. Debemos tomar en cuenta que la separación hecha por los tamizes solo selecciona una sección del grano, por ejemplo un grano en un plano puede tener una sección menor a $54\mu\text{m}$ y en la dirección perpendicular su sección podría ser de $200\mu\text{m}$ y sin embargo pasar por la serie tamizes¹

Para obtener una mejor clasificación de tamaños de los granos y muestras de menor dispersión, realizamos una selección por decantación, introduciendo los granos de cada grupo colectado, en una suspensión coloidal con alcohol isopropílico dentro de columnas de decantación como se muestra esquemáticamente en al figura 3.1 (b). Utilizamos alcohol isopropílico, que por su alta viscosidad mejora la separación por tamaño² de los granos de vidrio []. Además es un solvente que puede evaporarse con relativa facilidad incluso desde los insterticios que se forman entre los granos.

¹aunque la probabilidad de que esto suceda es baja y el tamaño de las diferentes secciones de un grano en general son similares

²mas específicamente la separación se produce por las fuerzas de dragado del fluido viscoso sobre las diferentes superficies de los granos

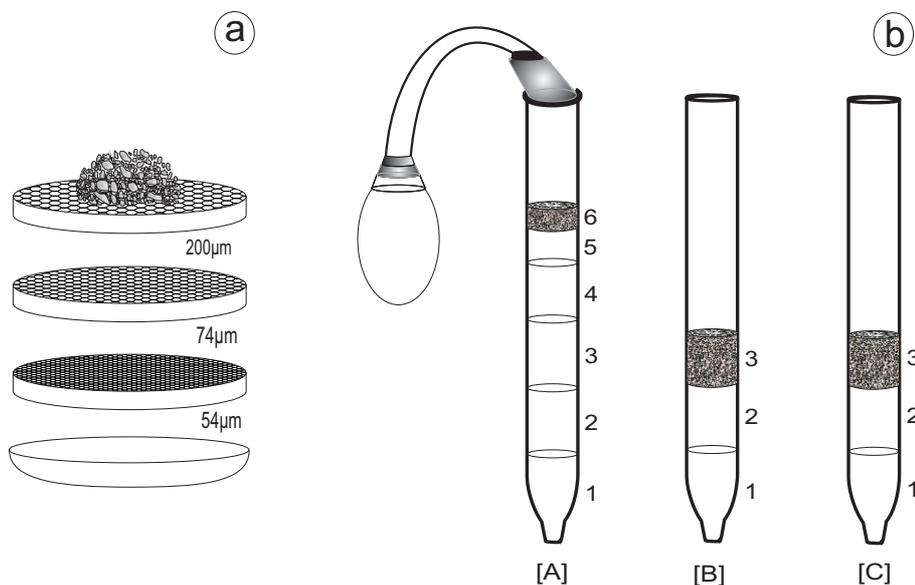


Figura 3.1: (a) *sección de tamices utilizados para la selección de granos* (b) *columnas de decantación de los granos seleccionados por los tamices: [A]: $d < 54\mu m$, [B]: $54\mu m < d < 74\mu m$, [C]: $74\mu m < d < 200\mu m$*

Los granos se ordenan desde los más chicos en la parte superior de las columnas de decantación hasta los más grandes en la parte inferior. El tiempo de decantación varía entre varios días a varias semanas para los granos de tamaños más pequeños correspondientes a la pipeta [A]. Posteriormente segmentamos las columnas de decantación de las pipetas [A], [B] y [C] como se muestra en la figura 3.1 (b), retiramos el tapón del fondo de las pipetas y colocamos el correspondiente segmento de la columna de decantación en una probeta. Debe tomarse en cuenta que la salida de los granos de la pipeta se produce de forma cada vez más lenta a medida que el tamaño de los granos disminuye, e incluso debe bombearse aire para forzar la salida de los granos pertenecientes a los segmentos superiores de la columna de decantación, ver figura 3.1.

La dispersión de los granos (pequeños), que se sitúan en las partes superiores de las columnas de decantación, es baja. Para las partes inferiores de las columnas de decantación la dispersión de los granos empeora porque entre los granos relativamente grandes se acomodan granos pequeños. Puede mejorarse la dispersión de los tamaños de granos seleccionados de las columnas de decantación, realizando una levigación. Esto es cuando agregamos alcohol a la muestra los granos precipitan al fondo de la probeta y el alcohol isopropílico que presenta turbiedad es vertido fuera de la probeta (manteniendo los granos en el fondo), realizamos este procedimiento varias veces hasta que el alcohol agregado a la probeta se observe diáfano. Las muestras obtenidas son guardadas en una solución coloidal de alcohol isopropílico en tubos de vidrio (con tapa) para evitar su dispersión en el ambiente, y facilitar su trasiego.

3.2 Sinterizado

Para fabricar la matriz dieléctrica de pyrex dentro de las futuras celdas, colocamos una porción de los granos de la muestra obtenida por el proceso de selección descrito en la sección anterior ¹ dentro de un tubo de pyrex. Los tubos utilizados median 6mm de diámetro interior, 8mm de diámetro exterior y 11cm de largo. Es conveniente tomar los granos de la solución coloide de las muestras seleccionadas, con una pipeta para luego introducirlos en el tubo de pyrex correspondiente. Luego de haber traspasado la cantidad de granos suficiente para que formen una columna de altura deseada en el fondo del tubo², este se llena completamente de alcohol. De esta forma cualquier grano de vidrio que pueda haber quedado adherido a las paredes del tubo precipitará al fondo. Después dejamos, decantar totalmente los granos, y esperamos el tiempo necesario para evaporar el alcohol del tubo y en particular del que se ubica en los intersticios entre los granos aglomerados. Para los granos más finos el tiempo de evaporación puede demorar incluso 2 meses, este tiempo puede reducirse calentando el ambiente (aunque levemente) $\approx 50^{\circ}\text{C}$.

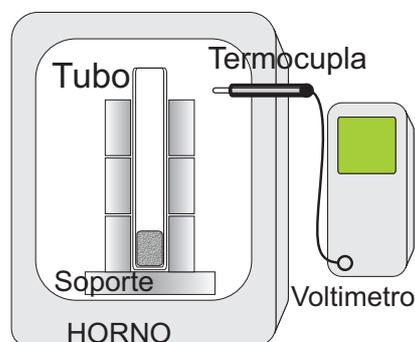


Figura 3.2: cinterizado

Para que los granos de vidrio conglomerados adquieran una estructura de matriz rígida, realizamos el proceso de sinterizado introduciendo el tubo de vidrio en el horno cuya temperatura es monitoreada escrupulosamente por una termocupla, como se muestra en la figura 3.2. Corresponde recalcar que la evacuación previa de todo el alcohol debe hacerse exhaustivamente. De quedan restos de alcohol, cuando realicemos el proceso de sinterizado la matriz dieléctrica que se forma puede fracturarse por las tensiones provocadas cuando el vapor del alcohol difunde entre los intersticios de los granos aglomerados.

Durante el calentamiento los granos deben ablandarse lo suficiente para que se peguen entre sí en sus puntos de contacto, pero no deben fundirse como para que los intersticios colápsen y dejen de estar conectados entre sí ó en caso extremo los granos se fundan en un solo bloque homogéneo de vidrio. Por lo que la temperatura y el tiempo de calentamiento al que sometemos el sistema granos-tubo, son parámetros críticos para que se forme satisfactoriamente la matriz dieléctrica, y en particular dependerán también del tamaño de los granos, para granos más pequeños la temperatura de conformación de la matriz es menor. Otro aspecto que debemos tener en cuenta son los procesos convectivos dentro del horno que provocan un gradiente de temperatura, teniendo en la parte superior un poco más de temperatura. Para

¹tamización-decantación-levigación

²para granos muy pequeños no precisamos medios porosos muy grandes porque tanto la los caminos de difusión de la luz como de los átomos serán muy grandes en pequeñas porciones de matriz dieléctrica

homogeneizar la temperatura de calentamiento del sistema granos-tubo, y evitar que la parte superior del tubo pueda deformarse y colapsar inutilizando el sistema, lo colocamos dentro de un tabique de alúmina prensada que aísla y da rigidez al sistema, como se muestra en la figura 3.2.

Utilizamos el horno trabajándolo con un incremento de la temperatura en forma de rampa(lineal), de 0 – 800C⁰ en 5 horas. En particular las celdas fabricadas fueron sinterizadas a las siguientes temperaturas: (I) con muestra la sección 2 de [A], (II) con muestra de la sección 3 de [B], y (III) con muestra de la sección 3 de [C]. Para la celda(I) se calentó hasta 790C⁰, para la celda (II) hasta 800C⁰, y para la celda (III) hasta 840C⁰. En todos los casos es importante dejar enfriar el horno lentamente \approx 4 horas, para evitar que se aparezcan fracturas en la matriz dieléctrica.

3.3 Llenado con Rb y sellado de las celdas

Para montar el sistema de llenado con Rb, primeramente soldamos las muestras sinterizadas y la ampolla de Rubidio (sellada) a una cruz¹ de vidrio, a la que también se suelda un tubo que posee una union al sistema de bombeo. Todos los componentes de vidrio son del mismo material PYREX[®] 770 para minimizar las tensiones por cambios de temperatura en el sistema. El tipo de soldadura es clave para alcanzar un buen vacío en el sistema, pues si existen pliegues del vidrio sobre la soldadura pueden quedar micro fracturas en la unión del vidrio, y además estos pliegues son propensos a fracturarse cuando el sistema es sometido a cambios de temperatura.

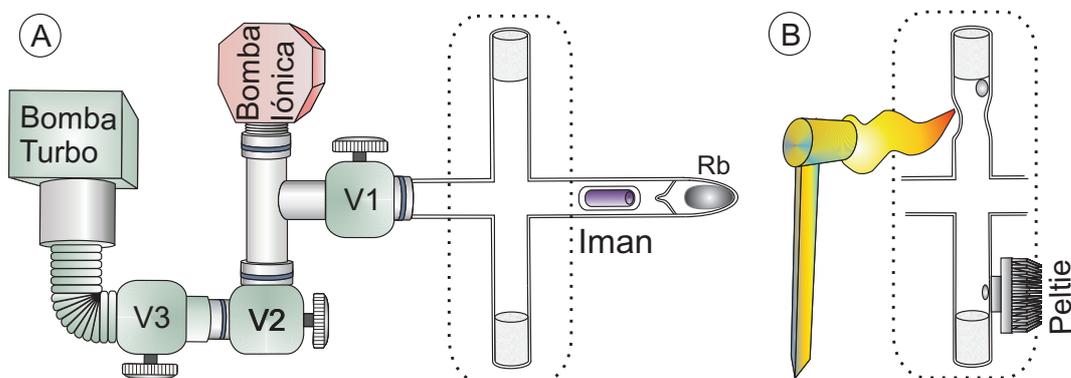


Figura 3.3: Imágenes de microscopio electrónico de alumina porosa

Antes de destilar el Rb hacia las celdas porosas, debemos realizarles un proceso de limpieza minucioso dada su naturaleza, de forma de evitar la presencia de impurezas que degraden el Rb cuando se introduzca en sus insterticios. cuando comenzamos el proceso de limpieza del sistema, que incluye la bomba iónica es clave el calentamiento de los distintos componentes que lo integran. Los caños y válvulas del sistema de bombeo se calientan a una temperatura de 125⁰C y el receptáculo de la bomba

¹en el proceso de fabricación de muchas celdas se puede hacer con una cruz-multiple

iónica a 400°C ¹. Por último para realizar el calentamiento de la estructura de vidrio, cubrimos primero los tubos de vidrio con papel de aluminio, y posteriormente colocamos las cintas calentadoras en serie sobre las celdas de vidrio poroso que son calentadas a 270°C ; e independientemente colocamos las cintas calentadoras en la parte central de la estructura de vidrio (la cruz) que calientan esta zona a 125°C , todo la estructura de vidrio es finalmente aislada cubiriéndola con lana de alúmina. Realizamos el bombeo con las condiciones de calentamiento descritas durante varias semanas (a un mes), la medida de régimen alcanzada por la presión del sistema fué registrada en el detector de la bomba turbomolecular como $\approx 1 \times 10^{-7}$ Torr. Luego procedemos a apagar el calentamiento de todo el sistema ² y la presión medida a temperatura ambiente será $\approx 1 \times 10^{-8}$ Torr. encendemos la bomba iónica y cerramos las válvulas V2 y V3. Al cabo de unas 12 hs tenemos una presión $\approx 1 \times 10^{-9}$ Torr. Es recomendable chequear que no haya perdidas en el sistema de vacío colocando por ejemplo gotas de acetona sobre las uniones de los caños de metal o sobre las soldaduras del vidrio. Si ingresaran pequeñas cantidades de acetona al sistema, rápidamente se incrementaría la presión detectada en la bomba iónica. Posteriormente rompemos la ampolla de Rb golpeándola con el imán, introducido previamente cuando se montó el sistema, ver figura 3.3(A). Utilizando cintas, aplicamos un calentamiento sobre la sobre la ampolla de Rb y la cruz de vidrio, a una temperatura de $\approx 80^{\circ}\text{C}$, y entre cerramos la válvula V1 de forma de mantener la presión medida en la bomba iónica en $\approx 1 \times 10^{-9}$ Torr. Colocamos peltiers sobre las celdas porosa para crear un punto frío con una temperatura de $\approx -20^{\circ}\text{C}$ como se muestra en la figura 3.3(B). El proceso de destilación del Rb puede demorar varios días, es necesario que se forme una gota macroscópica o recubrimiento platinado sobre la celda de manera de asegurar que halla suficiente cantidad de Rb para llenar el medio poroso. En el proceso de formación de la gota o película de Rb, se puede observar a simple vista como el Rb va penetrado en el medio poroso produciendose coloraciones azuladas y rojizas presumiblemente asociadas a la formación de clusters.

Una vez que tenemos la cantidad de Rb suficiente se procede a sellar la celda fundiendo el vidrio como se muestra en la parte superior de la figura 3.3(B). Para esto se utiliza un soplete de gas butano con oxígeno para obtener una temperatura de $\approx 900^{\circ}\text{C}$ en la punta de la llama azul. Hacemos el calentamiento rodeando el tubo con la llama sobre la sección de la celda donde se quiere sellar, de forma tal que sea lo mas homogéneo posible. Calentamos hasta que el vidrio se ablanda lo suficiente y colapsa por el vacío hacia el eje de la celda, luego se continúa calentando a la vez que se tornea la celda de forma que el vidrio fundido se una y cierre tanto en la celda como en el resto del sistema de vacío ³. Posteriormente se realiza un recocido con la llama a menor temperatura. Luego de controlar que la medida de la presión en la bomba iónica retorna a su valor inicial ⁴, podemos repetir el proceso de sellado de la siguiente celda.

¹ esta es la temperatura de limpieza recomendada por el fabricante

² nuevamente teniendo cuidado con los gradientes de temperatura

³ Esta operación es muy delicada, por ejemplo si el calentamiento no es homogéneo sobre la sección del tubo se puede formar una burbuja que revienten echen a perder el sistema

⁴ esto puede alertarnos de la ocurrencia de pérdidas en el sistema de vacío

Capítulo 4

Transmisión de Luz Resonante

En este capítulo abordaremos el estudio de la transmisión de luz resonante a través de nuestro sistema de átomos confinados en el vidrio poroso. Previamente, y a los efectos de analizar nuestro sistema, repasaremos sucintamente las características espectrales de la transmisión de la luz resonante a través de una celda común. Posteriormente expondremos experiencias de espectroscopía con resolución temporal, y el modelo con que describimos la transmisión de fotones resonantes por nuestro sistema. Finalmente analizaremos los resultados experimentales .

4.1 Espectroscopía de Transmisión

4.1.1 Ancho de Línea Natural

El perfil de absorción de una transición atómica a una frecuencia ω_0 esta dado por la expresión :

$$\alpha(\omega - \omega_0) = \alpha_0 L(\omega - \omega_0) \quad \text{con} \quad \alpha_0 = \int \alpha(\omega) d\omega \quad (4.1)$$

donde

$$L(\omega - \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.2)$$

es denominado *perfil Loreziano*[22]¹, siendo su ancho a media altura(FWHM):

$$\delta\omega_n = \Gamma \quad \text{ó} \quad \delta\nu_n = \Gamma/2\pi \quad (4.3)$$

En particular $\delta\omega_n$ corresponde al inverso del tiempo de vida del estado excitado. Para el caso de la de la línea D_1 , $\delta\nu_n = 5,75$ MHz.

¹Esto puede ser deducido directamente de plantear un modelo clásico de un oscilador amortiguado[22], o considerando un modelo semiclásico de la interacción de un campo con un átomo de 2 niveles [37]

4.1.2 Ensanchamiento por efecto Doppler

En un vapor los átomos se mueven a diferentes velocidades, cuya distribución estará dada por la distribución de Maxwell:

$$f_v(v_x, v_y, v_z) = n f_v(v_x) f_v(v_y) f_v(v_z) \quad (4.4)$$

donde

$$f_v(v_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_p} e^{-\frac{v_i^2}{v_p^2}} \quad i = x, y, z$$

siendo $v_p = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ la velocidad mas probable, n el número de átomos por unidad de volumen, k_B constante de Boltzman, m masa del átomo y T es la temperatura absoluta del vapor.

Si un átomo se mueve a velocidad \vec{v} y está en interacción con una onda plana $E = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$, como consecuencia del desplazamiento Doppler la frecuencia ω_L de la onda en el referencial del laboratorio, aparecerá en el referencial del átomo en movimiento como:

$$\omega' = \omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (4.5)$$

Entonces la desintonía δ' entre la frecuencia del campo y la frecuencia de la transición atómica ω_0 puede ser expresada como función de la velocidad del átomo:

$$\delta' = \omega' - \omega_0 = \omega_L - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} = \delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (4.6)$$

donde $\delta \equiv \omega_L - \omega_0$.

La absorción total será la integral del perfil de absorción individual de un átomo sobre todas las clases de velocidades ponderadas por la distribución 4.4. De esta manera, para un campo de onda plana que se propaga sobre una muestra de vapor atómico en una dirección determinada z con $k_z = \omega_L/c$, y considerando la absorción individual 4.1 obtenemos:

$$\alpha_T(\delta) \propto \int_{-\infty}^{\infty} L(\delta - k_z v_z) f_v(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \quad (4.7)$$

Siendo que solamente la componente de velocidad paralela a la propagación de la luz \vec{k} , contribuye al efecto Doppler, tendremos:

$$\alpha_T(\delta') \propto \int_{-\infty}^{\infty} L(\delta') f_v(v_z) dv_z = \int_{-\infty}^{\infty} L(\omega' - \omega_0) f_v(\omega' - \omega_L) \frac{d\omega'}{k} \quad (4.8)$$

en la última igualdad utilizamos 4.6 para transformar la integral en velocidad dv_z en una integral en frecuencia óptica.

La curva de absorción 4.8 está dada por la convolución de L y f . Pudiendo ser calculada directamente si despreciamos el ancho natural respecto al ancho Doppler y aproximamos L por una función delta de Dirac, para obtener:

$$\alpha(\delta) \simeq e^{-\frac{\delta^2}{k^2 v_p^2}} \quad (4.9)$$

De 4.9 podemos obtener el ancho Doppler a media altura (FWHM) de la curva de absorción de una transición atómica: $\Delta\omega_{Dopp} \approx \frac{\omega_L}{c} v_p 2\sqrt{\ln 2}$.

Típicamente para átomos de Rb a temperatura ambiente tenemos $\Delta\nu_{Dopp} \approx 520\text{MHz}$ (siendo que $\Delta\omega_{Dopp} \equiv 2\pi\Delta\nu_{Dopp}$), que es bastante más grande que el ancho del estado excitado Γ .

Siendo que la velocidad de cada átomo causa un efecto distinto sobre el espectro, el este tipo de ensanchamiento es denominado *inhomogéneo*.

Por último hacemos notar que la fluorescencia de un vapor atómico resonante con el campo de luz láser también presentará un ensanchamiento Doppler análogo al de la absorción.

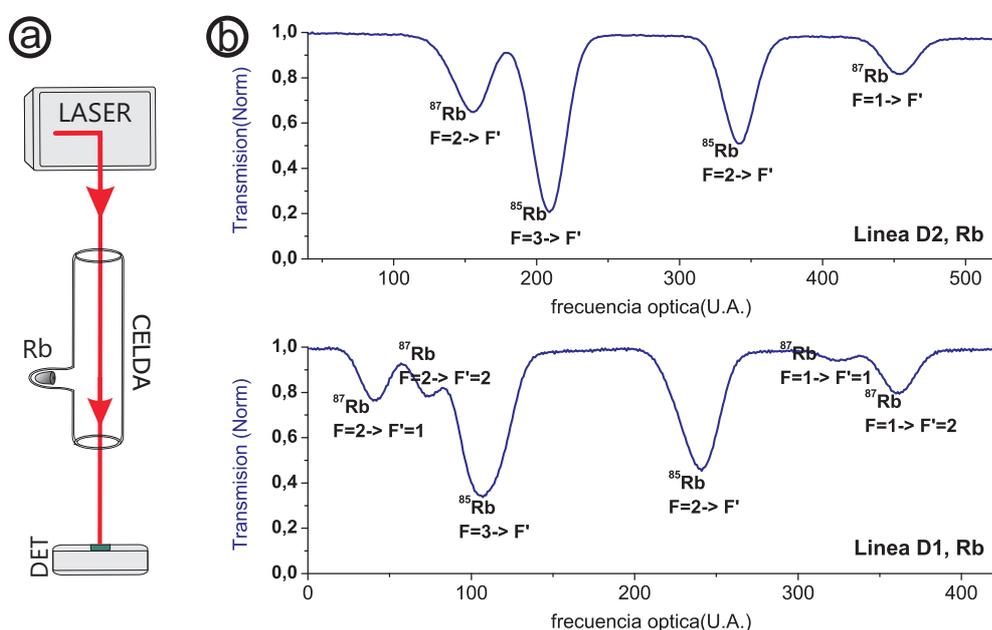


Figura 4.1: (a) montaje de Transmisión. (b) Espectros típicos de Transmisión de las líneas D1 y D2

4.1.3 Transmisión en la celda común

Cuando detectamos la transmisión de la luz láser por una celda común, como se muestra en la figura 4.1 (a), la fluorescencia que llega al detector es despreciable, ya que la emisión de los átomos se produce de forma isotrópica, y la cantidad de fotones emitidos que alcanza el detector es despreciable. Es por este motivo que cuando habitualmente nos referimos a los espectros de transmisión en celdas comunes, esencialmente corresponden a espectros de absorción atómica.

El decrecimiento de la intensidad de la luz al recorrer una distancia z en el vapor de Rubidio puede describirse por la relación de Beer[22]:

$$I = I_0 e^{-\alpha(\omega - \omega_0)z} \quad (4.10)$$

por lo que la intensidad de la luz transmitida depende del coeficiente de absorción $\alpha(\omega - \omega_0)$ y la distancia recorrida z .

En la figura 4.1 (a) se muestra un esquema típico de la detección de la transmisión¹ del láser en una celda con vapor atómico, y en (b) los espectros de transmisión de la línea $D2$ y $D1$ del Rb con las formas características de los perfiles Doppler.

4.2 Transmisión de una celda Porosa

En principio, abordaremos la transmisión resonante de la luz laser por el vapor atómico embebido en el medio poroso, de forma análoga a la celda común. Como se discutió en 2.3 la luz que entra en un medio desordenado y se propaga en él, tendrá sobre cada elemento de la superficie exterior un correspondiente conjunto de caminos $\{C_i\}$ que realiza la luz para llegar a ese lugar. Para la porción de la luz que va por un camino C_i tendremos que la intensidad se atenúa por la ley de Beer: $I_i = I_{i_0} e^{-\alpha(\omega)C_i}$. Si sumamos todas las contribuciones de los caminos, la atenuación total de la luz que llega al elemento de superficie será:

$$I = \frac{I_0}{m} \sum_i^m e^{-\alpha(\omega)C_i} \quad (4.11)$$

donde hemos utilizado que m es el número total de caminos y $I_{i_0} \equiv I_0/m$ y $I \equiv \sum I_i$.

En esta expresión queda explícita la contribución de la absorción sobre todos los caminos de la luz que emergen desde el elemento de superficie.

A continuación se describe el montaje experimental que utilizamos para medir la *transmisión* de la luz en las distintas posiciones sobre la superficie de la celda porosa.

4.2.1 Montaje Experimental de la Transmisión

Como se muestra en la figura 4.2 colocamos la celda dentro de un horno para incrementar la densidad de Rb en los intersticios del pyrex poroso. La celda es sostenida dentro del horno por un tabique que encierra la parte porosa y deja el reservorio de Rb en la parte abierta del horno. De esta forma la celda experimenta un gradiente creciente de temperatura desde el reservorio de Rb hasta el medio poroso. Se controla el establecimiento del gradiente de temperatura por termistores ubicados en contacto térmico con el reservorio y el medio poroso. Es importante asegurar la existencia del gradiente ($\Delta T \approx 3^\circ\text{C}$) para evitar la condensación de Rb dentro del medio poroso.

Sobre la celda porosa hicimos incidir el laser, barriendo en frecuencia las transiciones de la línea $D2$. La señal de la absorción saturada es registrada en el osciloscopio.

La lente colecta la luz transmitida por el medio poroso que sale de la superficie de la celda, y la proyecta en el plano imagen, donde está ubicado el detector.

¹En esta configuración el ancho espectral es análogo al de la absorción, siendo la luz transmitida I_{Trans} igual a la intensidad incidente I_0 menos la luz absorbida por el vapor I_{abs}

Como puede verse en la figura 4.2, montamos el detector sobre una plataforma de movimiento horizontal que puede hacer desplazamientos con precisión micrométrica sobre el plano imagen. Debe tenerse especial cuidado en ubicar el detector sobre el plano imagen de la lente. Para esto utilizamos una luz potente (una lámpara incandescente) para realizar la imagen de la celda sobre una pantalla, determinando el plano imagen, así como la posición en que debemos ubicar el fotodiodo sobre la imagen de la celda.

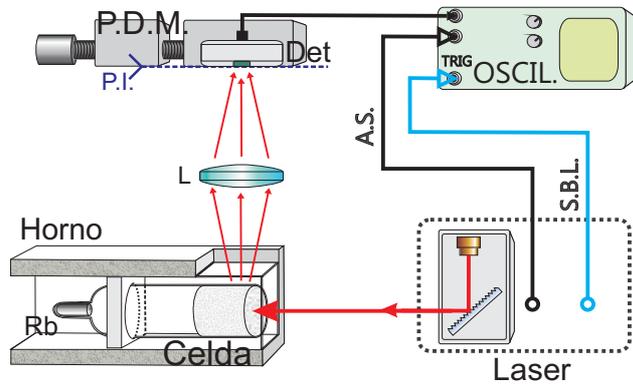


Figura 4.2: Montaje de la detección en transmisión de luz resonante con las transiciones atómicas: SBL señal de sincronismo del laser, AS señal de la absorción saturada, Det detector, L lente, PI plano imagen, P.D.M. plataforma de desplazamiento

Siendo que el área de la superficie del fotodiodo es 1mm^2 , para obtener una resolución espacial de $0,5\text{mm}$ sobre la superficie exterior lateral de la celda, diseñamos el sistema óptico con una relación de amplificación de 2.

4.2.2 Medidas de la transmisión efectiva

Tomamos registros de la transmisión de la luz con el haz del láser en una posición fija y variando la distancia al extremo de la celda del elemento de superficie detectado. El láser incidiendo sobre el medio poroso opera a 8mW de potencia y la temperatura en el medio poroso fue establecida en 106°C . En la figura 4.3(a) se muestra un espectro típico de *transmisión*. Como se indica en dicha figura **T** corresponde a la luz no resonante transmitida por el medio poroso desde el elemento de área considerado, y **A** es la absorción correspondiente a una transición atómica (en este caso $^{87}\text{Rb}_{(2\rightarrow F)}$). De esta manera obtuvimos la *absorción relativa* de la *transmisión efectiva* para cada una de las transiciones atómicas, como: $Abs_{Rel} = \frac{A}{T}$.

Debemos notar, como ya se mostró en 2.3, que luego de perderse los efectos de las condiciones de borde de entrada de luz al medio ($\approx 1\text{mm}$), la luz está completamente desarrollada en el medio y podrá considerarse difusa, entonces sería natural suponer que cuando el elemento de área se aleja de la posición de la entrada de la luz (distancia= 0) los caminos $\{C_i\}$ se incrementan y la atenuación de la intensidad de la luz resonante aumente (ver ec. 4.11), por lo que la *absorción relativa* se incrementaría. Sin embargo como puede verse en la figura 4.3(b) la *absorción relativa* de las transiciones atómicas de la línea D2 decrecen. Para explicar este comportamiento sería necesario considerar los fotones de fluorescencia.

Como comentamos en la sección 4.1.3, habitualmente cuando nos referimos a la transmisión de la luz por una celda de vapor común, la asociamos directamente a la absorción de fotones realizada por los átomos del vapor. Sin embargo los átomos no

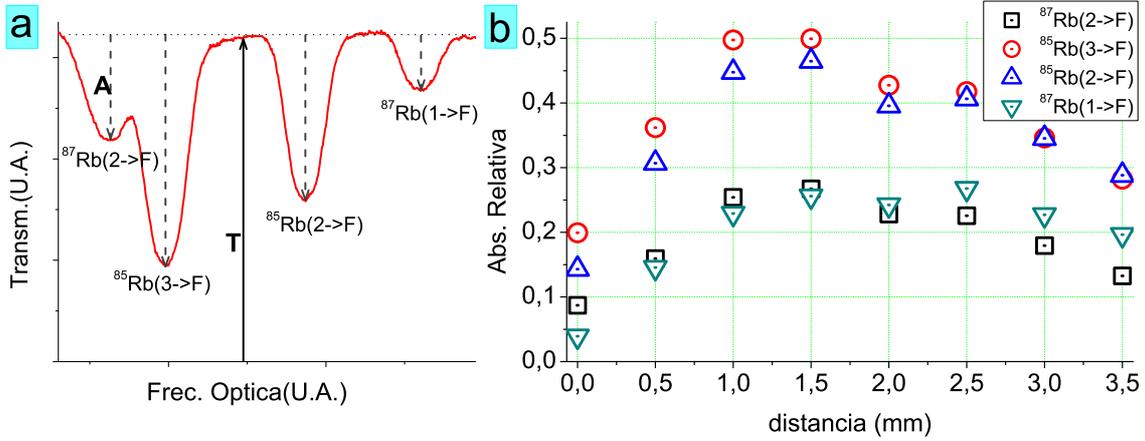


Figura 4.3: (a) Ejemplo de espectro de transmisión. (b) Absorción relativa de las transiciones atómicas de la línea D2, sobre la transmisión efectiva en función de la posición del elemento de superficie sobre la celda

solo absorben fotones del haz que van en dirección al detector, sino que además emiten fotones. Pero los fotones son emitidos isotrópicamente. En el caso de celda común los fotones emitidos, llegan al detector habitualmente en cantidades despreciables. Pero si quisieramos hallar la absorción de los átomos deberíamos poder restarle a la luz detectada en transmisión, los fotones correspondientes a la fluorescencia, que llegan al detector. Esperaríamos que en el caso del medio poroso, donde se tienen un conjunto de caminos desordenados de la luz, haya un efecto *importante* de mezcla entre absorción y fluorescencia para la luz detectada en transmisión.

4.3 Resolución Temporal de la Transmisión

A partir de lo expuesto en la última sección, se nos presenta clara la necesidad de separar las contribuciones de la absorción y de la emisión de los átomos embebidos en el medio poroso. Considerando la intensidad de radiación resonante con las transiciones atómicas, la intensidad I_S de luz detectada en transmisión del medio poroso será en la aproximación lineal:

$$I_S = I_0(1 - \alpha + \beta) \quad (4.12)$$

donde I_0 es la intensidad incidente, α es la absorción, y β es la emisión de los átomos excitados. Si cambiamos repentinamente la intensidad de la luz incidente en el medio poroso en tiempo t_0 de I_0 a I_1 . La intensidad transmitida tendrá una evolución temporal de la forma:

$$I(t > t_0 = 0) = I_1(1 - \alpha + \beta) + (I_0 - I_1) \left(\beta e^{-\frac{t}{\Theta}} - \alpha e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}} + e^{-\frac{t}{\tau_{det}}} \right)$$

donde Θ es el tiempo característico de evolución de la fluorescencia, τ_α el tiempo característico de la absorción y τ_{det} el tiempo característico de respuesta de la

detección. Puede directamente verse que para tiempos largos obtenemos el primer término después de la igualdad, recuperándose la forma estacionaria dada en 4.12. En el último paréntesis el primer y segundo termino corresponden a la respuesta temporal de la emisión y absorción respectivamente, mientras que el último término es la respuesta temporal del detector. Partiendo de la base que contamos con una detección muy rápida, podemos separar las contribuciones de α y β si asumimos que la absorción cambia rápidamente¹ siguiendo cualquier cambio en la intensidad de la luz, mientras que la emisión tiene una evolución más lenta determinada por el tiempo de vida del estado excitado.

De esta forma una buena aproximación para la evolución temporal de la luz será:

$$I(t) \approx I_1(1 - \alpha + \beta) + (I_0 - I_1) \left[(1 - \alpha)H(-t) + \beta e^{-\frac{-t}{\Theta}} \right] \quad (4.13)$$

donde H es la función escalón unitario ($H = 0$ si $t < 0$ y $H = 1$ si $t > 0$). Con esta expresión podemos obtener del transitorio temporal Θ y β , y entonces de la solución estacionaria hallar α .

4.3.1 Montaje experimental de la Resolución Temporal de la Transmisión

En esta sección se describirá el montaje experimental que nos permite realizar la espectroscopía con resolución temporal, a partir de la cual obtenemos los valores experimentales de Θ , β y α midiendo los transitorios de la intensidad de la luz. Primeramente se describirá la configuración que utilizamos para obtener el láser modulado, que consta un etapa inicial de amplificación y subsiguiente modulación. En la figura 4.4 se muestra el bloque donde esta el láser de cavidad extendida barriendo en frecuencia sobre las transiciones atómicas de la línea $D1$, como fue descrito en la sección 2.2. El láser se acopla a un amplificador óptico y es enviado al experimento de medida mediante una fibra monomodo. El láser opera a 60mW de potencia a su salida, y a la salida el amplificados óptico podemos alcanzar los 320mW. Finalmente, a la salida de la fibra obtenemos 160mW. Como se presenta en al figura 4.4, cuando el haz sale de la fibra pasa primeramente por una lámina $\frac{\lambda}{2}$. Posteriormente pasa por un polarizador lineal y una iris antes de entrar al modulador electro óptico. A su salida el haz pasa nuevamente por una iris y luego por una lamina $\frac{\lambda}{4}$, para finalmente pasar por el segundo polarizador lineal.

Para realizar la modulación eléctrica primeramente utilizamos la onda cuadrada del generador como precursora del generador de voltaje *rápido*. El flanco de la onda cuadrada activa el generador de voltaje *rápido* que genera pulsos de voltaje de forma cuadrada de $\approx 20\text{Vol}$ de amplitud, con flanco temporal del escalón de $\approx 5\text{nseg}$, y largo del valle = $10\mu\text{seg}$ (o sea = $20\mu\text{seg}$ de período). Con esta modulación de voltaje aplicado sobre el cristal del modulador electroóptico, realizamos la modulación de la polarización.

¹ Esta hipótesis fue verificada experimentalmente midiendo el tiempo de decoherencia atómica (Free induction decay)

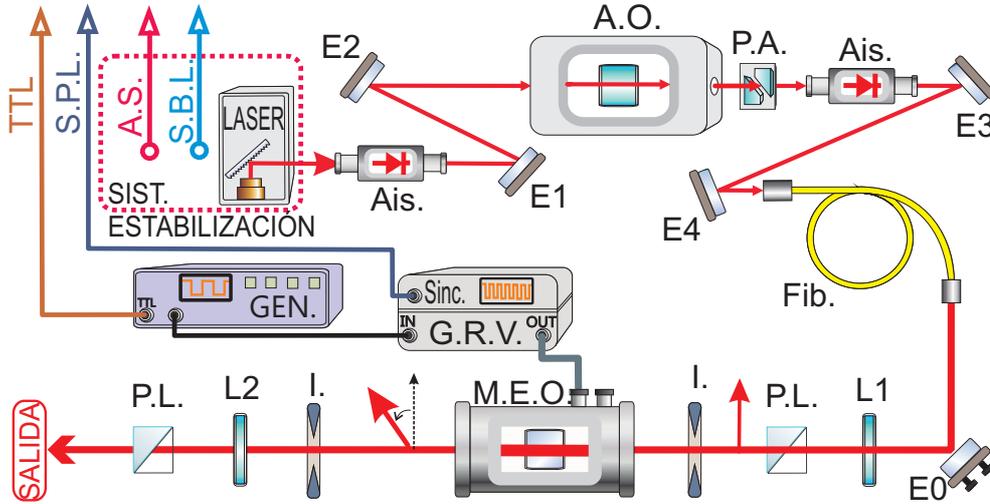


Figura 4.4: Montaje de la modulación de intensidad del láser: A.O.: Amplificador óptico, PA: prismas anamórficos, Ais: aislador óptico, E: espejos, Fib: fibra óptica, GEN: generador de voltaje, GRV: Generador de voltaje de onda cuadrada rápida, MEO: modulador electroóptico, PL: polarizador lineal, I: iris, L1: lámina $\lambda/4$, L2: lámina $\lambda/4$, TTL: señal de sincronismo del GEN, SPL: señal de sincronismo del GRV, AS: señal atómica de absorción saturada, SBL: señal del sincronismo del barrido del láser.

Para obtener una buena modulación del láser, ajustamos la lámina $\frac{\lambda}{2}$ y el polarizador a la entrada del modulador electroóptico de modo que la dirección de polarización incidente coincida con el eje del cristal del electro óptico. Colocamos el polarizador a la salida con dirección de polarización perpendicular a la polarización incidente sobre el electro óptico. Posteriormente situamos la $\frac{\lambda}{4}$ y buscamos hacer coincidir sus ejes con las direcciones x e y (rápida y lenta cuando el voltaje es activado) del del cristal del modulador. Debemos ubicar los ejes de la lámina $\frac{\lambda}{4}$ de forma muy precisa. La profundidad de modulación alcanzada fue $\approx 50\%$ de la transmisión total.

En la figura 4.5 se presenta el esquema del montaje que utilizamos para realizar la *espectroscopía con resolución temporal*.

La detección de la luz transmitida por la celda se realiza con un detector de fotones muy sensible, cuya potencia máxima de detección es $\approx 1\text{pW}$. Para mitigar la luz espuria que pueda alcanzar el detector, este opera dentro de una caja oscura (ver figura 4.5), además para controlar la colección de la luz que llega al detector, la luz es introducida al detector mediante una fibra óptica multimodo.

La luz incidente sobre el medio poroso es colectada por una lente, sobre el plano de esta ubicamos una iris. La luz que entra por la abertura de la caja es colectada por un extremo de la fibra, y el otro extremo fue conectado al detector de fotones individuales. El soporte que sostiene el extremo de la fibra, se montó sobre una plataforma de desplazamiento, y sostiene además un filtro interferométrico (pasabanda en 780nm). La punta de la fibra se ubicó sobre la imagen (de relación 1 : 1) del medio poroso de forma análoga a como fue descrito en 4.2.1 para el fotodiodo del detector.

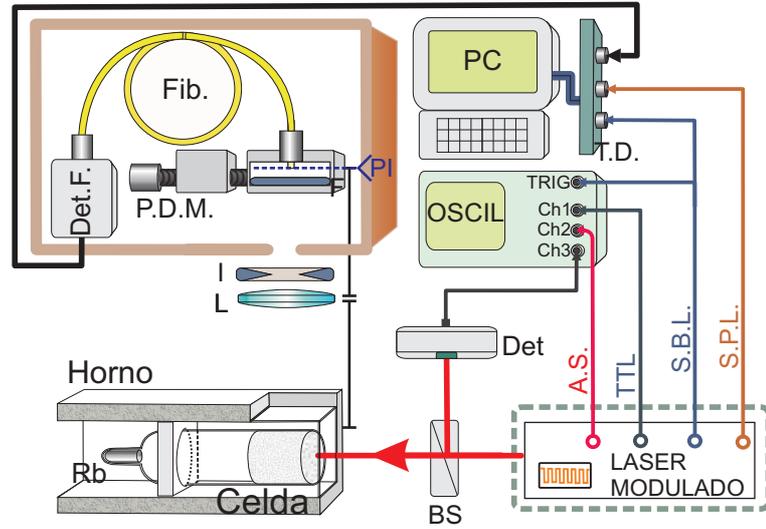


Figura 4.5: Montaje para la espectroscopía de resolución temporal: SPL: señal de sincronismo del GRV, SBL: señal de sincronismo del barrido del laser, SA: señal de la absorción saturada, TTL: sincronismo del generador precursor GEN, Det: detector, L: lente, I: iris, PI: plano imagen, F: filtro interferométrico, PDM: plataforma de desplazamiento, Fib: fibra multimodo, DetF: detector de fotones, TD: tarjeta digital

Teniendo en cuenta la apertura numérica de la fibra, la colección de la luz se realiza sobre una región de superficie de la celda porosa de $\approx 10^{-2}$ mm.

La señal detectada en el detector de fotones únicos enviada a la tarjeta digital que realiza el conteo de fotones. Sincronizamos el conteo de fotones con las señales de sincronismo de modulación sobre el electro óptico y la señal de barrido del láser.

La iris sobre la lente permite regular la cantidad de luz que llega al detector, controlando que no alcance su potencia máxima (≈ 1 pW).

4.3.2 Medidas y procesamiento

Para obtener una buena estadística de los fotones es deseable contar durante el mayor tiempo posible. Pero existe el límite de la estabilidad del laser sobre todo debido a derivas térmicas. Por esto, es importante cuando realizamos las medidas controlar que el barrido del laser se mantenga en el rango de frecuencias deseado. Esto lo efectuamos utilizando como referencia de frecuencia el espectro de la absorción saturada. Siendo fácilmente observable en el osciloscopio una deriva del orden de las estructuras estrechas de la absorción saturada (típicamente ≈ 15 MHz). De esta manera, el posible error en frecuencia introducido por la medida experimental, es casi diez veces menor que la resolución en frecuencia finalmente procesada.

La tarjeta de adquisición *etiqueta*¹ los fotones según el tiempo de llegada en referencia a las señales de sincronía de la modulación de la luz y el barrido del láser.

¹en frecuencia y tiempo

En cada medida experimental se genera un considerable volumen de datos. Se toma una grilla en frecuencia y tiempo donde en cada bloque de la grilla se cuenta el total de fotones. La grilla utilizada permite una resolución de $\approx 120\text{MHz}$ en frecuencia y 3ns en tiempo.

Cuando el laser realiza el barrido en frecuencia, se produce una variación en la intensidad del haz que sale de la fibra. Para corregir esta distorsión sobre la cantidad de fotones que llega a la celda porosa (cuando barremos en frecuencia) lo que hacemos es ponderar el conteo de fotones sobre el fondo de intensidad detectado (registrado en el osciloscopio).

4.4 Propagación de la radiación resonante: Modelo

Cuando la radiación de la luz láser resonante con las transiciones atómicas se propaga a través de un vapor atómico, los átomos son excitados, y cuando se desexcitan emiten fotones que para densidades altas pueden ser absorbidos por otros átomos en estado fundamental. Otro átomo en estado fundamental que absorbe el fotón resonante es excitado a un estado superior, y emitirá un fotón nuevamente en un proceso de emisión espontánea tras un tiempo medio relacionado con la vida media del estado excitado. Este proceso de absorción y reemisión, puede ser repetido muchas veces hasta que finalmente el fotón escape del vapor. Habitualmente se denomina este proceso como *atrapamiento de fotones* (ó *atrapamiento de radiación*)¹[38]. Un aspecto sustancialmente importante del proceso de *atrapamiento de fotones*, es que la frecuencia de los fotón absorbido y la del posteriormente emitido no tienen por que ser la misma, a esto se denominado como *proceso de redistribución de frecuencia*. La relación entre los espectros de absorción y emisión es un elemento clave en la naturaleza de la propagación (difusiva o no) de los fotones en el vapor atómico. Esta relación puede evolucionar en el medio debido a la dispersión múltiple de los fotones y será rígida por el *proceso de redistribución de frecuencia*[38].

En el caso del vapor atómico embebido en el medio poroso es de esperar que este proceso de absorción y reemisión (*atrapamiento de fotones*) este presente, pero existe un ingrediente extra que es el confinamiento de los átomos en los intersticios del medio poroso.

Seguidamente presentaremos un modelo en base a la imagen física de la absorción y emisión múltiple que sufren los fotones cuando se propagan por un vapor atómico, y de esta forma obtener la evolución temporal del número *promedio* de fotones que escapa del vapor atómico en presencia del proceso de *atrapamiento de fotones*. Un tratamiento más general del problema abordado aquí puede encontrarse en el texto clásico de Molish[38].

Tomamos p_0 como la probabilidad de que un fotón, presente en el medio atómico, sea absorbido por un átomo y consecuentemente $(1 - p_0)$ la probabilidad de que un fotón escape del medio sin ser absorbido. En este modelo elemental estamos

¹traducciones literales del inglés de los términos *photon trapping* y *radiation trapping*

ignorando cualquier dependencia de p_0 sobre el tiempo, posición o frecuencia del fotón. Esencialmente, p_0 dependerá de la densidad óptica del medio Ξ :

$$p_0 \sim 1 - e^{\Xi} \quad (4.14)$$

Consideraremos que la desexcitación atómica estará sustancialmente determinada por dos mecanismos: el decaimiento radiativo con una tasa característica τ^{-1} correspondiente al tiempo de vida del estado excitado ($\tau = 28\text{ns}$ para la $D1$ del Rb), y el decaimiento no radiativo debido a la colisión de los átomos contra las paredes de los poros con una tasa τ_c . De esta forma la tasa total de decaimiento será $\tau_{tot}^{-1} = \tau^{-1} + \tau_c^{-1}$. Luego de la excitación en tiempo $t = 0$, la densidad de probabilidad para que un átomo emita un fotón a tiempo t escapando directamente del medio, estará dada por la ley exponencial [38]:

$$p(t) = \frac{b}{\tau_{tot}} e^{-\frac{t}{\tau_{tot}}} = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau b}} \quad (4.15)$$

donde hemos introducido b la tasa de la rama de emisión radiativa dada por

$$b \equiv \frac{\tau_c}{\tau + \tau_c} \mapsto \tau_{tot} = b\tau \quad (4.16)$$

Utilizando la ec.4.15 obtenemos la probabilidad de coleccionar un fotón que escape del medio atómico después de un ciclo de absorción y emisión será

$$P_1(t) = \eta(1 - p_0)p_0 \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{b\tau}} \quad (4.17)$$

donde η es la eficiencia de colección de fotones, esto es la probabilidad de un fotón que halla escapado del medio alcance el detector. La probabilidad de que un átomo emita un fotón que halla sido absorbido dos veces estará dado por,

$$p_0^2 \int_0^t p(t-t')p(t')dt' = p_0^2 \frac{t}{\tau^2} e^{-\frac{t}{b\tau}}$$

la probabilidad de que ese fotón escape del medio será:

$$P_2(t) = \eta(1 - p_0) \left(\frac{p_0}{\tau}\right)^2 t e^{-\frac{t}{b\tau}} \quad (4.18)$$

Inductivamente podemos obtener la probabilidad $P_n(t)$ de detectar a tiempo t , un fotón que ingresó al medio en el tiempo $t = 0$ y que ha sufrido n ciclos de absorción-emisión:

$$\begin{aligned} P_3(t) &= \eta(1 - p_0) \left(\frac{p_0}{\tau}\right)^3 \frac{t^2}{2} e^{-\frac{t}{b\tau}} \\ \dots &= \dots \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$P_n(t) = \eta(1 - p_0) \left(\frac{p_0}{\tau}\right)^n \frac{t^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\frac{t}{b\tau}}$$

Realizando la suma sobre n , la probabilidad total de detectar en tiempo t un fotón ingresado al medio en tiempo $t = 0$ es¹:

$$\mathbf{P}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(t) = \eta(1 - p_0) \frac{p_0}{\tau} e^{-\frac{t}{b\tau}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{p_0 t}{\tau}\right)^{n-1} \frac{1}{(n-1)!} \quad (4.20)$$

¹Este cálculo matemático puede hacerse más elegante (pero menos heurístico que el presentado aquí) utilizando la transformada inversa de Laplace de la convolución iterativa de procesos estadísticamente independientes [38]

$$\mathbf{P}(t) = \eta(1 - p_0) \frac{p_0}{\tau} e^{-\frac{t}{b\tau}} e^{-\frac{p_0 t}{\tau}} = \frac{\eta p_0 (1 - p_0)}{\tau} e^{-\frac{(1 - bp_0)t}{b\tau}} \quad (4.21)$$

Considerando ahora que el medio atómico es sometido a un flujo continuo de fotones ϕ que es anulado a tiempo $t = 0$, entonces la densidad de probabilidad de la detección de fotones a tiempo $t > 0$ será :

$$\bar{P}(t) = \phi \int_0^\infty P(t - t') dt' = \phi \frac{\eta p_0 (1 - p_0)}{\tau} e^{-\frac{(1 - bp_0)t}{b\tau}} \int_0^\infty e^{\frac{(1 - bp_0)t'}{b\tau}} dt' \quad (4.22)$$

$$\bar{P} = \phi \frac{\eta p_0 (1 - p_0)}{\tau} e^{-\frac{(1 - bp_0)t}{b\tau}} \frac{b\tau}{(1 - bp_0)} = \frac{\eta b p_0 (1 - p_0)}{(1 - bp_0)} e^{-\frac{t}{\tau'}} \quad (4.23)$$

donde en la última igualdad introducimos el tiempo de decaimiento total:

$$\tau' \equiv \frac{b\tau}{(1 - bp_0)} \quad (4.24)$$

Es importante notar que el mecanismo de decaimiento no radiativo representado por b introduce una cota superior para τ' esto es, si suponemos una probabilidad de absorción $p_0 = 1$ tendremos:

$$\tau_{max} = \frac{\tau b}{(1 - b)} \equiv \tau_c \quad (4.25)$$

La probabilidad de detectar un fotón después de una absorción en tiempo $t = 0$ es:

$$\bar{p} = \int_0^\infty P(t') dt' = \frac{\eta b p_0 (1 - p_0)}{(1 - bp_0)} \quad (4.26)$$

Si consideramos la relación de conservación de la energía entre (fotones de fluorescencia detectados)/fotones absorbidos), definida como $R = \frac{\bar{p}}{p_0}$, veremos mas adelante que nos será útil para caracterizar la probabilidad de que un fotón inicialmente absorbido dé como resultado un fotón de fluorescencia detectado. Usando 4.26 obtenemos:

$$R = \frac{\bar{p}}{p_0} = \frac{\eta b (1 - p_0)}{(1 - bp_0)} \quad (4.27)$$

Podemos hallar también una relación entre el factor de conservación de energía R y el tiempo de decaimiento de la fluorescencia τ' . De la ec. 4.24 tenemos

$$p_0 = \frac{1}{b} \left(1 - \frac{\tau}{\tau'} \right) \quad (4.28)$$

sustituyendo esta expresión en 4.27, resulta:

$$R = \eta \left[1 + \frac{\tau'}{\tau} \left(\frac{b - 1}{b} \right) \right] \quad (4.29)$$

Finalmente podemos identificar los elementos del modelo presentado aquí con los parámetros experimentalmente accesibles:

$$\begin{aligned}
\alpha &= p_0 & \Theta &= \tau' \\
\beta &= \bar{p} & R &= \frac{\beta}{\alpha}
\end{aligned}
\tag{4.30}$$

4.4.1 Análisis de resultados experimentales

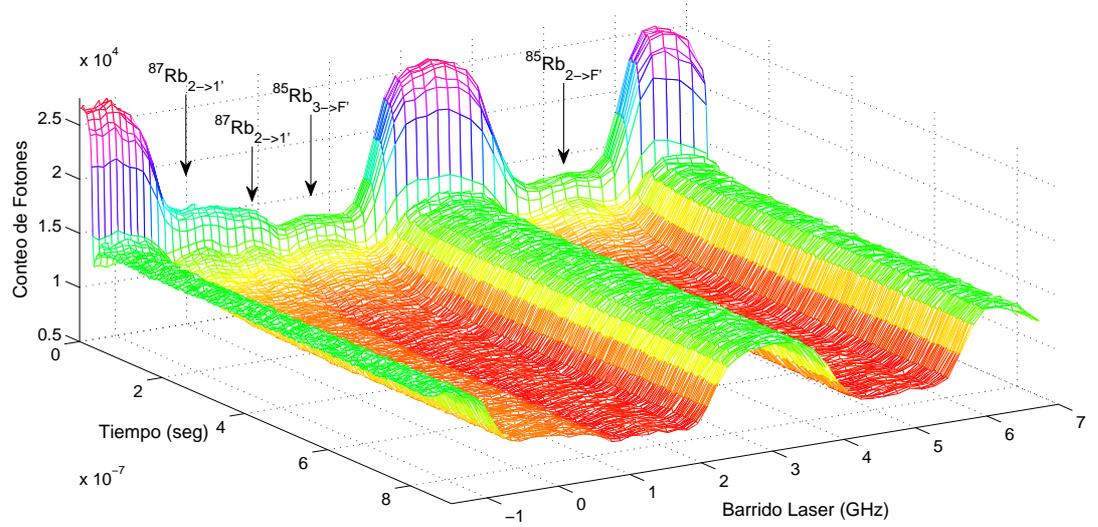


Figura 4.6: *Conteo de fotones transmitidos en función del tiempo y la desintonía del laser para un cambio rápido de la potencia del laser*

En la figura 4.6 se muestra una gráfica tridimensional de la respuesta transitoria de la señal de la luz transmitida, con la variación escalón de la intensidad del láser, para las diferentes frecuencias del láser. Este registro fué realizado con alta densidad atómica, siendo la temperatura del medio poroso 152°C . Aquí la transmisión de la luz presenta una importante disminución sobre las transiciones atómicas. Puede observarse de la figura que el transitorio fuera de la resonancia evoluciona abruptamente con forma de escalón, mientras que en resonancia el decaimiento se realiza en un tiempo característico mas grande. Otra característica resaltante del espectro de transmisión es su forma particular (diferente de las formas Gaussianas de los espectros de una celda común), punto que será tratado posteriormente.

Para analizar de forma mas detallada la evolución del transitorio de la luz transmitida, presentamos en la figura 4.7, los transitorios para distintas temperaturas de la celda y para el láser a frecuencia fija en la transición $^{85}\text{Rb} F = 2 \mapsto F'$. Además se incluye en la figura el transitorio fuera de resonancia. A medida que la temperatura en la celda se incrementa y consecuentemente la densidad de vapor atómico, observamos que el tiempo característico de relajación también se incrementa. Esto

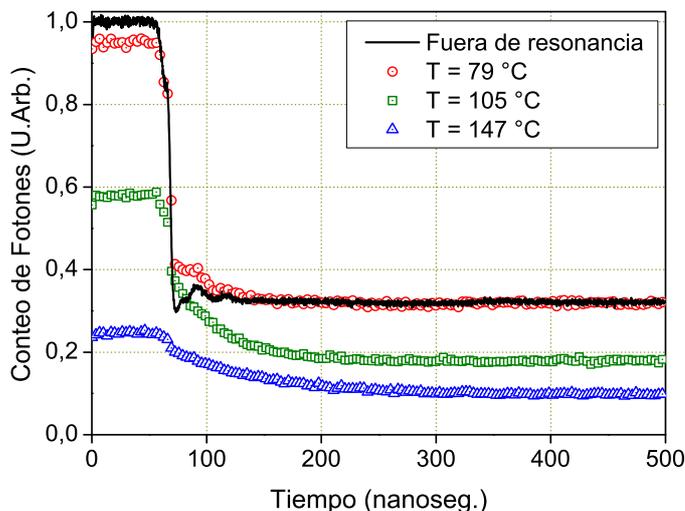


Figura 4.7: *Conteo de fotones de los transitorios de la luz transmitida: en resonancia para distintas temperaturas con la frecuencia del laser centrada en el centro de la línea ^{85}Rb ($F = 2 \rightarrow F'$). La línea continua corresponde al transitorio fuera de resonancia*

es consistente con el incremento de los ciclos de absorción-emisión del proceso de *atrapamiento de fotones*, cuando se incrementa la densidad óptica del medio. Además, con el incremento de la temperatura se observa una disminución de la amplitud del transitorio, que interpretamos de forma elemental como la consecuencia de una mayor absorción del medio por el incremento de la densidad del vapor atómico y una modificación del perfil de penetración de la luz difusa en el medio. Durante los primeros 20 – 30ns después del cambio de la potencia de la luz, el transitorio es afectado por la respuesta electrónica del sistema de modulación de la luz. A pesar de lo cual pudimos ajustar¹ satisfactoriamente las colas de los transitorios observados, con decaimientos exponenciales de la forma $A + Be^{-t/C}$. Posteriormente considerando que en la ec 4.13 la intensidad es equivalente al conteo de fotones, pudimos obtener $\tau' = C$, $\beta = \frac{B}{\Delta N}$ y $\alpha = 1 + \beta - \frac{A}{N_1}$. Siendo N_0 y N_1 los valores inicial y final del conteo de fotones fuera de resonancia.

En la figura 4.8 presentamos la dependencia de los tiempos de decaimiento de la fluorescencia cuando variamos la densidad del vapor atómico en nuestra celda porosa, con el láser en la línea ^{85}Rb $F = 2 \rightarrow F'$. Como podemos observar el decaimiento τ' para el caso de la celda porosa, está acotado en torno a los 100 ns incluso para densidades atómicas grandes. Esto es consistente con el modelo desarrollado en 4.4 que explícitamente a través de la ec 4.25 predice una cota para τ' cuando tenemos alta probabilidad de ocurrencia del proceso de *atrapamiento de fotones* (o sea altas densidades atómicas); y provocando que el mecanismo de decaimiento no radiativo sea mas probable. Para comparar el proceso medimos el tiempo de decaimiento de la fluorescencia en una celda de vapor de Rb sin medio poroso donde no se observa

¹Teniendo cuidado de eliminar los puntos iniciales, pero manteniendo el origen temporal en el escalón.

una cota para τ' .

En la figura 4.9 se presenta la transmisión relativa de la luz a través del medio poroso en función de la desintonía del láser, para dos temperaturas de la celda porosa. Además mostramos los valores correspondientes de α y β hallados. La luz fue colectada a 3 mm de la posición de entrada del haz. Particularmente en la figura 4.9(b) se presenta el caso para bajas densidades atómicas $n \approx 7 \times 10^{11} \text{at/cm}^3$ ($T = 69^\circ\text{C}$). Cuando barreemos el láser en frecuencia sobre las resonancias atómicas, no se observa prácticamente un espectro de transmisión. Esto no debe ser interpretado como que el

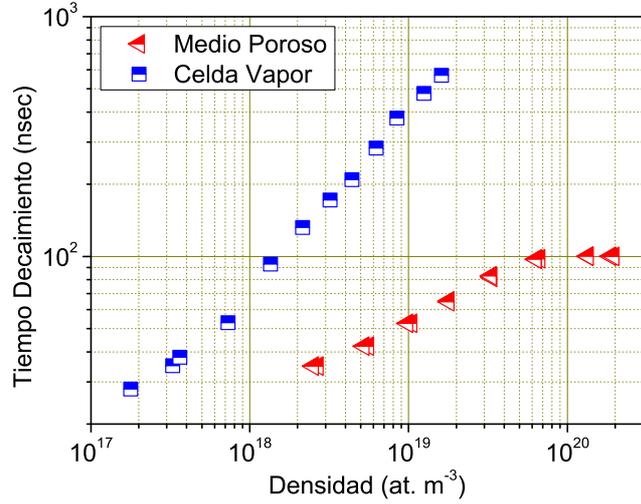


Figura 4.8: *Tiempo de decaimiento de la fluorescencia para la línea $85\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$ variando la densidad del vapor atómico: en celda porosa y celda común*

medio posee una absorción atómica despreciable. Analizando la figura puede verse que para cada frecuencia en el barrido del láser, la fluorescencia compensa a la absorción en un factor superior al 80%. Esto es resultado de lo que denominamos *efecto de esfera integradora* (EEI[39]), y es una consecuencia la alta difusión del medio por lo que llega al detector lo hace de manera proporcional al total de la luz presente en el medio, no importando si la luz llega directamente del láser o de la fluorescencia atómica. La denominación del *efecto de esfera integradora*, es en analogía a una detección que envuelve completamente una muestra(en este caso los átomos). Volviendo al modelo presentado en 4.4, η puede ser entendido como un factor de calidad del EEI; siendo que $\eta = 1$ correspondería a la misma probabilidad de detección para fotones del láser o fluorescencia, y $\eta = 0$ correspondería a una configuración usual de absorción donde los fotones de fluorescencia son despreciables. Finalmente debe notarse que la tasa η es independiente de la eficiencia cuántica del detector.

Considerando ahora el espectro de transmisión correspondiente a altas densidades atómicas ($n \approx 1 \times 10^{14} \text{at/cm}^3$, $T = 152^\circ\text{C}$) en la figura 4.9(c), observamos aquí estructuras importantes alrededor de las transiciones atómicas. Los valores correspondientes a α se aproximan a la absorción total, como es de esperar en el caso de medios ópticamente espesos. La absorción para los dos isótopos de Rb no es proporcional a su abundancia natural. Siendo que en el medio ópticamente espeso el isótopo de mayor abundancia (85Rb) puede experimentar una absorción total mientras que el de menor abundancia (87Rb) continúa incrementando su absorción. El coeficiente de fluorescencia β es aproximadamente la mitad de α . Los espectros de α y β muestran diferencias significativas en su forma de línea.

En particular las líneas del espectro atómico aparecen mejor resueltas en el espectro de β , esto se evidencia claramente sobre las líneas $^{87}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$. Otro particularidad que podemos mencionar es la observación de que la forma de línea de la frecuencia β alcanzan la misma amplitud en todas las transiciones atómicas. La explicación de esta observación escapa al abordaje de nuestro modelo. Como resultado de las particularidades espectrales de α y β descritas, el espectro de transmisión presenta una forma inusual, con un máximo local en el centro de línea de ancho Doppler. Esto se observa claramente en las transiciones correspondientes al ^{85}Rb .

Por último analizamos la relación de conservación de la energía R . En la figura 4.10 se presenta la dependencia sobre R para los correspondientes valores de τ' . Las medidas presentadas en figura corresponden a colección de luz sobre distintas posiciones de la superficie de la celda y además con distintas densidades atómicas (abarcando diferencia de más de dos órdenes de magnitud). El ajuste lineal descrito por la ec.4.29 es verificada satisfactoriamente para valores de $\eta \simeq 0,8$ y $b \simeq 0,8$.

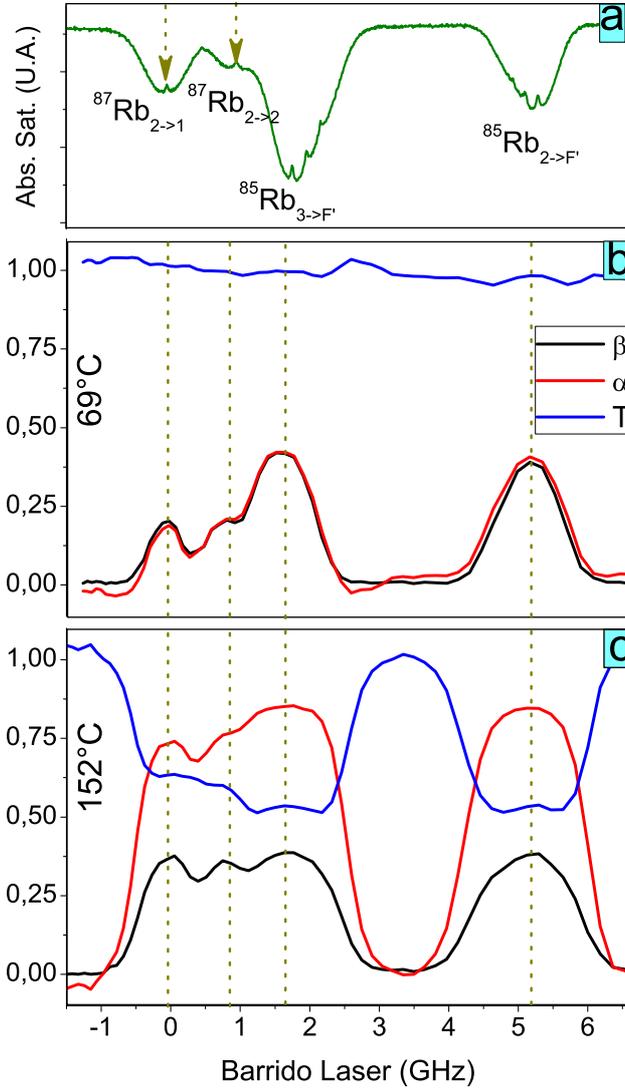


Figura 4.9: (a) Absorción saturada de la referencia atómica (b), y (c) Transmisión (T), absorción α y fluorescencia β en función de la desintonía láser respecto de la transición $^{87}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F' = 1$, para Temperaturas de 69°C y 152°C respectivamente

Finalmente realizamos una estimación de los parámetros de la porosidad. Si con-

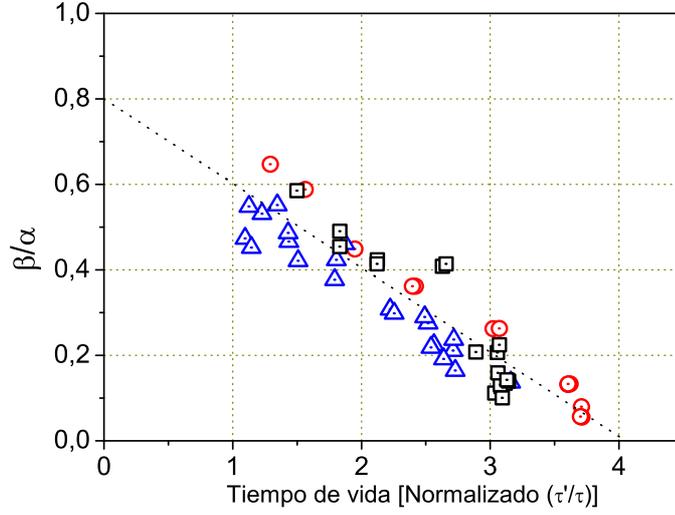


Figura 4.10: Medida de la relación de energía (fluorescencia/absorción= α/β) como función del tiempo de vida de la fluorescencia. Los distintos símbolos refieren a distintas posiciones en la imagen de la celda porosa. El ajuste lineal considera todos los puntos

sideramos el flujo de átomos por unidad de superficie (ver apéndice A) tenemos:

$$J_{\hat{n}} = n \frac{\langle v \rangle}{4} = n \left(\frac{k_B T}{2\pi m} \right)^{1/2} \quad (4.31)$$

donde $n \equiv \frac{N_{at}}{V}$ es la densidad atómica (N_{at} es el número de átomos en el volumen interno V del poro), y $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ es la velocidad media. Tomando A como el área promedio de los poros, podemos decir que la tasa de colisiones por átomo sobre las paredes de un poro será

$$\Gamma_C = \frac{A \langle v \rangle}{V 4} \quad (4.32)$$

Igualando esta expresión a $\gamma_c \equiv \tau_c^{-1}$ la tasa de colisiones de los átomos determinada por el modelo tenemos:

$$\gamma_c \equiv \tau_c^{-1} = \frac{(1-b)}{b\tau} = \frac{A \langle v \rangle}{V 4} \quad (4.33)$$

podemos determinar la tasa de colisiones del utilizando b hallado: $\gamma_c/2\pi \approx 1,5\text{MHz}$. La relación área volumen estará dada por:

$$\frac{A}{V} = \frac{4\gamma_c}{\langle v \rangle} \quad (4.34)$$

Tomando ahora un poro de forma esférica, como representativo del medio poroso, de la relación área volumen 4.34 (para esta geometría $A/V=6/D$), obtenemos para D el diámetro de la esfera:

$$D = \frac{3 \langle v \rangle}{2 \gamma_c} \quad (4.35)$$

Con el valor de γ_c determinado experimentalmente, y $\langle v \rangle = 310\text{m/s}$ (donde utilizamos $T = 400^\circ\text{K}$), obtenemos para el diámetro $D \simeq 50\mu\text{m}$, que es un valor consistente con los los tamaños de granos utilizados para la fabricación de la celda.

4.5 Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado la transmisión de la luz resonante en nuestro sistema. A partir de la espectroscopía de resolución temporal hallamos las contribuciones de absorción y fluorescencia de la luz transmitida y pudimos observar e interpretar el denominado efecto de esfera integradora, donde átomos inmersos en el campo difuso dentro del medio poroso, compensan su absorción con su fluorescencia. Para altas densidades observamos un reducción de la relación absorción fluorescencia, que aparece como consecuencia del incremento de la probabilidad del decaimiento no radiativo de los átomos, debido a sus colisiones contra las paredes de los intersticios de los poros. Hemos presentado un modelo simple que describe los fotones detectados, a partir del proceso de atrapamiento de fotones, y pudimos extraer de los datos espectrales, la tasa de la rama de emisión radiativa que nos permite hallar una estimación de la tasa de colisiones de los átomos contra las paredes de los poros y consecuentemente una estimación del diámetro medio de poro consistente con el tamaño esperado. Además se observó la existencia de una cota temporal del decaimiento de la fluorescencia para los átomos confinados en el medio poros, que es consistente con lo predicho por el modelo teórico.

Capítulo 5

Espectroscopía no lineal

Antes de abordar la espectroscopía no lineal analizaremos brevemente las diferencias entre los procesos lineales y no lineales. Nos referimos a los procesos donde la luz interactúa linealmente con el medio, como aquellos donde las propiedades ópticas del medio a través del cual viaja la luz no son modificadas por el campo de la luz.

Los procesos ópticos lineales son lo habitual cuando tenemos bajas intensidades o campos lejos de las resonancias atómicas. A medida que se incrementa la intensidad de la luz, o las frecuencias de los campos se aproximan a las condiciones de resonancia con las transiciones atómicas, aparece la interacción *no-lineal*, donde las propiedades ópticas del medio son modificadas por el campo de luz.

Un ejemplo fundamental de proceso *no-lineal* es la *saturación de la absorción*. Considerando un átomo de dos niveles sometido a luz resonante. Si la potencia de la luz es baja, los átomos son excitados esporádicamente al nivel superior y retornan al nivel fundamental vía emisión espontánea. En esta situación el número de átomos en el nivel fundamental no son mayormente afectados por la luz. Si por otro lado la intensidad de la luz se incrementa la tasa de excitación se torna comparable a la tasa de decaimiento espontáneo. El desdoblamiento resultante en el nivel fundamental reduce el coeficiente de absorción (o también podemos decir que el medio se torna transparente). De esta forma el coeficiente de absorción depende de la intensidad de la luz y por tanto el proceso de absorción en este régimen es no lineal.

El procedimiento general por el cual la luz lleva al sistema atómico a través de procesos de excitación y consiguientes procesos de emisión a una determinada configuración de poblaciones sobre sus estados, es habitualmente denominado *bombeo óptico*. Desde los seminales trabajos de Kastler el *bombeo óptico* es considerado un arquetipo de la interacción no lineal entre átomo y luz, entendido como un proceso donde la luz induce el cambio de las propiedades ópticas del medio atómico. En el *bombeo óptico* se transfiere momento angular de los fotones hacia los átomos de forma regida por las reglas de selección, permitiendo transferir poblaciones entre los estados atómicos internos. La relevancia del *bombeo óptico* como una técnica de la física atómica para manipular átomos con luz, nos ofrece una vía de trabajo para el estudio de los átomos embebidos en el medio poroso. En este capítulo nos centraremos en la espectroscopía no lineal del vapor de Rb confinado en el medio poroso, donde un campo *bombea* el medio atómico mientras otro campo *sondea* los efectos

de la luz sobre el medio atómico. Primeramente analizaremos la situación simple en una celda de vapor común donde la detección del campo sonda puede realizarse separadamente del campo de bombeo. Posteriormente abordaremos en profundidad la situación donde los átomos están confinados en el medio porosos, y el campo de bombeo y sonda están totalmente desordenados y mezclados.

5.1 Espectroscopía con dos campos resonantes incoherentes

En esta sección repasaremos los resultados conocidos de la espectroscopía no lineal en una celda común, a los efectos de contrastarlos con los obtenidos para átomos confinados en la celda porosa.

Para estudiar el efecto no lineal de la luz sobre el vapor atómico en una celda macroscópica, hacemos incidir sobre el medio atómico un campo que denominamos *bombeo* y otro campo independiente que llamamos *sonda* que no presenta coherencia temporal con el campo de *bombeo*. Detectamos la luz del campo *sonda* que pasa por el vapor atómico y que es sensible a la presencia del campo de *bombeo*.

No consideraremos procesos coherentes, y para asegurar que los campos ópticos utilizados son temporalmente incoherentes utilizaremos fuentes láser independientes.

5.1.1 Montaje de la detección

En la figura 5.1 se presenta el esquema del montaje experimental donde utilizamos dos láser de diodo de cavidad extendida (1 y 2), operando sobre las transiciones de la línea *D1*. El Laser1 de *bombeo* está estabilizado en una frecuencia fija utilizando como referencia atómica la señal de la absorción saturada. El Laser2 del campo *sonda*, es sintonizable sobre las transiciones de la línea *D1* utilizando como referencia de frecuencia una (segunda) absorción saturada. Las potencias utilizadas son 3 – 1mW. Los haces se cruzan en la celda

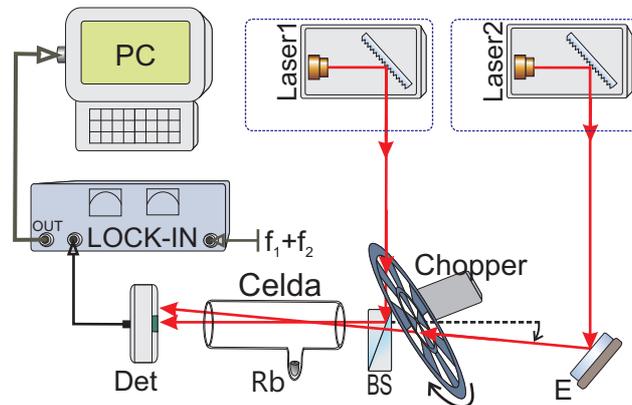


Figura 5.1: *Montaje experimental: Láser1 y Láser2 de cavidad extendida. Chopper modula intensidades a frecuencias f_1 y f_2 . Detección sincrónica, de la señal del detector Det con el Lock-in a frecuencia $f_1 + f_2$.*

de Rb formando un ángulo pequeño, yendo solamente el campo *sonda* al detector cuya señal es registrada digitalmente en el PC.

Para extraer una señal que sea sensible a la respuesta atómica no lineal, implementamos un procesamiento de detección de la señal con doble modulación. Como se ve

en la figura 5.1 el Chopper modula en amplitud los haces a frecuencias f_1 y f_2 . Sobre el detector solo colectamos la luz del haz *sonda*. Se realiza una detección sincrónica a la frecuencia suma $f_1 + f_2$.

5.1.2 Descripción teórica

Teniendo presente las transiciones de la línea $D1$, describiremos la interacción de los campos de *bombeo* y *sonda* con un sistema atómico que consta de un estado fundamental g de energía 0 y dos estados excitados e_1, e_2 de energías $\hbar\omega_{e_1}, \hbar\omega_{e_2}$ respectivamente. Teniendo en cuenta el efecto Doppler y despreciando el ancho natural de las transiciones, la condición de resonancia para un campo de frecuencia ω_L es:

$$0 = \omega_L - \omega_{e_i} - \vec{k} \cdot \vec{v} \quad \text{donde } i = 1, 2$$

análogamente las condiciones de resonancia de los campo de *bombeo* y *sonda*, con los niveles e_1 y e_2 :

$$\omega_B - \omega_{e_i} - \Delta = \vec{k}_B \cdot \vec{v} \quad (5.1)$$

$$\omega_S - \omega_{e_j} - \delta = \vec{k}_S \cdot \vec{v} \quad (5.2)$$

La condición para que ambos campos sean resonantes con las transiciones de un mismo átomo del vapor atómico, es $\Delta = \delta$ para los distintos pares $\{e_i, e_j\}$. En la figura 5.2 se presentan las condiciones de resonancia de los campos de bombeo y sonda.

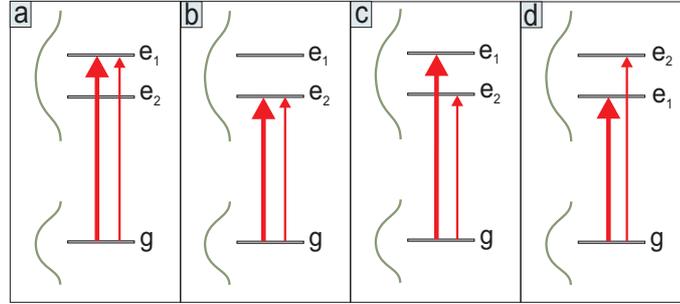


Figura 5.2: Condiciones de resonancia para los campos de bombeo (flecha gruesa) y sonda (flecha fina): (a) $\omega_S = \omega_B = \omega_{e_1}$; (b) $\omega_S = \omega_B = \omega_{e_1}$; (c) $\omega_S = \omega_{e_2}$ y $\omega_B = \omega_{e_1}$; (d) $\omega_S = \omega_{e_1}$ y $\omega_B = \omega_{e_2}$

5.1.3 Análisis de observaciones experimentales

En la figura 5.3 se presentan las medidas experimentales de la señal no lineal, realizadas sobre las transiciones $^{85}\text{Rb}(3 \mapsto F')$ de la línea $D1$. Teniendo esto presente, en el esquema de niveles presentado en la figura 5.2, el estado g corresponde a $F = 3$, y los estados e_1 y e_2 a $F' = 2$ y $F' = 3$ respectivamente.

Podemos interpretar las estructuras que aparecen en *b*, *c* y *d*, como una mayor transmisión del campo *sonda*, debido al incremento de la transparencia del medio atómico como consecuencia del desdoblamiento de átomos del estado fundamental realizado por el campo de *bombeo*.

La figura 5.3 (b) corresponde a la situación donde el campo de bombeo está sintonizado en el centro de la distribución Doppler (correspondiente a una frecuencia entre e_1 y e_2). Podemos interpretar el pico central ubicado en la posición del bombeo como el correspondiente a las condiciones de resonancias (a) y (b) de la figura 5.2, y los picos laterales, como consecuencia de las condiciones de resonancia (c) y (d) respectivamente. La observación de una amplitud del pico central mayor a la de los laterales es consecuencia de que al pico central contribuyen los dos niveles excitados a través de dos procesos resonantes diferentes, mientras que no es el caso de los picos laterales.

En (c) y (d) de la figura 5.3 se observa la disminución de las estructuras cuando desintonizamos al campo de bombeo. A medida que el campo de bombeo se desintoniza, la eficiencia de los procesos no lineales se reduce, porque se seleccionan átomos con desintonías Doppler mayores.

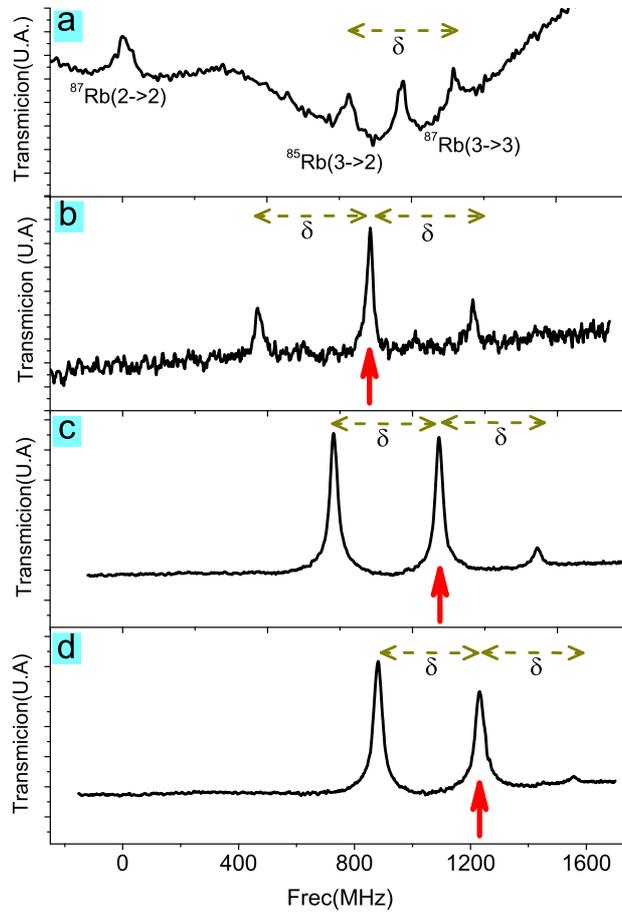


Figura 5.3: Señal no lineal extraída del campo sonda para distinta desintonías del campo de bombeo: (a) referencia atómica de la absorción saturada. (b) Bombeo sintonizado en el centro de la Doppler (c) y (d) bombeo (flecha) con desintonía creciente (> 0) del centro de la Doppler

5.2 Espectroscopía con dos campos incoherentes de luz difusa

Como vimos en la sección anterior las señales de la espectroscopía no lineal con dos campos resonantes con el vapor atómico, pueden entenderse de forma relativamente sencilla con las condiciones de resonancia halladas en 5.1.2. En cambio cuando ya

no tenemos dos campos bien definidos, (con una dirección de propagación y una dirección de polarización), sino campos difusos debemos realizar un abordaje mas refinado.

Como vimos en 2.3.1, cuando la luz se propaga en el medio poroso y presenta un comportamiento difusivo, en un punto dado del volumen de la muestra, la luz aparece en primera aproximación como una superposición aleatoria de ondas con diferentes direcciones. En consecuencia la variación aleatoria de las variables de amplitud, fase y polarización del campo ocurren en distancias del orden de la longitud de onda de la luz. Si inicialmente dos campos diferentes, uno de *bombeo* y el otro de *sonda*, inciden sobre la muestra porosa, cada campo es sucesivamente dispersado y aleatorizado independientemente. La diferencia de fases entre los campos de *sonda* y *bombeo*, varía estocásticamente sobre diferentes puntos de la muestra. Consecuentemente solo los efectos que no dependen de la fase relativa entre los campos están presentes en la respuesta promedio del ensamble de átomos embebidos la muestra porosa.

En el experimento que describiremos, dos haces laser iluminan la muestra. Análogamente a la situación presentada en 5.1, el campo de *bombeo* tiene una frecuencia constante mientras que el *sonda*, es sintonizado sobre las transiciones de la línea *D1* de ambos isótopos de Rb. Dos mecanismos pueden dar origen a la respuesta no lineal del medio atómico dependiente del producto de las intensidades de los campos. El primer mecanismo es la saturación. La presencia de un campo resonante con las transiciones atómicas reduce la diferencia de poblaciones entre el estado base y el nivel excitado, de manera que para el segundo campo la transición se vuelve más transparente. El segundo mecanismo es el bombeo óptico, donde los átomos excitados desde un nivel base decaen vía emisión espontánea sobre diferentes niveles base.

5.3 Montaje Experimental

De forma similar a lo descrito en 5.1.1, en la figura 5.4 se presenta el esquema del montaje experimental. Utilizamos dos láseres de cavidad extendida (1 y 2), operando sobre las transiciones de la línea *D1*. Estabilizamos el Laser1 de *bombeo* en una frecuencia fija utilizando como la referencia atómica la señal de la absorción saturada. El Laser2 del campo *sonda*, es sintonizable sobre las transiciones de la línea *D1* utilizando como referencia de frecuencia la absorción saturada. Las potencias utilizadas son 10 – 30mW.

Como se observa en la figura 5.4, hicimos incidir los haces formando un pequeño ángulo ($\approx 5^\circ$) sobre el medio poroso de la celda, que está ubicada en el horno a temperatura de 116°C. Una lente realiza una imagen de una superficie pequeña del material poroso sobre el fotodetector.

Análogamente a lo descrito en 5.1.1 para realizar una detección que solo sea sensible a la respuesta no lineal, proporcional al producto de las intensidades de ambos láseres, implementamos un procesamiento de detección de la señal con doble modulación. Como se ve en la figura el Chopper modula la intensidad de los haces a frecuencias f_1 y f_2 . Realizamos la detección sincrónica a la suma de frecuencias $f_1 + f_2$.

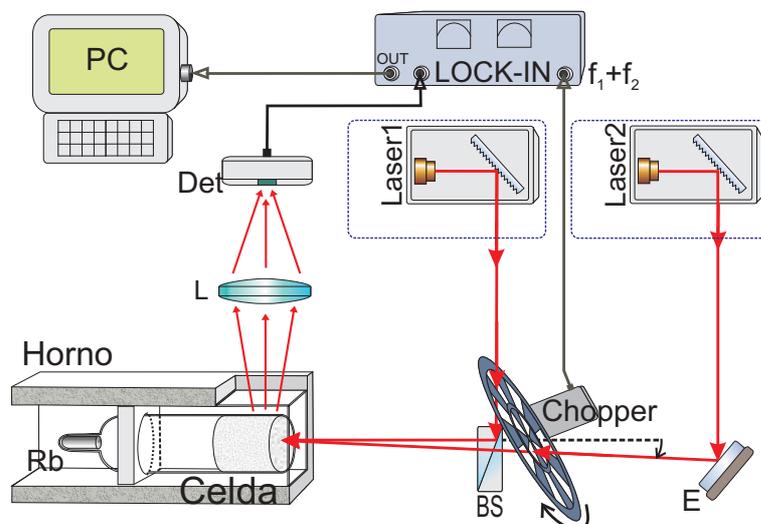


Figura 5.4: Montaje experimental: Láser1 y Láser2 de cavidad extendida. Chopper modula intensidades a frecuencias f_1 y f_2 . Detección sincrónica, de la señal del fotodetector Det con el Lock-in a frecuencia $f_1 + f_2$.

5.4 Modelo

Con el objetivo de calcular la respuesta atómica no lineal, primero evaluaremos el número de átomos simultáneamente resonantes con los campos del bombeo y sonda, en función de sus frecuencias y teniendo en cuenta la distribución de velocidades atómicas en el vapor con el subsecuente efecto Doppler. Para este cálculo despreciamos el ancho homogéneo de las transiciones asumiendo que es mucho menor que el ancho Doppler típico. Una vez que el número de átomos doblemente resonantes para un par de transiciones atómicas es conocido, podemos estimar su contribución a la señal. La señal observada experimentalmente corresponde a variaciones en función de la desintonía del campo *sonda*, de la potencia de luz que alcanza el detector después de atravesar el medio poroso. Los principales mecanismos responsables de las variaciones en potencia de la luz en el detector son las pérdidas de energía por decaimiento no radiativo de los átomos excitados que colisionan contra las paredes de los poros, y la dispersión resonante de la luz en modos de propagación no dirigidos hacia el detector. Como consecuencia de lo observado en el capítulo anterior, si las densidades atómicas son bajas, estimamos que el primer mecanismo es el dominante. En cualquier caso ambos mecanismos son proporcionales a la población del estado excitado. En consecuencia utilizamos el cálculo de la población atómica del estado excitado como una medida de la señal del fotodetector. Veremos que puede calcularse la población del estado excitado utilizando ecuaciones de tasas sobre las poblaciones de los niveles atómicos para las distintas configuración de los campos sobre el sistema. El uso de las ecuaciones de tasas en este contexto es naturalmente justificado al asumir que los efectos coherentes son estadísticamente promediados. La técnica de procesamiento de señal usada en nuestro experimento nos permite extraer a la salida del detector la contribución proporcional al producto de las intensidades. Por lo cual para evaluar

dicha señal expandimos la solución exacta de la solución de las ecuaciones de tasas en series de potencias de las intensidades del campo y retenemos solo el término de menor orden en el producto de las intensidades.

5.4.1 Calculo del número de átomos doblemente resonantes

Para nuestro modelo estamos asumiendo que básicamente los dos campos de bombeo y sonda, son completa e independientemente aleatorizados por su dispersión en el medio poroso. Como consecuencia en cualquier posición de la muestra, podemos considerar los campos, como una superposición estadística de ondas planas cada una de las cuales es caracterizada por su vector de onda. A partir de esto vamos a determinar el número de átomos interactuantes con los dos campos, determinando los átomos simultaneamente resonantes con el par de ondas planas de *bombeo* y *sonda*; asumiendo que todas las contribuciones de todos los posibles pares *bombeo-sonda* pueden ser incoherentemente sumados.

Considerando que la frecuencia del campo de *bombeo* es $\omega_0 + \Delta$ y que la del campo *sonda* es $\omega_1 + \delta$, donde ω_0 y ω_1 son dos frecuencias de transiciones atómicas ($\delta, \Delta \ll \omega_0, \omega_1$). Podemos asumir inicialmente sin pérdida de generalidad, que el vector de onda del campo de *bombeo* está dirigido a lo largo de la dirección \hat{z} mientras que el vector de onda del campo *sonda* está sobre el plano $\hat{x}\hat{z}$, y formando un ángulo θ con el eje \hat{z} . Tomaremos $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ como la velocidad atómica.

La distribución de velocidades de Maxwell para las componentes $\{x, z\}$ de velocidad es:

$$N(v_x, v_z) = \frac{N_0}{\pi v_p^2} e^{-\frac{v_x^2 + v_z^2}{v_p^2}} \quad (5.3)$$

donde N_0 es el número total de átomos en la muestra y $v_p^2 = \frac{2k_B T}{m}$.

Despreciando el ancho homogéneo de las transiciones atómicas, las condiciones de resonancias para los dos campos son:

$$\Delta = k_0 v_z \quad (5.4)$$

$$\delta = k_1 (v_x \sin\theta + v_z \cos\theta) \quad (5.5)$$

donde $k_i = \frac{\omega_i}{c}$, si consideramos que k_0 y k_1 difieren de manera despreciable ($k = k_0 \simeq k_1$) tenemos,

$$v_x = \frac{\delta - \Delta \cos\theta}{k \sin\theta} \quad (5.6)$$

Introduciendo 5.4 y 5.6 en 5.3, tenemos que el número de átomos doblemente resonantes estará dado por:

$$N(\delta, \Delta) = \frac{N_0}{\pi \mathfrak{D}^2} e^{-\frac{\Delta^2 \sin^2\theta + (\delta - \Delta \cos\theta)^2}{\mathfrak{D}^2 \sin^2\theta}} \quad (5.7)$$

donde hemos introducido el ancho medio Doppler al nivel e^{-1} como $\mathfrak{D} = kv_p$. Esta expresión muestra que $N(\delta, \Delta)$ es una función Gaussiana de δ centrada en $\delta = \Delta \cos\theta$ con un ancho e^{-1} : $\mathfrak{D} \sin\theta$.

Utilizaremos ahora la expresión anterior para considerar todas las contribuciones del vector de onda del campo *sonda*, cuya dirección estará definida por los ángulos de coordenadas polares θ y ϕ . Asumiendo una distribución uniforme de las ondas *sonda* sobre el ángulo sólido e integrando sobre todas sus posibles direcciones:

$$N(\delta, \Delta) = \frac{2N_0}{\mathfrak{D}^2} \int_0^\pi e^{-\frac{\Delta^2 \sin^2 \theta + (\delta - \Delta \cos \theta)^2}{\mathfrak{D}^2 \sin^2 \theta}} \sin \theta d\theta \quad (5.8)$$

en donde integramos en ϕ . Por último realizamos el cambio de variable $\cos \theta = u$, y obtendremos,

$$N(\delta, \Delta) = \frac{2N_0}{\mathfrak{D}^2} \int_{-1}^1 e^{-\frac{(\Delta^2 + \delta^2 - 2\delta\Delta u)}{\mathfrak{D}^2(1-u^2)}} du = \frac{2N_0}{\mathfrak{D}^2} e^{-\frac{\Delta^2}{\mathfrak{D}^2}} \int_{-1}^1 e^{-\frac{(\delta - \Delta u)^2}{\mathfrak{D}^2(1-u^2)}} du \quad (5.9)$$

Esta integral puede verse como una suma de funciones Gaussianas de δ , con ancho $\mathfrak{D}\sqrt{1-u^2}$ cuyos centros están distribuidos en el intervalo $[-\Delta, \Delta]$. La ecuación 5.9 fue obtenida bajo la hipótesis de que el campo de bombeo tiene una orientación bien definida. Sin embargo la isotropía de la propagación de la luz dentro de la muestra asegura que esto permanecerá válido siempre y cuando el campo de bombeo esté compuesto de una suma incoherente de ondas orientadas aleatoriamente. Asumiendo que el campo de bombeo tiene su desintonía Δ que ha sido fijada, y que su ancho de línea espectral es ϵ ($\epsilon \ll \mathfrak{D}$), obtenemos la distribución $\mathcal{N}(\delta)$ de la doble resonancia de los átomos como función de la desintonía δ .

$$\mathcal{N}(\delta) = \frac{2N_0\epsilon}{\mathfrak{D}^2} e^{-\frac{\Delta^2}{\mathfrak{D}^2}} \int_{-1}^1 e^{-\frac{(\delta - \Delta u)^2}{\mathfrak{D}^2(1-u^2)}} du \quad (5.10)$$

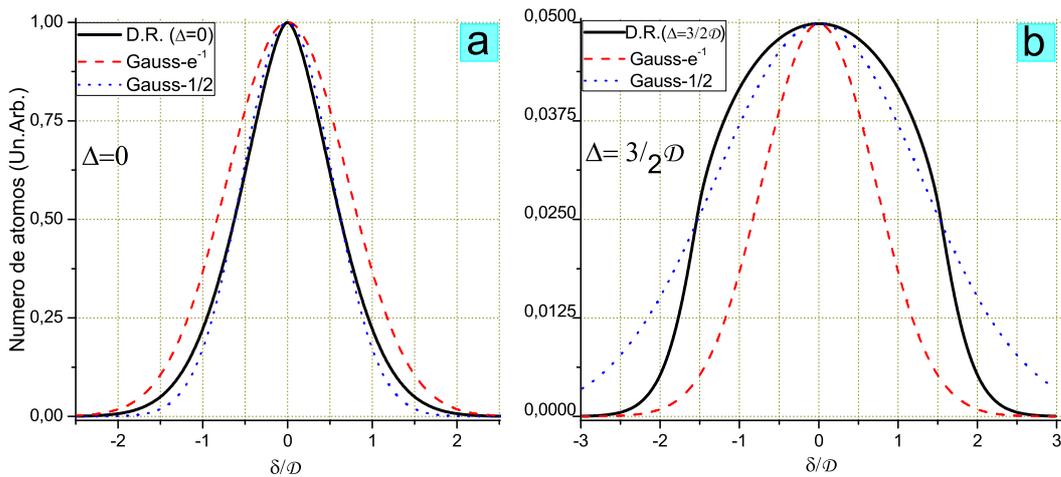


Figura 5.5: Función de átomos doblemente resonantes $\mathcal{N}(\delta)$ [continua]: (a) $\Delta = 0$, (b) $\Delta = 3/2\mathfrak{D}$ ($\mathfrak{D} : e^{-1}$ ancho medio Doppler). Gaussiana de ancho medio \mathfrak{D} [cortada], Gaussiana con el mismo ancho medio que $\mathcal{N}(\delta)$ [punteada]

En la figura 5.5 (a) y (b) mostramos la función de distribución $\mathcal{N}(\delta)$, calculada para átomos con una sola transición ($\omega_1 = \omega_0$), para dos diferentes valores de desintonía Δ . A los efectos de realizar una comparación se presenta junto con una Gaussiana (rayas) de ancho medio e^{-1} : \mathfrak{D} , al que nos referiremos como el perfil Doppler. También es mostrado el perfil Gaussiano (punteado) con el mismo ancho a media altura de $\mathcal{N}(\delta)$. Cuando $\Delta = 0$ la ec. 5.10 describe una suma de Gaussianas centradas en el origen, cuyo ancho es más estrecho que \mathfrak{D} . Comparando a media altura $\mathcal{N}(\delta)$ con el perfil Doppler, es más estrecho por un factor 0,75. Cuando $\Delta \neq 0$ el valor del pico de la distribución se reduce por un factor $\exp\{-(\Delta^2/\mathfrak{D})^2\}$. En este caso para pequeños valores de δ , $\mathcal{N}(\delta)$ es una función que varía lentamente hasta que δ se aproxima a $\pm\Delta$ a partir de donde se aprecia una disminución pronunciada.

La diferencia más llamativa entre la distribución dada por la ec. 5.10 y la ec. 5.7 correspondiente a la distribución átomos doblemente resonantes cuando solo dos ondas planas son consideradas, es que mientras que la primera es una función par de δ para cualquier valor de desintonía del bombeo, la segunda no está en general centrada en $\delta = 0$ a menos que $\Delta = 0$. Esta simetría de $\mathcal{N}(\delta)$ en torno a $\delta = 0$ es consecuencia del promediado sobre todas las posibles orientaciones relativas de los campos de *bombeo* y *sonda*.

En la figura 5.6 mostramos como evoluciona el ancho medio e^{-1} de la doble resonancia atómica $\mathcal{N}(\delta)$ en función de la desintonía del campo de bombeo Δ . La variación del ancho medio con la desintonía se incrementa desde su valor mínimo de forma no lineal hasta que asintóticamente (para $\Delta \geq 1,5\mathfrak{D}$) crece linealmente.

El apartamiento de $\mathcal{N}(\delta)$ del perfil Gaussiano tiene consecuencias espectrales significativas. Cuando el campo de bombeo es sintonizado en resonancia sobre una transición dada, la correspondiente distribución de átomos doblemente resonantes es más estrecha que el perfil Doppler. Cuando el campo de bombeo está desintonizado de la resonancia, el perfil de átomos doblemente resonantes además de ensancharse significativamente emergen nuevas particularidades.

Estas nuevas características pueden observarse más claramente cuando los átomos poseen dos transiciones próximas. Dependiendo de la frecuencia del campo de bombeo y de la separación entre las transiciones atómicas (comparadas con el ancho Doppler), pueden ocurrir una amplia variedad de formas de línea. Dos ejemplos son presentados en la figura 5.7 donde el número de átomos doblemente resonantes es graficado para el caso de dos transiciones de igual peso con una separación en frecuencia de $3\mathfrak{D}$. Un pico estrecho aparece sobre el centro de las transiciones atómicas como consecuencia del decaimiento pronunciado de $\mathcal{N}(\delta)$ cuando $\delta \simeq \Delta$. Podemos

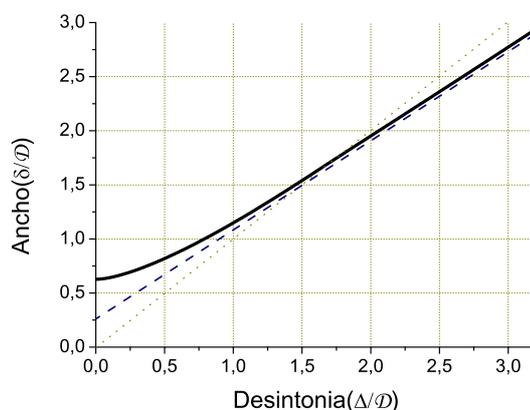


Figura 5.6: Ancho medio de $\mathcal{N}(\delta)$ en función de la desintonía del campo de bombeo

Figura 5.6: Ancho medio de $\mathcal{N}(\delta)$ en función de la desintonía del campo de bombeo

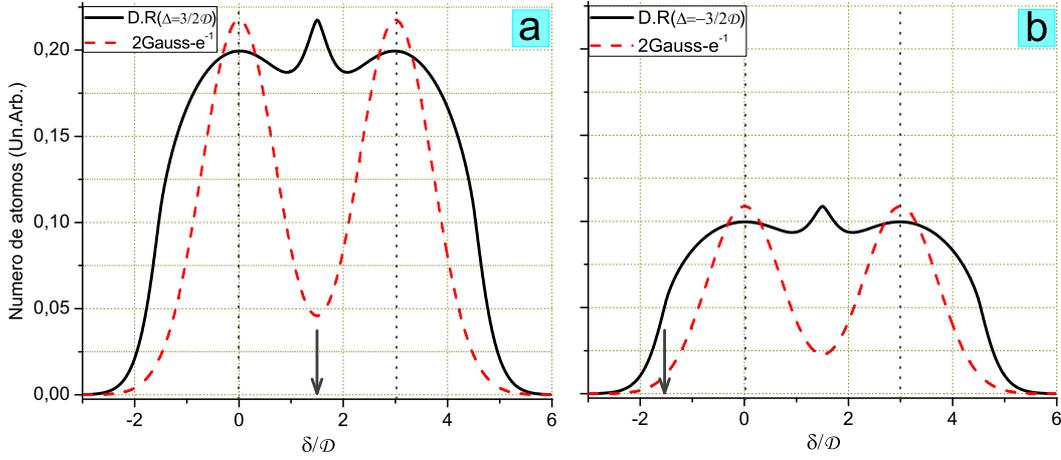


Figura 5.7: Número de átomos doblemente resonantes con dos transiciones atómicas de igual peso separadas por $\omega_1 - \omega_0 = 3\mathcal{D}$ [continua]. La línea cortada corresponde a la suma de dos funciones Gaussianas de ancho medio $e^{-1}\mathcal{D}$. Las líneas punteadas corresponden a las transiciones atómicas. Las frecuencias indican la ubicación del campo de bombeo. (a) Desintonía simétrica del campo de bombeo $\Delta = 3/2\mathcal{D}$. (b) Desintonía asimétrica del campo de bombeo $\Delta = -3/2\mathcal{D}$

notar que la posición del bombeo no se corresponde necesariamente con la ubicación del pico estrecho central.

5.4.2 Cálculo de las poblaciones del estado excitado

Para abordar el problema de la determinación de las poblaciones del estado excitado del sistema atómico en interacción con una distribución aleatoria de campos de bombeo y sonda, realizaremos inicialmente la descripción general del sistema por la ecuación maestra, donde se considera un sistema pequeño de átomos inmersos en un reservorio de campos. De esta forma la evolución de las poblaciones estará dada por la ec[40]:

$$\frac{dn_e}{dt} = - \sum_{q \neq e} W_{e \rightarrow q} n_e + \sum_{g \neq e} W_{g \rightarrow e} n_g \quad (5.11a)$$

$$\frac{dn_g}{dt} = - \sum_{p \neq g} W_{g \rightarrow p} n_g + \sum_{e \neq g} n_e W_{e \rightarrow g} \quad (5.11b)$$

donde n_g y n_e son los elementos del operador densidad correspondientes a las poblaciones de los estados g y e respectivamente, $W_{e \rightarrow g}$ corresponde a la probabilidad de transición por unidad de tiempo del estado e al estado g como resultado del acoplamiento con el reservorio de los campos (y análogamente para los otros $W_{l \rightarrow p}$). A partir de aquí, consideramos átomos con solo dos niveles e y g , excitado y fundamental respectivamente, cuyas degeneraciones de subniveles Zeeman son d_g y d_e

respectivamente. Entonces obtenemos directamente para los subniveles Zeeman (de índice m y m'):

$$\dot{n}_{e_{m'}} = -\gamma n_{e_{m'}} - n_{e_{m'}} \sum_{m=1}^{m=d_g} W_{mm'}^q + \sum_{m=1}^{m=d_g} W_{m'm}^q n_{g_m} \quad (5.12)$$

$$\dot{n}_{g_m} = -\gamma n_{g_m} + \sum_{m'=1}^{m'=d_e} W_{mm'}^q n_{e_{m'}} - n_{g_m} \sum_{m'=1}^{m'=d_e} W_{m'm}^q + \gamma n_{g_{m0}} \quad (5.13)$$

donde además incluimos en ambas ecuaciones a la derecha de las igualdades un término de relajación, siendo γ la tasa de pérdida que afecta a todos los estados; en nuestro sistema esta tasa toma en cuenta de forma simplificada la interrupción de la interacción de los átomos con la luz provocada por las colisiones contra las paredes de los poros. Finalmente, en el último término de 5.13 incluimos el término de repoblación del estado fundamental (por ejemplo debido a átomos provenientes de las paredes) donde $n_{g_{m0}}$ corresponde al número de átomos *frescos* que entran al sistema a una tasa γ . Para poder determinar las ecuaciones que describan la evolución del sistema atómico en un sistema de ecuaciones mas simple (hasta aquí tenemos una ecuación para cada subnivel Zeeman) nos detendremos más detalladamente en las probabilidades de transición, $W_{m'm}$ y $W_{mm'}$, que a su vez nos permitirán realizar predicciones cuantitativas sobre las amplitudes de los espectros.

A partir de lo presentado en la sección 2.1.2, podemos escribirlas explícitamente[21]:

$$W_{m_F m'_F}^q = (I + \Gamma_0) |\langle \alpha, g, m_F | D_q^{(1)} | \alpha', e, m'_F \rangle|^2 \quad (5.14)$$

$$W_{m'_F m_F}^q = I |\langle \alpha', e, m'_F | D_q^{(1)} | \alpha, g, m_F \rangle|^2 \quad (5.15)$$

donde hemos incluido el subíndice F al subnivel Zeeman para remarcar que corresponden a transiciones entre estados (e o g) del momento angular atómico total \hat{F} . I es una constante proporcional a la intensidad de la luz del campo aplicado, y Γ_0 corresponde al proceso de emisión espontánea). Consecuentemente si sumamos sobre m y m' los términos con las tasas $W_{m'm}^q$ y $W_{mm'}^q$ corresponderán a la *absorción* y *emisión* sobre los estados e y g vinculado con la polarización de la luz¹. Si sumamos las tasas de absorción (o emisión) para las tres posibles transiciones dipolares (ver 2.2) originadas desde uno de los subniveles Zeeman del estado inicial y asumiendo como consecuencia de la isotropía de los campos dentro del medio poroso, que la intensidad de la luz sobre las tres componente de la polarización es la misma, tendremos entonces que la tasa total (absorción) con la cual el átomo deja el estado inicial $|\alpha, g, m_F\rangle$ es:

¹A partir de las propiedades de los símbolos $3j$ [41] podemos deducir, cual polarización de la luz será necesaria par seleccionar una transición particular

$$\sum_{q, m'_F} W_{m'_F m'_F}^q = I \sum_{q, m'_F} |\langle \alpha', e, m'_F | D_q^{(1)} | \alpha, g, m'_F \rangle|^2 \quad (5.16)$$

$$= I \sum_{q, m'_F} \begin{pmatrix} e & 1 & g \\ -m'_F & q & m'_F \end{pmatrix}^2 \langle \alpha', e | D^{(1)} | \alpha, g \rangle \quad (5.17)$$

$$= I \frac{|\langle \alpha', e | D^{(1)} | \alpha, g \rangle|^2}{2F_g + 1} \quad (5.18)$$

donde en la última igualdad hemos utilizado la regla de suma de los símbolos 3j [41], siendo $2F_g + 1 = d_g$ la degeneración del estado g . Notamos que la isotropía de los campos asumida en el medio poroso corresponde a luz no polarizada que llega uniformemente a los átomos en todas direcciones, y en esta situación la tasas de absorción es la misma para cada uno de los subniveles Zeeman, lo que refleja la simetría espacial del sistema físico.

Pasando ahora a la *emisión*, los tres posibles canales de transición $\Delta m_F = 0, \pm 1$ son no correlacionados, en el caso de la emisión espontánea esto es cierto porque las fluctuaciones del vacío en las diferentes polarizaciones son no correlacionadas y en el caso de la emisión estimulada esto se debe a que la polarización de los campos en el medio poroso es totalmente descorrelacionada, lo que es consistente con la isotropía del espacio. Sumando entonces sobre todas las transiciones de probabilidad de las diferentes polarizaciones, tendremos análogamente a lo calculado para la absorción, que la *emisión estimulada* será:

$$\sum_{q, m'_F} W_{m'_F m'_F}^q = (I + \Gamma_0) \sum_{q, m'_F} |\langle \alpha, g, m'_F | D_q^{(1)} | \alpha', e, m'_F \rangle|^2 \quad (5.19)$$

$$= (I + \Gamma_0) + \frac{|\langle \alpha, g | D^{(1)} | \alpha', e \rangle|^2}{2F_e + 1} \quad (5.20)$$

donde, $2F_e + 1 = d_e$ es la degeneración del estado e . Este cálculo no depende de si se trata de una transición $\Delta F = -1, 0, +1$ y además es independiente del m'_F nivel Zeeman inicial. Notamos que este último resultado es consistente con el principio de isotropía del espacio, imponiendo sobre todos los subniveles Zeeman la misma tasa de decaimiento. Como consecuencia de esto el decaimiento (inducido ó espontáneo) tampoco puede cambiar la distribución de poblaciones en los subniveles Zeeman.

Finalmente podemos escribir la suma de las probabilidades de transiciones entre los subniveles Zeeman como:

$$\sum_{q, m'_F} W_{m'_F m'_F}^q = I \frac{S_{ge}}{d_e} + \Gamma_g \quad \sum_{q, m'_F} W_{m'_F m'_F}^q = I \frac{S_{eg}}{d_g} \quad (5.21)$$

donde hemos introducido la definición del *peso de la transición* $S_{i,j} \equiv |\langle \alpha, i | D^{(1)} | \alpha', j \rangle|^2$, y $\Gamma_g \equiv \Gamma_0 \frac{S_{eg}}{d_e}$.

Ahora si estamos en condiciones de determinar la evolución de los estados e y g completos sumando sobre los subniveles Zeeman en las ecs. 5.12 y 5.13, y obtenemos:

$$\dot{n}_e = -\gamma n_e - n_e \left(I \frac{S_{ge}}{d_e} + \Gamma_g \right) + \sum_{m'=1}^{m=d_e} \sum_{m=1}^{m=d_g} W_{m'm}^q n_{g_m} \quad (5.22)$$

$$\dot{n}_g = -\gamma n_g + \sum_{m=1}^{m=d_g} \sum_{m'=1}^{m'=d_e} W_{mm'}^q n_{e_{m'}} - I \frac{S_{eg}}{d_g} n_g + \gamma n_{g_0} \quad (5.23)$$

donde hemos sustituido las expresiones:

$$n_e = \sum_{m'=1}^{m'=d_e} n_{e_{m'}} \quad n_g = \sum_{m=1}^{m=d_g} n_{g_m} \quad n_{g_0} = \sum_{m=1}^{m=d_g} n_{g_{m0}} \quad (5.24)$$

introducimos Γ correspondiente a transiciones más generales, para el caso que el sistema de dos niveles tenga canales de decaimiento hacia estados distintos de g de esta forma $\Gamma = \Gamma_g + \Gamma_a$ siendo Γ_a la tasa de emisión espontánea sobre los estados distintos de g . Cambiando el orden en que realizamos las sumatorias en las ecs. 5.22 y 5.23 finalmente obtenemos:

$$\dot{n}_e = -\gamma n_e - I \frac{S_{ge}}{d_e} n_e + I \frac{S_{eg}}{d_g} n_g - \Gamma n_e \quad (5.25)$$

$$\dot{n}_g = -\gamma n_g + I \frac{S_{ge}}{d_e} n_e - I \frac{S_{eg}}{d_g} n_g + \Gamma_g n_e + \gamma n_{g_0} \quad (5.26)$$

Si resolvemos las ecs. 5.25 y 5.26, del sistema de 2 niveles (ver figura 5.8) para la situación estacionaria ($\dot{n}_e = \dot{n}_g = 0$), obtenemos:

$$n_e = \frac{AI}{1 + BI} \quad (5.27)$$

donde

$$A = \frac{n_{g_0} S_{eg}}{d_g (\Gamma + \gamma)} \quad B = \frac{S_{eg}}{d_g} \left(1 + \frac{d_g}{d_e} + \frac{\Gamma_a}{\gamma} \right) \quad (5.28)$$

dada la forma de la expresión 5.27 el parámetro de saturación estará dado por IB . Podemos identificar el término proporcional a $\frac{\Gamma_a}{\gamma}$ como el responsable del *bombeo* de la población del estado g hacia otros estados. Si suponemos que $\Gamma_a = 0$ no hay bombeo y el sistema de dos niveles quedará cerrado por lo que el término restante proporcional a $(1 + \frac{d_g}{d_e})$ corresponde a la *saturación* del sistema cerrado.

A partir de las ecuaciones 5.25 y 5.26 podremos calcular las ecuaciones de tasas de bombeo para sistemas con mayor número de niveles.

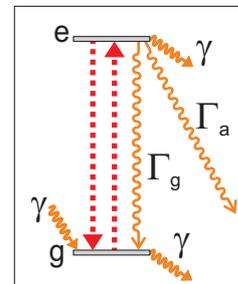


Figura 5.8: Esquema de sistema de 2 niveles: emisión y absorción inducida (flechas cortadas)

Teniendo presente las transiciones hiperfinas de la línea $D1$ del Rb, consideraremos un átomo con dos niveles base g_1 y g_2 y dos estados excitados e_1 y e_2 . Dependiendo de la ubicación de los campos de bombeo y sonda sobre cada una de las transición, pueden ocurrir cuatro posibles esquemas de niveles: un sistema de dos niveles con dos campos, un sistema en V , un sistema Λ , y dos sistemas de dos niveles separados. Los correspondientes esquemas son bosquejados en la figura 5.9. Cada esquema corresponde a un conjunto diferente de ecuaciones de tasas.

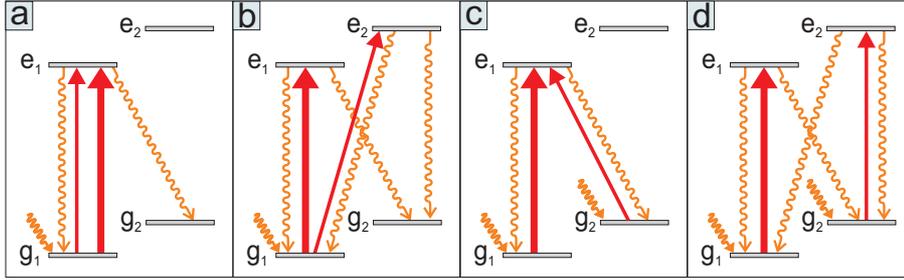


Figura 5.9: *Esquemas de niveles y campos para átomos doblemente resonantes con dos niveles fundamentales g_1 y g_2 y dos niveles excitados. Flechas: bombeo (gruesas), sonda (finas). Flechas rizadas: decaimiento de emisión espontánea. Adicionalmente tenemos 12 esquema similares que se obtienen intercambiando los campos de bombeo y sonda o las transiciones atómicas*

A continuación presentamos las ec de tasas para el esquema Λ de la figura 5.9 (c):

$$\dot{n}_{g_1} = - \left(\gamma + \frac{S_{1,1}I_1}{d_{g_1}} \right) n_{g_1} + \left(\Gamma p_{1,1} + \frac{S_{1,1}I_1}{d_{e_1}} \right) n_{e_1} + \gamma n_{10} \quad (5.29a)$$

$$\dot{n}_{g_2} = - \left(\gamma + \frac{S_{2,1}I_1}{d_{g_2}} \right) n_{g_2} + \left(\Gamma p_{1,2} + \frac{S_{2,1}I_2}{d_{e_1}} \right) n_{e_1} + \gamma n_{20} \quad (5.29b)$$

$$\dot{n}_{e_1} = \frac{S_{1,1}I_1}{d_{g_1}} n_{g_1} + \frac{S_{2,1}I_1}{d_{e_1}} n_{g_2} - \left[\gamma + \Gamma + \frac{(S_{1,1}I_1 + S_{2,1}I_2)}{d_{e_1}} \right] n_{e_1} \quad (5.29c)$$

donde n_{g_1} , n_{g_2} y n_{e_1} es la población de los niveles. I_1 e I_2 son proporcionales a la intensidad de los campos de *bombeo* y *sonda* respectivamente. $p_{i,j}$ es la probabilidad del decaimiento radiativo desde el estado excitado e_j hasta el estado base g_i . $d_{g_i} \equiv 2F_i + 1$ es la degeneración del nivel g_i . Siendo n_{i0} la población del nivel fundamental en ausencia de luz, y asumiendo que el ingreso de átomos frescos al sistema está termalizado, $n_{i0} = n_0 d_{g_i} / (d_{g_1} + d_{g_2})$ donde n_0 es el número total de átomos interactuando con los dos campos. $S_{i,j}$, Γ y γ fueron introducidos previamente. En la sección 6.2.3 analizaremos con más detalle el significado físico de γ .

Luego de hallar la solución para el estado estacionario del sistema de tasas de ecuaciones 5.29, expandimos la población del estado excitado total $n_e = n_{e_1} + n_{e_2}$ en series de potencias de I_1 e I_2 .

$$n_e = \eta_e^{(1)} I_1 + \eta_e^{(1)} I_2 + \eta_e^{(2)} I_1 I_2 + \dots \quad (5.30)$$

Las expresiones para el término $\eta_e^{(2)}$ correspondiente a cada uno de los esquemas presentados en la figura 5.9 están dadas respectivamente por:

$$\eta_e^{(2)} = -K2n_0 \frac{S_{1,1}^2}{d_{g_1}} \left[\frac{p_{1,2}}{x} + \left(1 + \frac{d_{g_1}}{d_{e_1}} \right) \right] \quad (5.31a)$$

$$\eta_e^{(2)} = -Kn_0 \frac{S_{1,1}S_{1,2}}{d_{g_1}} \left[\frac{p_{1,2}}{x} + \frac{p_{2,2}}{x} + 2 \right] \quad (5.31b)$$

$$\eta_e^{(2)} = Kn_0 S_{1,1} S_{2,1} \left(\frac{1}{d_{g_2}} \left[\frac{p_{1,2}}{x} - \frac{d_{g_2}}{d_{e_1}} \right] + \frac{1}{d_{g_1}} \left[\frac{p_{1,1}}{x} - \frac{d_{g_1}}{d_{e_1}} \right] \right) \quad (5.31c)$$

$$\eta_e^{(2)} = Kn_0 S_{1,1} S_{2,2} \left[\frac{p_{1,2}}{x d_{g_2}} + \frac{p_{2,1}}{x d_{g_1}} \right] \quad (5.31d)$$

donde $x = \frac{\gamma}{\Gamma}$ y $K = [\Gamma^2(d_{g_1} + d_{g_2})(1+x)^2]^{-1}$.

Podemos identificar los términos a la izquierda de las ecs. 5.31 que son proporcionales a $\frac{p_{i,j}}{x}$ como el bombeo óptico, siendo que $\frac{p_{i,j}}{x} = \frac{\Gamma p_{ij}}{\gamma}$ corresponde a la redistribución de la población hacia el estado j (a la tasa $\Gamma_{ij} = \Gamma p_{ij}$) de los átomos que fueron excitados al nivel i . Esto puede observarse explícitamente en cada caso de los esquemas de niveles de la fig. 5.9. Con el mismo análisis los términos que aparecen independientes de $x = \frac{\gamma}{\Gamma}$ corresponden a la saturación. El resultado completo de ambos procesos produce un incremento de la transparencia en el caso de las ecs. 5.31a-b, y un incremento de la absorción en el caso de la ec 5.31d (como podemos ver en el cambio de signo). El caso de la ec. 5.31c es particular porque corresponde a la absorción cuando x es pequeño, pero se revierte en un comportamiento de transparencia cuando $x > x_c$ siendo $x_c \equiv \frac{d_{e_1}}{2} \left[\frac{p_{1,2}}{d_{g_2}} + \frac{p_{2,1}}{d_{g_1}} \right]$. Además notamos de la definición del factor global K , que cuando x se incrementa o disminuye, todos los términos de las ecs. 5.31(a)(b)(c)(d) disminuyen y aumentan respectivamente (en valor absoluto). Pero si analizamos los términos con corchetes rectos, tenemos que la variación del parámetro x modifica el peso relativo del bombeo y la saturación. Finalmente notamos que en la ec.5.31(d) no tenemos términos correspondientes a la saturación, esto puede entenderse observando el esquema (d) de la figura5.9, donde el campo de bombeo y de sonda no comparten niveles y por lo tanto un campo no ve el efecto sobre las poblaciones de los estados con los que está resonante, de la saturación producida por el otro campo.

5.4.3 Cálculo de la señal no lineal

Para una posición dada de la frecuencia de bombeo, se usa la ec 5.10 para evaluar el número total de átomos doblemente resonantes, como una función de la frecuencia de la sonda para todos los posibles pares de transiciones en un isótopo dado. El valor obtenido es tomado como n_0 cuando determinamos el coeficiente $\eta_e^{(2)}$ de la población del estado excitado usando las ecs. 5.31. Para determinar los coeficientes $\eta_e^{(2)}$ usamos los valores $p_{i,j}$ y $S_{i,j}$ presentados en los cuadros 2.1.2 y 2.1.2 respectivamente.

El total de la señal no lineal estará dada por la suma de todos los $\eta_e^{(2)}$. Hacemos notar que en este cálculo el único parámetro libre es x , que es la relación entre la

tasa γ que describe las pérdidas (y la renovación con átomos frescos) de átomos que interactúan con la luz, con la tasa Γ de decaimiento del estado excitado.

5.5 Análisis de Resultados experimentales

La celda utilizada en las medidas experimentales tiene tamaños de grano de $\approx 50\mu\text{m}$ (correspondería a la celda (II) ver capítulo 3).

En la figura 5.10(b) mostramos la señal no lineal registrada como función de la frecuencia del láser sonda, con el laser de bombeo ubicado en el centro de la estructura doppler de las transición $^{85}\text{Rb}(3 \mapsto F')$, y donde la celda porosa esta a temperatura $T = 105^\circ\text{C}$. La forma de línea de la estructura observada así como su ancho característico del orden del ancho Doppler de la absorción (comparando con figura 5.10(a)), tiene una notable diferencia con las estructuras estrechas que aparecen en el caso de una celda común ver figura 5.3.

En el caso del ^{87}Rb donde las transiciones hiperfinas están mas separadas y las estructuras Doppler correspondientes a cada transición aparecen mejor resueltas, podemos estudiar de forma más clara las variaciones de las formas de los espectros para las distintas posición del bombeo respecto de las transiciones atómicas.

En la primera columna de las figuras 5.11 presentamos los resultados experimentales de la amplitud de la señal no lineal para distintas posiciones (en frecuencias) del campo de bombeo sobre las transiciones de $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto F')$. En la segunda columna de la misma figura mostramos el resultado del cálculo numérico del modelo. En la figura 5.11(a1) el laser esta en resonancia con la transición $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 1)$, y las formas de línea tienen una buena correlación con el resultado del modelo mostrado en (a2). Además notamos que las estructuras tienen una forma de línea similar a la prevista para el número de átomos doblemente resonantes en la condición de desintonía $\Delta = 0$, ver figura 5.5(a). En las formas de los espectros de las figuras 5.11 (b1) y (b2) observamos un pico al medio de las transiciones $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 1)$ y $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 2)$, que nos remiten a la forma de línea presentada en la figura 5.7(a) donde calculamos el número de átomos doblemente resonantes cuando ubicamos el campo de bombeo al medio de dos transiciones atómicas. Por último en las figuras 5.11 (c1) y (c2) los espectros experimental y teórico corresponden a una desintonía del bombeo en posición opuesta de la transición $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 2)$. Aquí también observamos similitudes

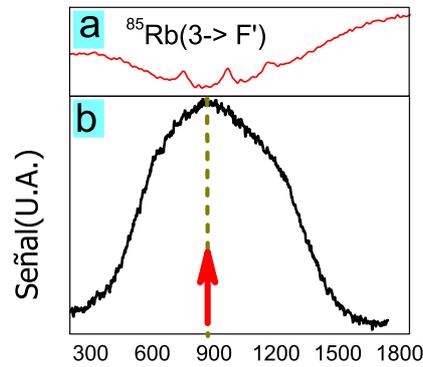


Figura 5.10: (a) Referencia Absorción Saturada. (b) Señal no lineal en la D1 sobre las transiciones del $^{85}\text{Rb}(3 \mapsto F')$ en función de la frecuencia del campo sonda con el bombeo (flechas) en el fondo de la estructura Doppler.

a la forma de línea previamente presentadas en la figura 5.7(b). En particular si observamos las formas que aparecen en los espectros correspondientes a la absorción tenemos estructuras anchas que nos remiten a la forma de línea presentada en la figura 5.5 cuando teníamos desintonía grande del bombeo respecto de una transición atómica.

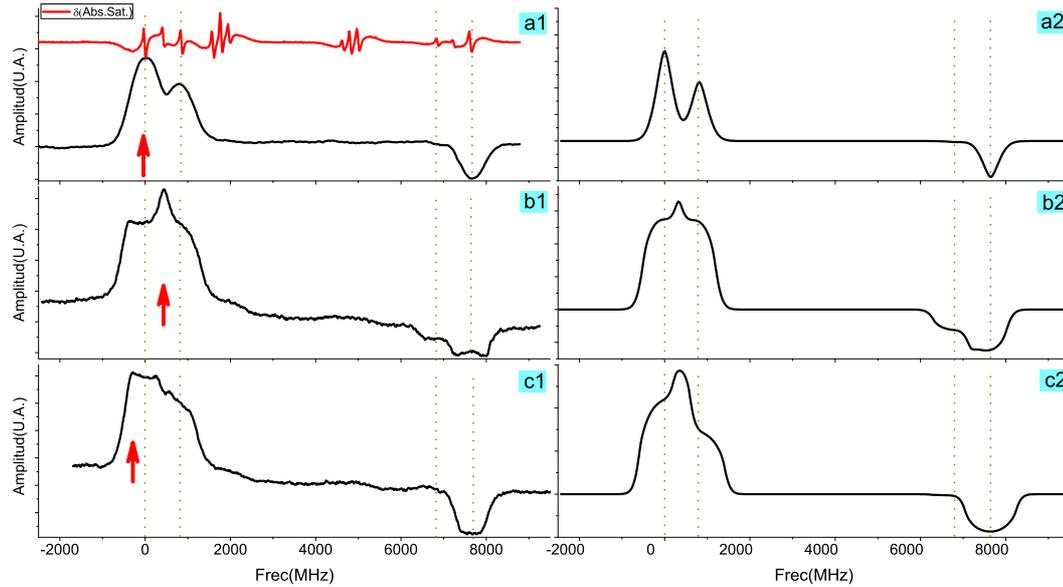


Figura 5.11: Señal no lineal en la D1 de las transiciones del Rb como función de la frecuencia del campo sonda para diferentes frecuencias de desintonía del bombeo sobre $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto F')$ (Flechas). Primer columna: señal experimental. Segunda columna: Señal calculada. El único parámetro en el cálculo es $x = \gamma/\Gamma = 0,32$. Las líneas punteadas verticales muestran las transiciones hiperfinas de $F_g \mapsto F_e$ del ^{87}Rb .

En la primer y segunda columna de la figura 5.12 presentamos los resultados experimentales y teóricos para distintas posiciones del campo de bombeo (resonante) sobre las transiciones del ^{87}Rb . En particular aparece un comportamiento de transparencia sobre las transiciones donde se ubica el campo de bombeo, que como se puede observar en la figura 5.9, es consecuencia del bombeo de las poblaciones del estado fundamental de la transición hiperfina donde está el campo de bombeo hacia las poblaciones del estado fundamental de la otra transición hiperfina.

El ajuste las formas espectrales del modelo es muy sensible al valor del parámetro x . Para reproducir satisfactoriamente nuestros datos experimentales por la solución del modelo, el valor utilizado fue $x = 0,32$. Hacemos notar que el valor de $x_c = 0,3125$ es muy próximo al valor de x utilizado, y por lo tanto para este valor del parámetro no tendremos ni transparencia ni absorción. Esto explica porque el parámetro elegido nos permite reproducir teóricamente el espectro de la figura 5.12 (c1). Siendo que cuando el campo sonda está sobre la transición $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 1)$ y el bombeo esta sobre $^{87}\text{Rb}(1 \mapsto 1)$ su configuración corresponden a la configuración (c) de la figura 5.9.

La señal no lineal hallada utilizando nuestro modelo es altamente selectiva sobre los isótopos atómicos. O sea cuando el campo de bombeo está sobre alguna transición correspondiente de un isótopo no aparecen estructuras sobre las transiciones correspondientes al otro isótopo. En una primera observación gruesa sobre los datos experimentales esto es cierto. Sin embargo en algunas condiciones como la que presentamos en la figura 5.12(b1) muestran por ejemplo, que cuando el bombeo está ubicado en $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 2)$ hay contribución en la señal sobre la transición $^{85}\text{Rb}(2 \mapsto F')$.

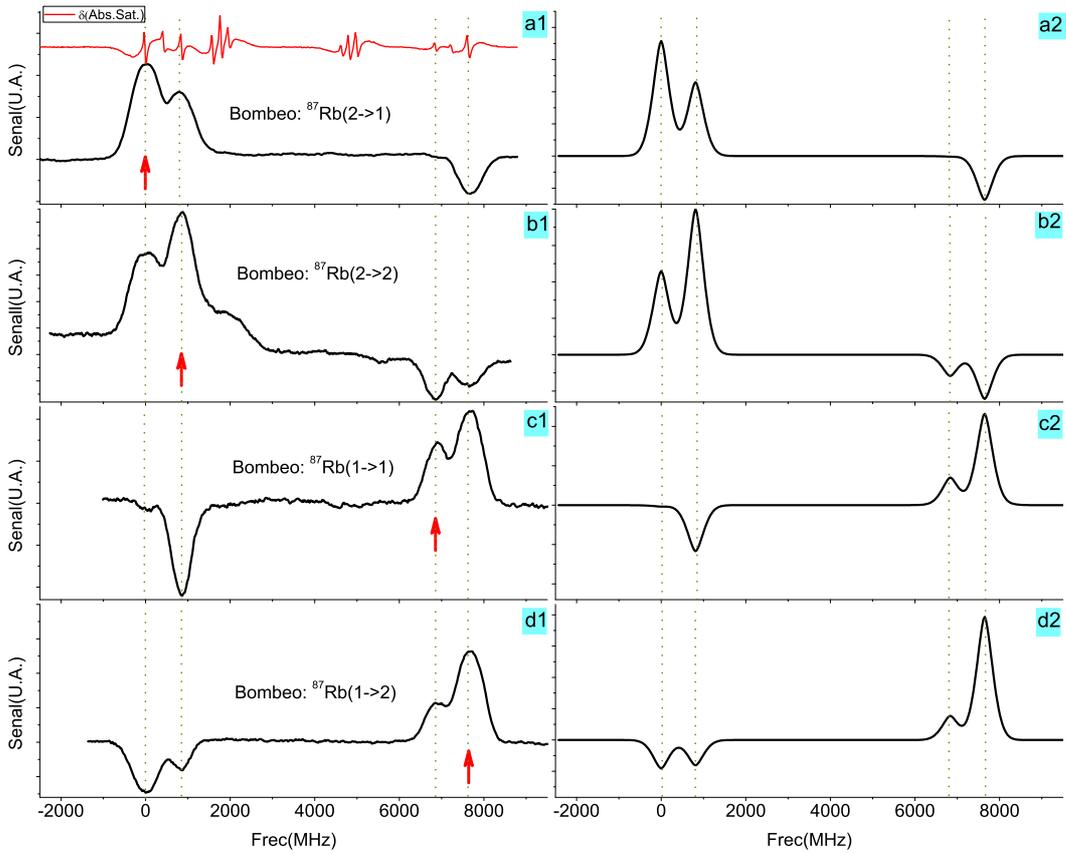


Figura 5.12: Señal no lineal en la $D1$ de las transiciones del Rb como función de la frecuencia del campo sonda para distintas posiciones del bombeo (flechas) sobre las diferentes transiciones hiperfinas del $^{87}\text{Rb}(F_g \mapsto F_e)$ (Las líneas punteadas verticales). Primer columna: señal experimental. Segunda columna: Señal calculada, el único parámetro en el cálculo es $x = \gamma/\Gamma = 0,32$.

A pesar de obtener en general un buen acuerdo entre las observaciones experimentales y el modelo numérico, aparecen algunas diferencias que analizaremos a continuación. Observamos que las líneas espectrales de los experimentos aparecen ensanchadas y menos resueltas que en el modelo. Como ya comentamos se aprecia una contribución en la señal del isótopo ^{85}Rb cuando el bombeo está relativamente cerca (del orden del ancho Doppler). Además las amplitudes de las líneas para los dos

valores de F' tienden a equilibrarse respecto de lo predicho por el modelo. Conforme a estas observaciones, una posible explicación es interpretar este efecto como debido a la *redistribución de frecuencias* de los fotones como consecuencia de su absorción y remisión múltiple en el vapor atómico.

En la figura 5.13 se muestra el incremento del ancho de las formas de línea de la señal no lineal con la temperatura, para el caso donde el bombeo está en el centro de la estructura doppler de las transiciones $^{85}\text{Rb}(3 \mapsto F')$. El ensanchamiento observado en las estructuras de los espectros experimentales es consistente con la interpretación de que es originado por la redistribución de frecuencias.

Otra posible explicación del origen del efecto del ensanchamiento observado en los espectros, son las colisiones entre átomos. Siendo que la energía cinética térmica de los átomos es mucho mayor que la diferencia de energías entre los niveles hiperfinos [22], si este efecto fuera relevante, no discriminaría entre las transiciones del ^{85}Rb a ser excitadas, y como puede observarse en las figuras 5.11 y 5.12, la señal solo es relevante cuando el bombeo está a distancias espectrales de orden doppler de las transiciones favorecidas (por ejemplo de $^{87}\text{Rb}(2 \mapsto 2)$ para $^{85}\text{Rb}(3 \mapsto F')$). En consecuencia descartaríamos esta posibilidad.

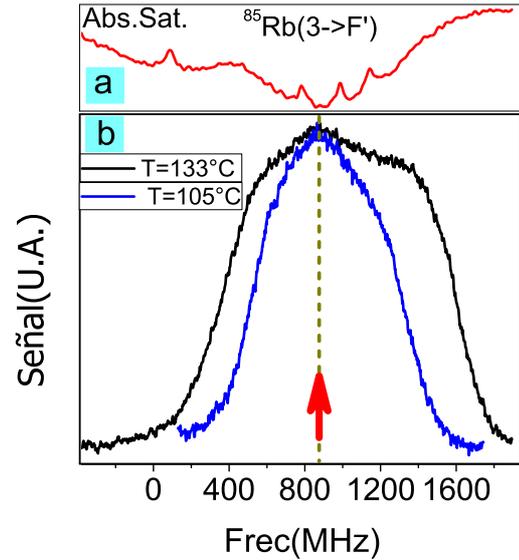


Figura 5.13: (a) Referencia Absorción Saturada. (b) Señal no lineal en la D1 sobre las transiciones del $^{85}\text{Rb}(3 \mapsto F')$ en función de la frecuencia del campo sonda con el bombeo (flecha) en el fondo de la estructura doppler. $T = 105^\circ\text{C}$ (azul), $T = 133^\circ\text{C}$.

Un aspecto fundamental para la validez de nuestro modelo es que la luz que interacciona con los átomos debe estar totalmente desordenada y sin una polarización definida. Por esto debemos tener precaución que las condiciones de la colección de la luz que sale de la celda, verifiquen que la señal atómica provenga esencialmente de átomos que solo ven luz desordenada.

Quisieramos destacar que nuestro modelo simple para un proceso físico estadísticamente complejo, utilizando ecuaciones de tasas, tiene como resultado una buena concordancia con los datos experimentales obtenidos. Aunque el modelo teórico solo depende del parámetro x , las formas de línea calculadas son muy sensibles al valor de x elegido, afectando los pesos relativos y signo de los diferentes picos del espectro. Siendo que $x = \frac{\gamma}{\Gamma}$ y Γ está dado por el átomo cuando ajustamos x estamos determinado entonces el valor de la tasa γ del sistema.

Utilizando el valor de x determinado, tenemos que $\gamma/2\pi \approx 1,8\text{MHz}$. Este valor

obtenido es cercano al valor hallado en la sección 4.4.1 para γ_c , la tasa de colisión de los átomos contra las paredes de los intersticios.

Finalmente hacemos notar que en nuestro sistema poroso podríamos tener además inhomogeneidades en los tamaños de poros, que impongan a distintas regiones del medio poroso distintos γ sobre el vapor atómico. Consecuentemente deberíamos construir el espectro como la suma de las contribuciones de señal no lineal para una distribución de γ . Esto implicaría un refinamiento del modelo que en vista de los resultados obtenida luce excesiva.

5.6 Conclusiones

En este capítulo hemos realizado la espectroscopía con dos campos incoherentes de luz difusa, de bombeo y sonda, en un vapor atómico confinado en los intersticios de nuestras celdas de vidrio poroso. Estudiamos la dependencia de las formas de línea de los espectros con la posición espectral del campo de bombeo, y observamos formas de línea singulares. En algunas posiciones del campo de bombeo, aparecen incluso estructuras relativamente mas estrechas que el ancho Doppler. Mostramos que las peculiaridades de estas formas espectrales se originan en considerar el promedio de todas las orientaciones relativas de los campos de bombeo y sonda sobre el sistema atómico. A pesar de tener campos difusos pudimos realizar un modelo, que utilizando el desorden isotrópico de la luz y su interacción con los átomos que reproduce satisfactoriamente los espectros observados y con solo un parámetro a ser determinado. Como producto de esto hallamos una estimación de la tasa de colisiones de los átomos contra las paredes de los poros que es consistente con la determinada por la espectroscopía de resolución temporal .

Capítulo 6

Señal de Retrodispersión

En los capítulos anteriores hemos abordado la interacción de los átomos confinados en el medio poroso con luz cuya dirección de polarización y propagación es aleatoria. En este capítulo veremos que las señales atómicas extraídas de la luz retrorodispersada por las celdas porosas, fundamentalmente corresponderá a la interacción de los átomos con campos que esencialmente mantienen su vector de propagación y polarización definidos. Estas circunstancias nos permite centrar el análisis sobre el rol que desempeña el confinamiento atómico en los poros, y sobre la interacción de los átomos con luz parcialmente difusa.

En la primera parte de este capítulo presentaremos el estudio de señales atómicas subDoppler, que veremos son consecuencia de la absorción saturada. Por este motivo y a los efectos de analizar los resultados experimentales, presentamos una descripción elemental de los fundamentos de la absorción saturada.

En la segunda parte abordaremos el caso de señales atómicas coherentes correspondientes al atrapamiento coherente de poblaciones o CPT (coherent population trapping) en una configuración Hanle. Con el fin de comprender mejor la discusión de los resultados experimentales expondremos una descripción teórica del CPT. Además presentamos los resultados experimentales del CPT en una celda fina a los efectos de comparar los resultados con el medio poroso.

6.1 Resonancias subdoppler incoherentes en Retrodispersión de la luz

En esta sección analizaremos la señal atómica de la luz que es retrorodispersada por la celda de vidrio poroso embebido con átomos de Rb. Realizamos la colección de luz con un fotodiodo que nos permite abarcar ángulos pequeños (algunos mrad) con respecto a la dirección del láser incidente sobre la celda. A pesar de la pequeñez del ángulo de colección, este es mucho más grande que el ángulo sólido del régimen de retrorodispersión coherente debida al vidrio poroso[42][43].

Cuando barremos la frecuencia del laser en torno a las transiciones atómicas, las principales estructuras espectrales en la luz retrorodispersada (ver figura (b) y(c)), consisten en las líneas espectrales ensanchadas por efecto Doppler correspondientes a

la absorción de los átomos de Rb presente en los intersticios del vidrio poroso cerca la superficie iluminada. Adicionalmente, se observan estructuras sub-Doppler. Estas estructuras subDoppler cuya señal es relativamente pequeña (ver figura 6.2 (b) y (c)) pueden detectarse sin dificultad con la técnica de detección síncrona. Antes de abordar en detalle el estudio del origen y propiedades características de las estructuras sub-Doppler, presentaremos brevemente el montaje experimental utilizado.

6.1.1 Montaje experimental

En la figura 6.1 presentamos la configuración experimental utilizada. El haz del láser sintonizable incide sobre la celda de vidrio poroso. El divisor de haz envía parte de la luz retrodispersada al fotodiodo que posee un área de detección de $0,81 \text{ mm}^2$ y está ubicado a una distancia de 10 cm de la superficie del medio poroso. El ángulo sólido de colección corresponde a aproximadamente 10^{-5} del hemisferio de detección de la luz de retrodispersión. Para evitar las reflexiones del haz sobre el vidrio de la parte frontal de la celda (o la ventana del horno), se inclina la celda. Para tener una buena densidad de Rb calentamos la celda a 120°C , colocándola dentro del horno (como fue detallado en 5).

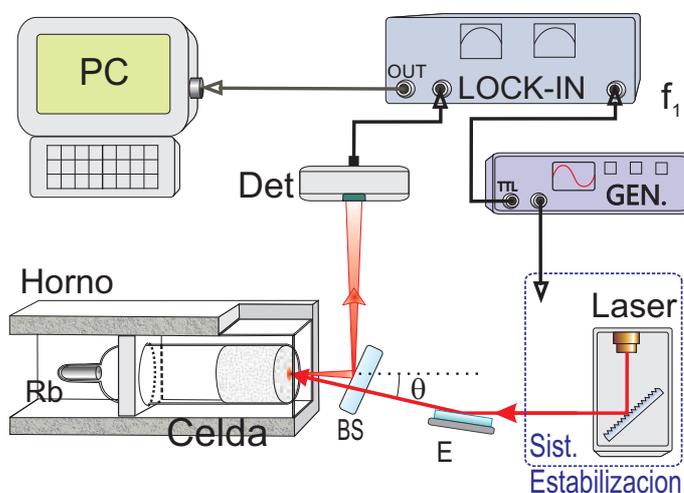


Figura 6.1: Montaje experimental: Láser: Sintonizado en frecuencia. Celda montada en horno. GEN: Generador que modula el piezoeléctrico del láser a frecuencia f_1 . Det: fotodiodo. Lockin: detección síncrona a la frecuencia f_1 .

Introducimos una pequeña modulación en la frecuencia del láser (sobre el piezoeléctrico ver 2.2) del orden de 1 kHz y usamos la detección síncrona para registrar la primera derivada de la señal de la luz detectada con respecto a su frecuencia. Finalmente, debemos hacer notar que los desplazamientos y rotaciones de la celda porosa con respecto al haz incidente no modificarán en modo alguno los espectros observados. Siendo que el medio poroso es un medio inhomogéneo, la luz retrodi-

fundida por este se mantendrá esencialmente incambiada respecto a la dirección del haz incidente frente a desplazamientos o giros del material. Por esto solo es relevante para la detección de la señal atómica el ángulo de detección de la luz retrodifundida respecto de la dirección del campo incidente.

6.1.2 Medidas experimentales

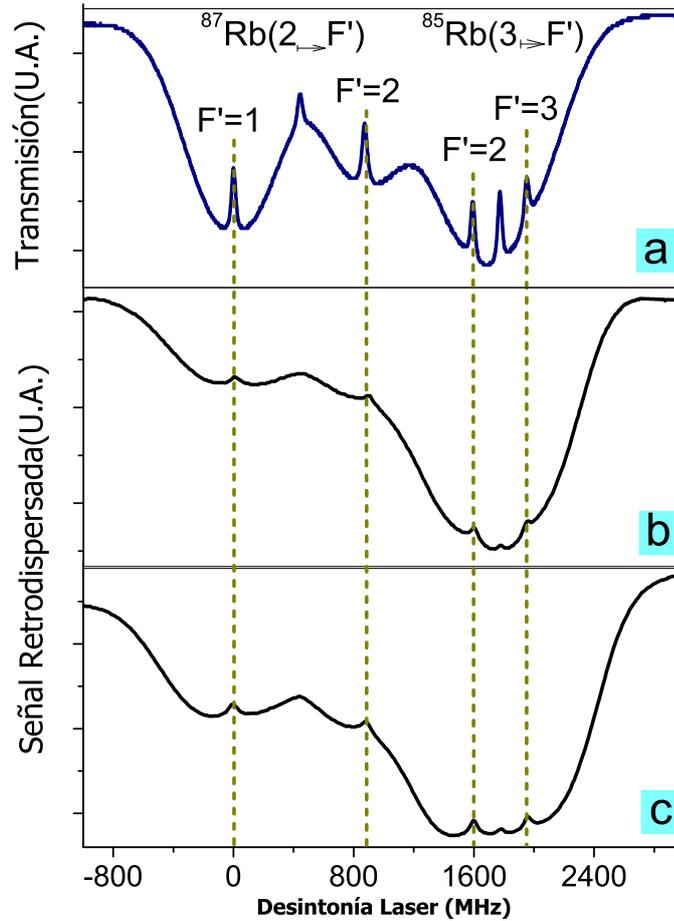


Figura 6.2: Espectro de absorción saturada en celda común (de referencia) a temperatura de 70°C (a). Espectro de luz retrodifundida para $\theta \simeq 0$ sobre las transiciones $^{85}\text{Rb}(F = 3 \mapsto F' = 2, 3)$ y $^{87}\text{Rb}(F = 2 \mapsto F' = 1, 2)$ a temperatura de 120°C : celda(I)(b) y celda(III)(c).

En las figuras (b) y (c) presentamos los espectros registrados directamente por el detector (sin detección sincrónica). Los registros corresponden a las celdas (I) y (III) respectivamente, en aproximadamente las mismas condiciones experimentales, donde el láser fue sintonizado sobre las transiciones $^{85}\text{Rb}(F = 3 \mapsto F' = 2, 3)$ y $^{87}\text{Rb}(F = 2 \mapsto F' = 1, 2)$, de la línea $D1$. Los espectros observados presentan estructuras del orden del ancho Doppler, con una disminución de la potencia detectada de

la luz retrodifundida respecto de las condiciones fuera de resonancia, del 20 % y 18 % en las celdas (I) y (III) respectivamente.

Si comparamos las figuras 6.2 (b) y (c) correspondientes a los espectros de las celdas (I) y (III), con la figura 6.2 (a) correspondiente a la absorción saturada en una celda común (de referencia), se puede apreciar que en la forma de línea de la señal de retrodifusión de las de las celdas (I) y (III), aparecen resonancias sub-Doppler con anchos de unas pocas decenas de MHz, que presentan reminiscencias a la forma de línea de la absorción saturada. En la figura 6.3 mostramos espectros típicos de la señal registrada con la detección síncrona. De estos espectros determinamos el ancho espectral de la señal sub-Doppler midiendo la distancia en frecuencia entre pico y pico de la señal derivada.

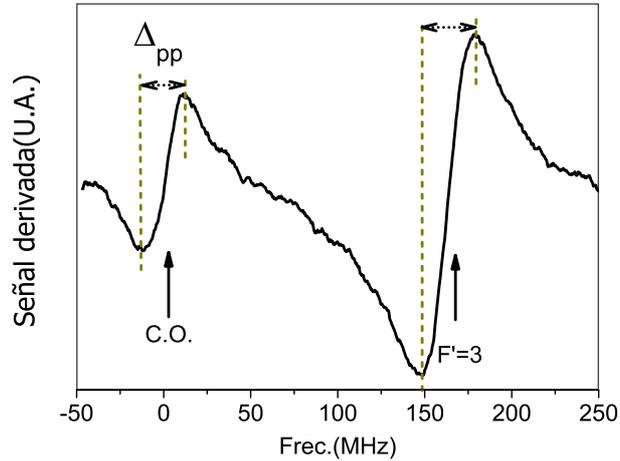


Figura 6.3: Forma típica de la derivada de las resonancias sub-Doppler registrada para ^{85}Rb sobre la transición ($F = 3 \mapsto F' = 3$) y el cross-over, en celda (III) y con una potencia de 6 mW y con 2,0mm de diámetro del haz. El Δ_{pp} es 23 y 32 MHz para el cross-over (c.o.) y la resonancia simple respectivamente.

6.1.3 Origen de las Resonancias Sub-Doppler

Teniendo en cuenta que los espectros observados poseen características espectrales semejantes a la absorción saturada, presentaremos una breve descripción de los fundamentos de la absorción saturada.

6.1.3.1 Absorción saturada

La técnica de espectroscopía sub-Doppler, conocida como *espectroscopía de absorción saturada*, permite idealmente eliminar el ensanchamiento Doppler de las transiciones atómicas.

El método de la espectroscopía de la absorción saturada usa el acoplamiento no lineal de un átomo con dos campos de luz láser a la misma frecuencia ω que se propagan en direcciones opuestas (ver figura 6.4).

Consideramos un sistema atómico de dos niveles, con g estado fundamental y e estado excitado, cuya frecuencia de transición es ω_0 (en su sistema de referencia).

El haz de bombeo satura los átomos reduciendo la diferencia de población entre e y g , para átomos cuyas velocidades son tales que $\omega - kv_1 = \omega_0$, siendo v_1 correspondiente a las proyección de sus velocidades en la dirección del campo de bombeo. Hemos considerado que la resonancia del átomo está desplazada por el efecto Doppler. Esto crea un hueco en la distribución de velocidades v_1 de los átomos en el estado fundamental g , centrado en $v_1 = \frac{\omega - \omega_0}{k}$ y con un ancho $\delta v \sim \Gamma/k$ (ver figura 6.5(a1)). En este caso, la distribución de velocidad de los átomos en estado excitado será simplemente el complemento de la distribución de velocidad de los átomos en estado fundamental¹(ver figura 6.5(a2)). De forma análoga el haz sonda detectará átomos cuyas componentes de velocidad² v_2 , son tales que $\omega + kv_2 = \omega_0$ a menos del valor Γ/k , donde el término de desplazamiento Doppler tiene aquí signo opuesto. Por lo que se creará un hueco en la distribución de velocidades del estado fundamental en $v_2 = -\frac{(\omega - \omega_0)}{k}$. En general las dos clases de velocidades son diferentes. Si queremos átomos que interactúen simultáneamente con los dos haces debemos tener $v_1 = v_2$, y por lo tanto impone que ω sea igual a ω_0 (a menos de Γ/k), ver figura 6.5 (b1)y (b2). Finalmente, como podemos ver directamente de la distribución de velocidades de los átomos en el estado fundamental (ver figura 6.5(b2)), tendremos que la curva de absorción del haz sonda versus su frecuencia ω exhibirá un pico estrecho $\omega = \omega_0$ de transparencia, dentro del perfil Doppler.

Cuando los átomos tienen varios subniveles aparecen otras resonancias llamadas

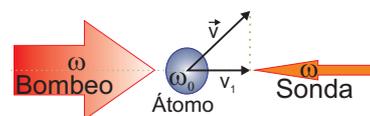


Figura 6.4: Esquema de la absorción del vapor atómico con dos haces contrapropagantes bombeo(intenso) y sonda(débil). El átomo solo interactúa simultáneamente con los dos campos cuando $v_1 = 0$ a menos de Γ/k .

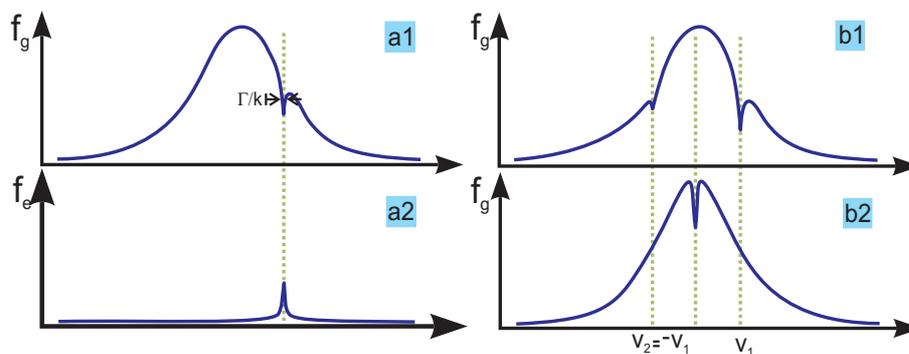


Figura 6.5: Distribución de velocidades para átomos: Cuando el átomo se mueve a velocidad v_1) copropagante solo con el campo de bombeo de un campo laser de frecuencia ω , en (a1) estado fundamental, en (a2) estado excitado. Cuando tenemos los campo de bombeo y sonda contrapropagantes a frecuencia $\omega \neq \omega_0$, excitando distintos grupos de átomos a velocidades atómicas dispuestas simétricamente respecto de 0 (b1). Cuando $\omega = \omega_0$ ambos campos interaccionan con la misma clase de velocidades.

¹en esta descripción ideal no están considerados otros efectos que destruyan esta complementariedad como por ejemplo las colisiones

²Sobre la dirección del campo sonda o bombeo

resonancias de *cross-over*. Suponiendo que el estado excitado tiene una estructura con dos subniveles e_1 y e_2 , y considerando que sus frecuencias de transición desde el estado fundamental g son ω_1 y ω_2 , podemos proceder análogamente a lo descrito para la absorción saturada (simple). Cuando ω es sintonizado sobre las transiciones $g \mapsto e_1$ o $g \mapsto e_2$, los átomos son saturados por el campo de bombeo en estas transiciones. Además teniendo presente el efecto Doppler, el campo sonda puede estar en resonancia sobre una transición, por ejemplo $g \mapsto e_1$, en átomos que son saturados por el campo de bombeo sobre la otra transición, o sea $g \mapsto e_2$. Entonces las correspondientes condiciones de resonancia pueden ser escritas como:

$$\omega + kv = \omega_1 \quad \text{y} \quad \omega - kv = \omega_2 \quad (6.1)$$

y su solución es

$$kv = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \quad \text{y entoces} \quad \omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \quad (6.2)$$

De esta forma concluimos que una nueva resonancia de absorción saturada aparece a mitad de camino entre las resonancias $\omega = \omega_1$ y $\omega = \omega_2$. Este tipo de resonancias son denominadas de *cross-over*.

6.1.3.2 Discusión: posibles procesos físicos responsables por las resonancias sub-Doppler

Desde hace ya algunos años se sabe que el bombeo óptico sobre vapores atómicos en celdas finas puede generar estructuras espectrales sub-Doppler[1]. En este tipo de celdas los átomos se encuentran confinados entre ventanas paralelas (y muy planas) con algunos μm de separación. La luz transmitida, de un haz que se propaga perpendicularmente a las ventanas de la celda fina, exhibe estructuras sub-Doppler que son la consecuencia de las diferentes contribución de las clases de velocidades a la absorción de la luz. Los átomos con una componente de velocidad grande a lo largo de la dirección perpendicular a las ventanas tienen cortos tiempos de interacción debido al confinamiento entre las ventanas de la celda y no pueden ser bombeados ópticamente de manera eficiente. Por otro lado los átomos con componentes de velocidad bajas si pueden bombearse de manera eficiente.

Los espectros de transmisión de las celdas finas están caracterizados por el ancho natural sobre las transiciones para bajas intensidades y por la ausencia de resonancias de *cross-over*. La presencia de resonancias de *cross-over* en los espectros observados, no es pues consistente con la caracterización de las resonancias estrechas como originadas por un efecto del confinamiento en 1 dimensión. Además, para la luz transmitida a través del medio poroso no observamos señales sub-Doppler en los espectros. Esto probablemente se debe a que el confinamiento en los poros (en tres dimensiones), limita los tiempos de interacción de los átomos (entre $\sim 10 - 100$ de nanosegundos) para todas orientaciones de la velocidad atómica. Lo cual, asociado a las bajas intensidades de radiación y para las bajas intensidades de radiación que esperamos en el interior el medio poroso como consecuencia de la difusión de la luz, resultaría en un bombeo óptico ineficiente.

Por otro lado los espectros de la luz retrodispersada, que presentan las características estructuras sub-Doppler, son originados primordialmente cerca de la superficie de la muestra, donde la intensidad de la radiación es mayor. La presencia de resonancias de *cross-over* sugiere que las resonancias sub-Doppler observadas son principalmente debidas al mecanismo de absorción saturada.

Como vimos en la sección anterior la espectroscopía de absorción saturada requiere de un haz de bombeo y un haz de sonda propagandose en sentido contrario que interactúan de manera no lineal con los átomos. Sin embargo, dentro de la celda porosa los haces no están bien definidos ver la sección 2.3. Pese a esto, podríamos considerar que cerca de la superficie de la celda porosa, el haz incidente mantiene su dirección de propagación, siendo que para una distancia del orden del libre camino medio de dispersión el vector de onda¹ no experimenta un cambio significativo en su dirección. En estas condición podemos considerar entonces al campo incidente como un campo de bombeo capaz de realizar una selección de clases de velocidades, ver figura 6.6.

La radiación que se propaga desde la superficie hacia adentro de la celda porosa, produce una saturación del vapor atómico en las clases de velocidades seleccionadas por el bombeo, y la radiación retrodifundida sondea los átomos sobre la dirección determinada por la posición del detector (ver figura 6.6). De esta forma para la luz retrodifundida esperamos estructuras estrechas de transparencia sobre las resonancias atómicas, así como en el *cross-over* (en la frecuencia media entre dos resonancias atómicas).

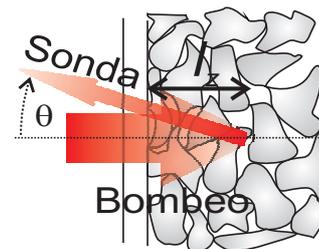


Figura 6.6: Esquema de la absorción saturada en el medio poroso: El campo incidente (bombeo) penetra una distancia l_z sin desviarse. El campo sonda de la luz retrodifundida será detectado al ángulo θ .

6.1.4 Mecanismos de ensanchamiento de las resonancias subDoppler

Con el objetivo de examinar la consistencia de la imagen física para las estructuras sub-Doppler, presentada en la sección anterior, hemos estudiado la dependencia del ancho de la señal de absorción saturada con respecto a θ , que es el ángulo de detección entre el haz incidente y el detector (ver figura 6.1). Para cambiar el ángulo θ cambiamos la posición del detector. En la figura 6.7 mostramos la variación observada experimentalmente para el ancho Δ_{pp} de la resonancia de la absorción saturada, en función de θ , en dos celdas de porosidad diferente (I) y (III)), y conjuntamente una celda de espectroscopía estándar de Rb a temperatura ambiente. Debemos tomar en cuenta que el ancho Δ_{pp} es $1/\sqrt{3}$ veces menor que el ancho total a media altura de un perfil Lorentziano, que es la forma usual con la que se describe un ancho espectral.

¹No hemos considerado aquí una dispersión extra debida al efecto lente producido por la ventana de la celda

En todos los casos está presente un ensanchamiento Doppler residual con una dependencia lineal de θ , excepto para ángulos pequeños donde otros mecanismos de ensanchamiento son preponderantes. El valor mínimo de Δ_{pp} en la celda espectroscópica común se presenta más grande que el ancho natural ($5,8/\sqrt{3}$ MHz) muy probablemente debido al ensanchamiento por potencia y a un ancho del láser significativo (~ 4 MHz), y con sólo una pequeña contribución de colisiones Rb-Rb para la temperatura a la que trabajamos [44]. Además como discutiremos próximamente el ensanchamiento por potencia desempeña un rol particular en el caso de los medios porosos.

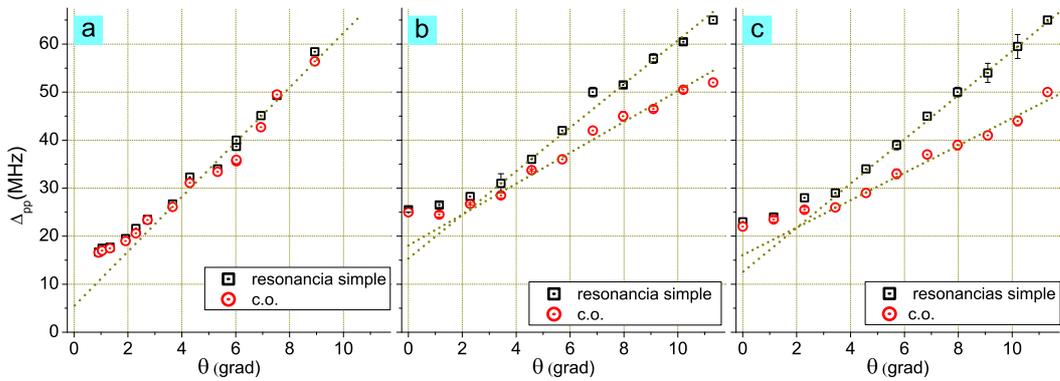


Figura 6.7: *Ensanchamiento Doppler para una celda común en función del ángulo θ entre el haz de bombeo ($500\mu W$ y $3,0mm$ de diámetro) el haz de sonda ($10\mu W$ y $3,0mm$ de diámetro)(a). Ensanchamiento Doppler en función del ángulo de detección θ , para la celda (III) (b) y para la celda (I) (c), usando $5mW$ y un haz incidente de $2mm$ de diámetro. Círculos abiertos: resonancia de cross-over; Cuadrados abiertos: resonancias simples. Líneas punteadas: ajuste lineal para ángulos grandes).*

Las figuras (b) y (c) muestran la variación de la medida de los anchos Δ_{pp} de las resonancias sub-Doppler, como una función del ángulo de detección de la luz dispersada, para las celdas (III) y (I). Es interesante notar que a diferencia de la celda estándar donde las resonancias simples de las transiciones y las de cross-over tienen un mismo ancho (ver figura (a)), en los medios porosos para un ángulo dado, las resonancias de cross-over son sistemáticamente más estrechas que las resonancias simples. Además, para un ángulo dado el ancho de la resonancia de cross-over en relación a la resonancia de transición simple es más pequeña para la muestra con el tamaño medio de poro menor. También notamos que para un ángulo dado, los anchos de línea son más estrechos en las celdas porosas que en la celda estándar (más notorio para el caso de las resonancias de Cross-over).

Para tratar el mecanismo que está detrás de estas observaciones, comenzaremos por realizar una descripción más general de la absorción saturada de lo que expusimos en la sección 6.1.3.1. Los haces de los campos de sonda y bombeo no son contrapropagantes y forman un cierto ángulo θ entre ellos.

Para mostrar las condiciones de resonancias en este caso más general, supondremos que el ángulo θ es pequeño. Consideramos ahora un sistema de referencia cuyos versores son $\{\vec{u}, \vec{t}\}$, \vec{t} está a lo largo de la dirección de la bisectriz del ángulo θ y \vec{u} es perpendicular a \vec{t} en el plano de los haces (ver figura 6.8). Si ahora consideramos \vec{v} la componente de la velocidad atómica proyectada sobre el plano formado por los haces de bombeo y sonda, y sus componentes sobre los versores $\{\vec{u}, \vec{t}\}$ son respectivamente $v_u \equiv \vec{v} \cdot \vec{u}$ y $v_t \equiv \vec{v} \cdot \vec{t}$ (ver figura 6.8).

Entonces la condición para que un átomo sea simultáneamente resonante con los dos campos, en el caso de los picos de resonancia simple, es que la componente de velocidad v_u debe satisfacer:

$$\begin{cases} \omega + kv_u \cos(\frac{\theta}{2}) = \omega_0 & (\text{sonda}) \\ \omega - kv_u \cos(\frac{\theta}{2}) = \omega_0 & (\text{bombeo}) \end{cases} \quad (6.3)$$

esto se cumple para clases de velocidades donde $v_u = 0$. Para el caso de resonancias de cross-over debe cumplirse:

$$\begin{cases} \omega + kv_u \cos(\frac{\theta}{2}) = \omega_1 & (\text{sonda}) \\ \omega - kv_u \cos(\frac{\theta}{2}) = \omega_2 & (\text{bombeo}) \end{cases} \quad (6.4)$$

de donde obtenemos que si $kv_u \cos(\theta/2) = (\omega_1 - \omega_2)/2$, tendremos el pico resonancia entre las transiciones de frecuencia ω_1 y ω_2 .

En esta configuración de los haces, la velocidad transversa es la responsable del ensanchamiento de los espectros. Análogamente a lo hecho para la dirección \vec{u} , determinaremos de forma geométrica las condiciones de resonancia en la dirección transversa. Para que un átomo sea simultáneamente resonante con los dos campos sobre la componente transversa: $\omega - kv_t \sin(\frac{\theta}{2}) = \omega_0$ para ambos campos de sonda y bombeo, como puede verse en la figura 6.8. Tendremos que las condiciones para las resonancias de *cross-over* son,

$$\begin{cases} \omega - kv_t \sin(\frac{\theta}{2}) = \omega_1 & (\text{sonda}) \\ \omega - kv_t \sin(\frac{\theta}{2}) = \omega_2 & (\text{bombeo}) \end{cases} \quad (6.5)$$

de donde obtenemos, $kv_t \sin(\theta/2) = \omega - (\omega_1 + \omega_2)/2 = \delta$. De esta forma podemos expresar de manera general la condición de doble resonancia para la velocidad transversa como, $kv_t \sin(\theta/2) = \delta$, siendo δ la desintonía del laser en el sistema de referencia del laboratorio relativo a las frecuencias de las transiciones (ω_1, ω_2) en el caso de los picos de resonancia simple, o a la frecuencia promedio $(\omega_1 + \omega_2)/2$ en el caso de *cross-over*).

Una forma alternativa de calcular el ensanchamiento Doppler a la estimación realizada previamente (de forma geométrica), es a partir del cálculo realizado en la sección 5.5, donde para una desintonía δ dada el número de átomos interactuando simultáneamente con dos campos para la misma desintonía δ de los láser es (ver ec. 5.7):

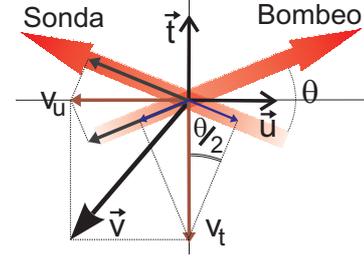


Figura 6.8: Configuración general de los haces para la espectroscopía de absorción saturada

$$N(\delta) = \frac{N_0}{\pi \mathcal{D}^2} e^{-\frac{\delta^2 \text{sen}^2 \theta' + \delta^2 (1 - \cos \theta')^2}{\mathcal{D}^2 \text{sen}^2 \theta'}} \quad (6.6)$$

para hallar esta expresión, utilizamos las componentes de la velocidad atómica en el sistema de referencia $\{\vec{z}, \vec{x}\}$ que es equivalente al sistema de referencia $\{\vec{u}, \vec{t}\}$ utilizado aquí, pero el ángulo entre los campos considerados corresponde al complementario al considerado aquí¹, por lo que $\theta' = \pi - \theta$. Utilizando algunas identidades trigonométricas obtenemos:

$$N(\delta) = \frac{N_0}{\pi \mathcal{D}^2} e^{-\frac{\delta^2}{\mathcal{D}^2 \text{sen}^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (6.7)$$

Observando la expresión 6.7, podemos ver que el ancho residual Doppler para los 2 campos que interactúan con los átomos estará dado por $\mathcal{D} \text{sen} \frac{\theta}{2} \equiv kv_p \text{sen} \frac{\theta}{2}$. En el medio poroso el confinamiento atómico introduce una limitación efectiva sobre la velocidad atómica y por lo tanto para el tiempo que un átomo pueda interactuar con la luz y sea eficientemente bombeado ópticamente. La magnitud típica de la velocidad límite v_L puede ser estimada como $V_L = L/T$, donde L es el libre camino medio los átomos en los poros y T el tiempo característico de bombeo óptico. La existencia de v_L introduce una restricción sobre la distribución de velocidades de los átomos que puedan interactuar eficientemente con la luz como una función de las dos componentes ortogonales de la velocidad, por lo que debe cumplirse $v_u^2 + v_t^2 < v_L^2$. En el caso de la transición de resonancias simples donde $v_u = 0$, la v_t velocidad transversal de los átomos que participan en el proceso estará limitada por v_L , mientras en el caso del cross-over donde $v_u \neq 0$, la velocidad transversal está limitada a un valor máximo menor a v_L . Basados en estas consideraciones cualitativas simples podemos esperar un ancho Doppler residual más estrecho para los medios porosos que para una celda estándar donde en general se supone que v_L es mucho más grande. Por el mismo argumento podemos esperar una distribución transversal efectiva más estrecha y justificar la observación del estrechamiento del ancho residual Doppler para las resonancias de cross-over respecto de las resonancias de transiciones simples en el caso de las celdas porosas. Desde esta perspectiva, las diferencias observadas en los anchos de línea correspondientes al Doppler residual aparece como una manifestación directa del confinamiento atómico.

6.1.4.1 Dispersión del vector de onda de los campos de luz

Ahora discutiremos el comportamiento observado en los anchos de las resonancias de la absorción saturada para ángulos pequeños de detección θ . La finitud del ángulo sólido de detección de la radiación sonda correspondiente a la luz retrodifundida, y el tamaño finito del área iluminada sobre la muestra (típicamente un círculo de 2 mm de diámetro) determinan la dispersión sobre el vector del campo sonda, lo que se traduce en el ensanchamiento de las resonancias de la absorción saturada. A intensidades bajas este mecanismo de ensanchamiento aparece como dominante sobre el ancho de línea. La influencia del ángulo sólido de detección sobre el ensanchamiento de las

¹Por esta razón colocamos la prima sobre θ

resonancias de la absorción saturada, fue confirmado experimentalmente variando el ángulo sólido con el uso de una lente, utilizando lentes con apertura numérica grande (y por lo tanto mayor ángulo sólido) se observa un incremento en el ancho de las resonancias.

6.1.4.2 Tiempo de Tránsito

Además de las colisiones atómicas y de los efectos de saturación que están presentes en las celdas espectroscópicas estándar, en el medio poroso el confinamiento atómico introduce un mecanismo adicional en el ensanchamiento de las resonancias, ya que limita el tiempo de interacción efectiva entre átomo y luz. Los efectos de las interacciones transitorias en la absorción saturada se estudiaron tanto teórica[45][46] como experimentalmente [47][48][49][50]. Una estimación cruda del tiempo de interacción de los átomos τ_v , sería L/v_{tr} , donde v_{tr} es la velocidad atómica media en una dirección. Esto daría lugar a un ancho de línea del orden de τ_v^{-1} [22]. Sin embargo, esto podría ser una sobre estimación, ya que debido a la no linealidad de la absorción saturada, esperaríamos que la contribución de los átomos lentos o átomos con un tiempo largo de interacción sea relativamente más importante que la contribución de los átomos rápidos o átomos con tiempos cortos de interacción, lo que resultaría en un estrechamiento del espectro de la absorción saturada[45]. El ensanchamiento por el transitorio temporal juega un papel importante en la absorción saturada de Rb confiado en el núcleo de fibras huecas [3].

El ancho mínimo medido para la absorción saturada en la celda porosa (I) (ver figuras 6.7) correspondería con un ensanchamiento¹ por tiempo de tránsito de 7,5 MHz. Además, si el tiempo de tránsito es el mecanismo dominante del ensanchamiento esperaríamos que las líneas espectrales de la celda (III) sean más estrechas. En cambio, los espectros son mas anchos, como fue observado sistemáticamente. Lo que indica que debemos considerar otro mecanismo de ensanchamiento.

Un posible mecanismo surge de tomar en cuenta la fluorescencia atómica resonante que tiene como resultado una dispersión adicional de los vectores de onda de los campos de bombeo y sonda. Como vimos en el capítulo 4.3 las colisiones de los átomos con las paredes de los poros mitiga la fluorescencia siendo que el fotón correspondiente al átomo excitado no contribuirá a la fluorescencia cuando el átomo choca con las paredes de los poros. Por lo que esperamos que la contribución relativa de la fluorescencia sea mayor en la celda (III) que en la (I). En el mismo sentido si comparamos las figuras 6.2 (b) y (c) podemos ver que el ancho de la forma de línea correspondiente a la celda (III) es mayor que el de la celda (I) lo que sería consistente con la idea de que tenemos mayor contribución a este efecto de la fluorescencia en la señal correspondiente a la celda (III).

6.1.4.3 Ensanchamiento por Potencia

¹estamos considerando el valor mínimo estimado para la celda (I) $\approx 10\mu\text{d}$

La mayor parte de las mediciones sobre las celdas porosas se realizaron utilizando un haz incidente saturante, y hemos supuesto que los átomos que contribuyen al espectro de la absorción saturada observada están cerca de la superficie del medio poroso irradiada por el haz incidente. Para considerar experimentalmente el ensanchamiento por potencia de los espectros de la absorción saturada, medimos el ancho espectral de Δ_{pp} para diferentes intensidades del haz incidente. Como puede verse en la figura 6.9, el ensanchamiento por potencia realiza una importante contribución al ancho espectral. Sin embargo, la extrapolación al ancho mínimo en intensidad cero, todavía tiene un valor bastante superior al ancho natural.

Dado que estimamos que el ensanchamiento por el tiempo de tránsito sea despreciable para la celda con poros mas pequeños (I), consideramos que el ancho espectral de la absorción saturada para $\theta = 0$ a intensidades bajas estará dominado principalmente por el mecanismo de ensanchamiento intrínseco relacionado con la dispersión del vector de onda del campo del láser, que es posiblemente incrementado por la fluorescencia atómica.

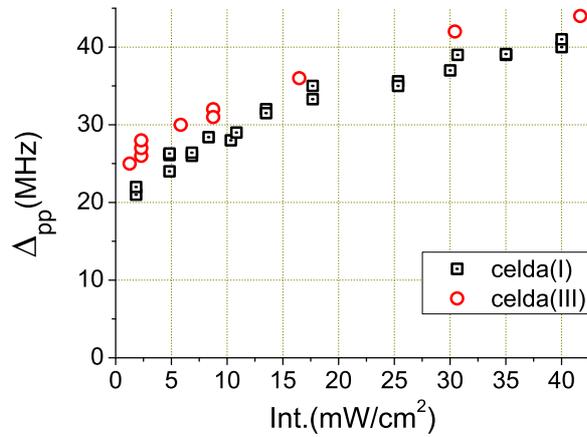


Figura 6.9: Medida de ancho de resonancia simple en las dos celdas como función de la potencia del haz incidente ($\theta \approx 0$ y diámetro del haz :2mm)

6.1.5 Contraste de las resonancias subDoppler

Los efectos del confinamiento también están presentes cuando se compara el contraste de las líneas de la absorción saturada. El contraste de los espectros de la absorción saturada, definido como la relación entre la amplitud de la resonancia de la absorción saturada sobre la amplitud del fondo de ancho Doppler, es función de la intensidad de la luz para la medida del contraste para el ^{85}Rb en la transición ($F = 3 \mapsto F' = 2$) realizada sobre los espectros presentados en la figura 6.2 (b) y (c) (correspondientes a las celdas (I) y (III)) se obtiene 5,1% y 4,5% respectivamente. El contraste más alto observado fue de alrededor de 7%. Siempre observamos un contraste más alto por la celda(III) en comparación con la celda (I) a una misma intensidad de luz. Esto concuerda con la perspectiva de tener una mayor eficiencia del bombeo óptico en la celda de poros mas grandes.

También se observó que las resonancias de cross-over entre las transiciones del ^{85}Rb ($F = 3 \mapsto F' = 2, 3$) tiene una amplitud relativa mayor en aproximadamente un 15% en la celda (III) que en la célula (I). Además en ambas celdas la amplitud de las resonancias de cross-over (en relación con la amplitud de las líneas de transición simple) aumenta con la intensidad de la luz. Estos resultados son consistentes con el hecho de que los átomos con grandes velocidades que contribuyen a las señales

de cross-over tienen pequeño tiempo de interacción, debido al confinamiento de los poros.

6.2 Señal atómica Coherente en luz Retrodifundida

En todos los experimentos presentados hasta aquí fue suficiente analizar que sucedía con las poblaciones de los estados atómicos. No obstante es bien sabido que para la descripción general del sistema atómico no alcanza con conocer la población de sus estados (que corresponden a la probabilidad π_n de ocupación de sus estados) $\{|\psi_n\rangle\}$. Si por ejemplo un átomo está en una superposición lineal de sus estados de energía $|E_n\rangle$, puede describirse como : $|\psi\rangle = \sum_n c_n |E_n\rangle$. Por lo que una medida de una cantidad observable \hat{O} sobre el estado del átomo no solo depende de las poblaciones $|c_n|^2$ sino que también de los términos cruzados $c_n c_{n'}^*$, que son numeros complejos cuyos argumentos dependen de las fases relativas entre c_n y $c_{n'}$.

De manera general una muestra atómica puede describirse como una mezcla estadística de los estados de los átomos con el formalismo del operador densidad $\hat{\rho} \equiv \sum_n p_n |E_n\rangle\langle E_n|$, teniendo no solo elementos en la diagonal $\langle E_n|\hat{\rho}|E_n\rangle = \pi_n$ sino también elementos fuera de la diagonal $\langle E_n|\hat{\rho}|E_{n'}\rangle = \rho_{n'n}$ (con $n' \neq n$) que se denominan *coherencias atómicas* entre los estados $|E_n\rangle$ y $|E_{n'}\rangle$. Por último siendo que el operador densidad es Hermítico podemos encontrar una base en la cual la representación matricial de $\hat{\rho}$ sea diagonal, por lo que el concepto de coherencia es relativo a la base elegida.

Uno de los procesos de interacción átomo-luz que genera coherencia y que ha tenido considerable desarrollo en los últimos años, es el denominado *atrapamiento coherente de población (CPT)*, así llamado porque la población se acumula en un estado que es una combinación lineal de los estados estacionarios del sistema [51][52]. En esta sección abordaremos la descripción teórica del *CPT* en una configuración Hanle, realizada sobre subniveles Zeeman. Posteriormente analizaremos las condiciones que deben cumplirse para detectar este tipo de señal atómica así como su forma espectral en relación con el confinamiento atómico. Seguidamente describiremos el experimento realizado para detección de señales atómicas coherentes en luz retrodifundida para celdas porosa, y en el caso conocido de celda fina. Finalmente presentamos los datos experimentales en los medios porosos así como su análisis y comparación con la señal coherente de una celda fina.

6.2.1 Atrapamiento coherente de poblaciones

A continuación abordaremos un esquema simple de *CPT* en la configuración Hanle para un sistema abierto [53]. Cuando hacemos referencia a la configuración Hanle nos referimos a la técnica donde se observamos trasmisión de la luz por un sistema atómico cuando variamos el campo magnético en torno a cero. Consideraremos la transición de $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 0\rangle$ interactuando resonantemente con dos campos laser de polarizaciones σ^+ y σ^- (cuya suma corresponde a una polarización lineal) ver

figura 6.10 (a). El sistema atómico está compuesto por dos estados fundamentales¹ $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ y por el estado excitado $|F' = 0, m'_F = 0\rangle$, el decaimiento del estado excitado tiene dos componentes: una tasa Γ_{int} de población del estado excitado hacia subniveles internos (el estado fundamental $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$) y una tasa γ correspondiente a la salida de átomos de la región de interacción. En nuestro sistema de átomos confinados en poros, γ corresponde a la tasa de colisiones contra las paredes.

En principio para nuestro abordaje teórico el sistema atómico está en reposo y los efectos de retroceso provocado por la absorción y emisión de fotones son despreciados. Los dos campos de láser σ^+ y σ^- son los correspondientes a un campo de luz láser polarizada linealmente, teniendo igual intensidad y dirección de propagación. Un campo magnético de intensidad B es aplicado colinealmente con el vector de onda del campo del láser.

Bajo estas suposiciones, el hamiltoniano del sistema es :

$$H = H_0 + H_B + V_{AL} \quad (6.8)$$

donde H_0 es el hamiltoniano del sistema atómico en un campo magnético nulo,

$$H_0 = \hbar\omega_0|F', 0\rangle\langle F', 0| \quad (6.9)$$

siendo ω_0 la frecuencia de transición atómica² ($F = 1$) \mapsto ($F' = 0$). Considerando el efecto Zeeman (ver 6.2), describimos el desplazamiento de energía producido por el campo magnético aplicado, tomando H_B de la forma:

$$H_B = g\mu_B B(|F, +1\rangle\langle F, +1| - |F, -1\rangle\langle F, -1|) \quad (6.10)$$

donde g es el factor giromagnético y μ_B el magnetón de Bhor. Por último V_{AL} representa el acoplamiento átomo láser que en la aproximación dipolar y en la aproximación de onda giratoria es:

$$V_{AL} = \hbar\Omega e^{-i\omega t}(|F', 0\rangle\langle F, -1| + |F', 0\rangle\langle F, +1|) + H.C. \quad (6.11)$$

donde $\Omega \equiv \frac{\hat{d}_{F'} \cdot \vec{E}}{2\hbar}$ es la frecuencia de Rabi, con $\hat{d}_{F'}$ el operador dipolo entre $|F = 1, m_F = 1\rangle \mapsto |F' = 0\rangle$ y \vec{E} el campo resonante con la transición.

Para presentar una descripción mas clara del fenómeno del *CPT*, realizamos el siguiente cambio de base [54]:

$$|\psi_C\rangle = (|F, -1\rangle + |F, 1\rangle)/\sqrt{2} \quad (6.12a)$$

$$|\psi_D\rangle = (|F, -1\rangle - |F, 1\rangle)/\sqrt{2} \quad (6.12b)$$

$$(6.12c)$$

El estado $|\psi_D\rangle$ está desacoplado del campo del láser:

$$V_{AL}|\psi_D\rangle = 0 \quad (6.13)$$

¹Siendo que por las reglas de selección los campos no acoplan con $|F = 1, M_F = 0\rangle$

²donde consideramos que la frecuencia del estado $|F = 1\rangle$ es cero

y por este motivo se lo denomina estado oscuro. Por otro lado el campo del laser acopla el estado $|\psi_C\rangle$ con el estado excitado $|F'\rangle$

$$V_{AL}|\psi_C\rangle = \hbar \frac{\Omega}{\sqrt{2}} e^{-i\omega t} |F', 0\rangle \quad (6.14)$$

por lo que consecuentemente se lo denomina estado brillante. Por último el campo magnético induce un acoplamiento entre $|\psi_C\rangle$ y $|\psi_D\rangle$,

$$\langle \psi_C | H_B | \psi_D \rangle = -g\mu_B B \quad (6.15)$$

En suma, el Hamiltoniano de interacción $H_I = V_{AL} + H_B$ se expresa convenientemente en una base de estados donde se pueden desacoplar los estados que no interactúan con el láser:

$$\langle \psi_C | H_I | \psi_D \rangle = -g\mu_B B \quad (6.16a)$$

$$\langle e | H_I | \psi_D \rangle = 0 \quad (6.16b)$$

$$\langle F' | H_I | \psi_C \rangle = \hbar \Omega e^{-i\omega t} \quad (6.16c)$$

Esto es mostrado esquemáticamente en la figura 6.10(b). Podemos ver en la figura 6.10(b) que el concepto de estado coherente ha quedado enmascarado por el cambio de base. De esta configuración interpretamos directamente que a consecuencia del bombeo óptico hacia el estado oscuro aparecerá una transparencia inducida¹. Si una fracción de los átomos está inicialmente en el estado $|\psi_C\rangle$

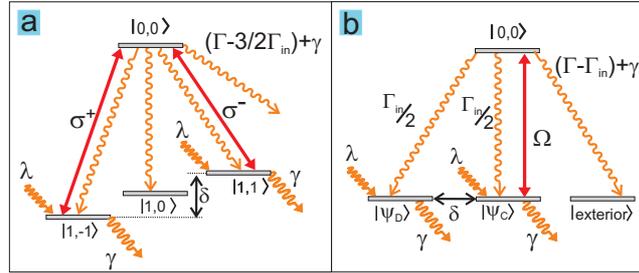


Figura 6.10: (a): Esquema de niveles para la transición $F = 1 \mapsto F' = 0$. (b) Cambio de base del modelo atómico en Λ a $\{|\psi_C\rangle, |\psi_D\rangle, |1, 0\rangle\}$

luego de algunos ciclos de absorción y emisión espontánea esa población será atrapada en $|\psi_D\rangle$ como consecuencia del bombeo óptico. Eso significa que los átomos son colocados en una combinación lineal de los estados base que no absorben luz y es por esto que se utiliza la denominación de atrapamiento coherente de poblaciones. Podemos ver que la nueva base de estados $\{|\psi_C\rangle, |\psi_D\rangle, |1, 0\rangle\}$ es equivalente a elegir el eje de cuantización paralelo a la polarización del campo, como presentamos en la figura 6.11 (a1), en donde se observa directamente que toda la población es atrapada en los niveles $|1, -1\rangle$ y $|1, 1\rangle$. Así mismo para el caso de la transición $F = 2 \mapsto F' = 1$ tenemos que también aparecerá una transparencia inducida como se muestra en las figura 6.11 (b1) y (b2). Observando la figura 6.11 (b1) vemos que en este caso también tenemos dos estados de atrapamiento. Por lo que esta transición se comportará de manera análoga a la transición $F = 1 \mapsto F' = 0$.

¹habitualmente denominada EIT por sus siglas en inglés

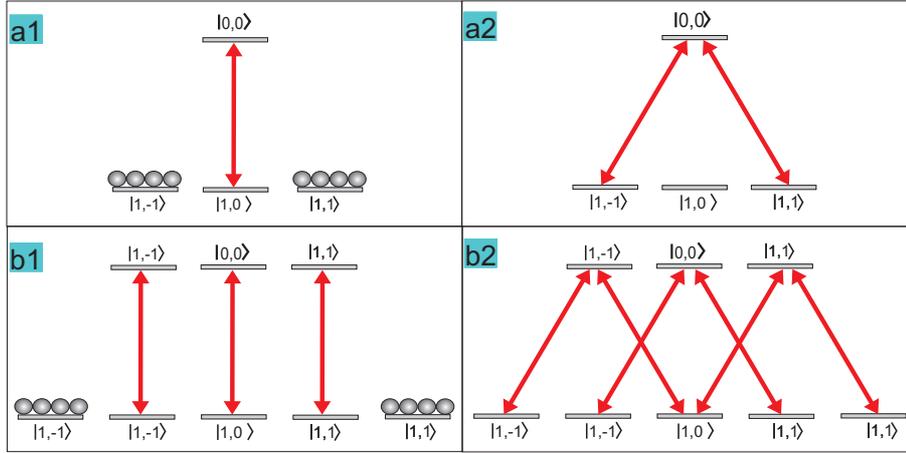


Figura 6.11: Esquema de niveles para transiciones con atrapamiento coherente de poblaciones. Con eje de cuantización paralelo a la polarización de la luz (a1) $F = 1 \mapsto F' = 0$ y (b1) $F = 2 \mapsto F' = 2$. Con eje de cuantización paralelo a la propagación la luz (a2) $F = 1 \mapsto F' = 0$ y (b2) $F = 2 \mapsto F' = 2$.

Considerando ahora la ecuación de evolución temporal del operador densidad (ec Liouville)[40]

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \left. \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right|_{rel} \quad (6.17)$$

en el contexto de interacción radiación materia, la representación matricial de esta ecuación es conocida como ecuaciones de Bloch. El último término corresponde a los procesos de relajación. En particular

$$\left. \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right|_{rel} = \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \Big|_{rel}^0 + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \Big|_{rel}^{\gamma} \quad (6.18)$$

donde $\left. \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right|_{rel}^0$ corresponde solamente a los decaimientos radiativos asociados con los procesos de emisión espontánea y $\left. \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right|_{rel}^{\gamma}$, describe fenomenológicamente la salida de átomos a una tasa γ de la región de interacción, y por lo tanto afecta a todos los elementos de la matriz densidad; este término es análogo a la relajación fenomenológica introducida en el modelo del capítulo 5. El escape de átomos de la zona de interacción es compensado con la llegada de átomos frescos (que no hayan previamente interactuado con la luz) a una cierta tasa λ , en nuestro caso corresponderían a átomos que salen de las paredes de los poros. Debemos notar que estas dos tasas fenomenológicas no son independientes $\lambda(\gamma)$.

A partir de lo expuesto aquí podemos hallar las ecuaciones de Bloch del sistema considerado para el atrapamiento coherente de poblaciones en el esquema Hanle. Introduciendo la desintonía Raman $\delta \equiv 2g\mu_B B/\hbar$ y tomando las variables lentas de la aproximación de onda giratoria los nuevos elementos de matriz serán $\sigma_{C,e} = \rho_{C,e} \exp(-i\delta\omega t)$, $\sigma_{D,e} = \rho_{D,e} \exp(-i\delta\omega t)$ $\sigma_{DD} = \rho_{DD}$ se puede obtener[55]:

$$\dot{\sigma}_{DD} = \alpha \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ee} + \delta Im \sigma_{DC} - \gamma \sigma_{DD} + \lambda \quad (6.19a)$$

$$\dot{\sigma}_{CC} = \alpha \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ee} - \delta Im \sigma_{DC} + 2\Omega Im \sigma_{eC} - \gamma \sigma_{CC} + \lambda \quad (6.19b)$$

$$\dot{\sigma}_{ee} = -\Gamma \sigma_{ee} - 2\Omega Im \sigma_{eC} - \gamma \sigma_{ee} \quad (6.19c)$$

$$\dot{\sigma}_{eD} = -\left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta\right) \sigma_{eD} - i\frac{\delta}{2} \sigma_{eC} - i\Omega \sigma_{CD} - \gamma \sigma_{eD} \quad (6.19d)$$

$$\dot{\sigma}_{eC} = -\left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta\right) \sigma_{eC} - i\frac{\delta}{2} \sigma_{eD} - i\Omega(\sigma_{CC} - \sigma_{ee}) - \gamma \sigma_{eC} \quad (6.19e)$$

$$\dot{\sigma}_{DC} = i\frac{\delta}{2}(\sigma_{CC} - \sigma_{DD}) + i\omega \sigma_{De} - \gamma \sigma_{DC} \quad (6.19f)$$

donde $\alpha = \frac{\Gamma_{in}}{\Gamma_{ext}}$ (corresponde al cociente entre las tasas de decaimiento del estado excitado a niveles internos y externos del sistema), y $\Delta = \omega - \omega_0$ corresponde a la desintonía del campo con respecto a la transición óptica del átomo(en reposo). Hasta aquí hemos considerado que los átomos están en reposo, pero si incluimos el movimiento de los átomos debemos incluir el efecto Doppler sobre la desintonía del campo $\Delta = \omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$.

Hacemos notar que si el átomo esta en movimiento a velocidad \vec{v} , la frecuencia del laser estará corrida por una cantidad igual a $\vec{k} \cdot \vec{v}$ para ambos campos. En un procesos de estimulación Raman los dos corrimientos Doppler asociados a estos campos se suman con signo negativo, por lo que para una velocidad atómica dada, el efecto Doppler se cancela.

Es bien sabido que el operador densidad nos permite calcular las magnitudes físicas de interés. En particular las medidas que presentaremos en esta sección corresponden a la intensidad I que depende de la señal atómica, siendo I proporcional a la potencia disipada por los átomos $W(t) = \vec{E}(t) \cdot \frac{d\vec{P}(t)}{dt}$ [56], y teniendo en cuenta que \hat{V}_{AL} representa la interacción dipolar entre átomo y láser, el valor esperado de la polarización macroscópica $\vec{P}(t)$ estará dado por:

$$\begin{aligned} P(t) = NTr(\hat{\rho}\hat{V}_{AL}) &= \sigma_{Ce}e^{-i\omega} + \sigma_{eC}e^{i\omega} \\ &= 2Re(\sigma_{Ce})\cos(\omega t) + 2Im(\sigma_{Ce})\sen(\omega t) \end{aligned} \quad (6.20)$$

donde N es la densidad atómica. Teniendo en cuenta que como $W(t) = \vec{E}(t) \cdot \frac{d\vec{P}(t)}{dt}$, la componente de $\vec{P}(t)$ en fase con el campo no disipa energía, por esto solo la componente en cuadratura es la responsable de la absorción. En conclusión la absorción del campo resonante con los niveles $|e\rangle$ y $|C\rangle$ será proporcional¹ a $Im(\sigma_{Ce})$.

Por último las ecuaciones ópticas de Bloch pueden ser escritas en la forma:

$$\dot{\hat{\sigma}} = M\hat{\sigma} \quad (6.21)$$

por lo que el estudio del CPT se reduce a resolver el sistema de ecuaciones determinado por la matriz de Bloch M . La situación más sencilla para resolver es la condición

¹de forma análoga vemos que la dispersión es proporcional a $Re(\sigma_{Ce})$

estacionaria de las ecuaciones de Bloch (donde $\dot{\sigma}_{lk} = 0$), que nos permite obtener las características espectrales de la señal de absorción. En la figura 6.12 bosquejamos la forma típica de la solución estacionaria para la absorción ($\propto \text{Im}(\sigma_{Ce})$) con $\Delta = 0$ (y átomos en reposo), en función de la desintonía Raman δ . En la figura podemos ver directamente que cuando estamos en la condición de resonancia de dos fotones $\delta = 0$, se observa una reducción de la luz absorbida por los átomos. Este es el efecto denominado *transparencia inducida electromagnética*.

La solución estacionaria de las ec de Bloch para el *CPT*, es una buena aproximación cuando el campo del laser interactúa con átomos en una celda macroscópica [51]. Sin embargo cuando el confinamiento atómico se incrementa, el tiempo de interacción entre los átomos y el campo no es suficiente para alcanzar la condición estacionaria.

Para el estudio de los transitorios de las resonancias coherentes debe analizarse los valores propios de la matriz de Bloch M . Esto ha sido ampliamente estudiado en trabajos previos [53][57]. Sustancialmente estos reportes muestran que los valores propios tiene constantes de decaimiento esencialmente dominadas por el orden de Γ y constantes de decaimiento del orden de γ . Como en principio $\gamma < \Gamma$, los transitorios del orden de γ son los relevantes para descripciones temporales relativamente largas. Además sabemos como regla general que el valor propio menor, es el que sobrevivirá por más tiempo en el régimen transitorio. Siendo que el término $\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \Big|^\gamma$ describe en la ecuación de Bloch 6.19 la salida de átomo de la región de interacción, entonces no puede haber ningún otro valor propio del problema cuya parte real sea menor que γ . Consecuentemente no podremos tener estructuras espectrales más estrechas que γ .

Es por esto que en el caso de los átomos confinados, donde γ esta determinado por la tasa de choque de los átomos contra las paredes, esperaríamos que el ancho espectral de la resonancia oscura sea del orden de la tasa γ y esté acotado inferiormente por esta. De esta forma un incremento del confinamiento repercute en un aumento del ancho de la resonancia oscura.

La dependencia de las resonancias oscuras con la intensidad de la luz ha sido estudiado experimental y teóricamente, sobre todo en el régimen de bajas potencias donde la forma de las resonancias es Lorentziana y la dependencia de su ancho $\Delta_{Res.Osc}$ se comporta de forma lineal con la intensidad hasta algún mW/cm^2 . La pendiente de esta dependencia lineal es menor a la predicha por la teoría¹ [51]:

$$\Delta_{Res.Osc.} = \gamma + \Omega/\Gamma \quad (6.22)$$

donde γ corresponde a la relajación de la coherencia entre los estados base de un

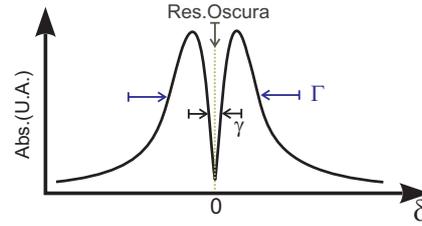


Figura 6.12: Forma característica de la solución estacionaria para los átomos en reposo: cuando desintonía raman $\delta = 0$ aparece resonancia oscura

¹Esencialmente se obtiene hallando la solución estacionaria del sistema de las ec.6.19

sistema Λ cerrado.

Utilizando la aproximación de la matriz densidad Javan et. al. [58] también obtuvieron una expresión analítica para Δ_{ResOsc} en el caso de un medio con ensanchamiento Doppler:

$$\Delta_{Res.Osc.} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\Gamma}} \Omega \quad (6.23)$$

en el límite donde $\Omega^2\Gamma/2\gamma W_D^2 \equiv X \ll 1$ siendo W_D^2 el ancho de línea inhomogéneo (o ancho Doppler). La cantidad X representa el grado bombeo óptico entre los subniveles de la base del sistema Λ dentro del ancho de línea inhomogéneo.

Estas descripciones teóricas fueron desarrolladas para sistemas atómicos en Λ cerrados, donde γ corresponde a la tasa de relajación entre los niveles inferiores de la configuración Λ . Pero debemos notar que dicho tratamiento es prácticamente equivalente al de un sistema abierto, como el que estamos estudiando en este trabajo, donde γ representa la tasa de átomos que salen de la región de interacción y hay átomos entrando a la región de interacción con los niveles inferiores igualmente poblados.

6.2.2 Condiciones para el Atrapamiento Coherente de Poblaciones

Como hemos visto en la sección anterior, para obtener el *CPT* utilizamos un campo con polarización bien definida. Por otro lado sabemos que al propagarse la luz láser por el medio poroso su vector de propagación se dispersa y no tendrá una polarización definida luego de la distancia l_d (ver sección 2.3). Por lo que obtener una señal atómica coherente no es en principio directo cuando el campo es difuso. Sin embargo para distancias inferiores a l_z , el campo preserva esencialmente su polarización. Es por esto que esperaríamos obtener una señal coherente de los átomos presentes en esta primer capa de la celda porosa. Además la luz retrodifundida refleja esencialmente la luz que interactuó con los átomos en la capa de espesor l_z por lo que esperaríamos poder observar una señal de *CPT*.

Teniendo en cuenta estas observaciones como presentaremos a continuación realizamos un montaje experimental para detectar la señal atómica coherente de la luz retrodifundida por el medio poroso. Así mismo describiremos el montaje para la detección del *CPT* en una celda fina. Siendo que este sistema tiene una geometría mas simple y ha sido ampliamente estudiado por otros autores [59], nos permitirá contrastar con lo observado en el medio poroso.

6.2.3 Montaje experimental

En la figura 6.13 se muestra el montaje experimental que hemos utilizado para realizar las medidas del atrapamiento coherente de poblaciones en una configuración tipo Hanle. El haz del láser estabilizado en frecuencia (ver sección 2.2) es ubicado sobre el eje z , pasando por un polarizador lineal y expandido por el telescopio, posteriormente la iris selecciona una sección de intensidad homogénea (de 3mm de diámetro). Seguidamente el haz incide sobre la celda de vidrio poroso aproximadamente perpendicular a su ventana. El divisor de haz desvía parte de la luz retrodispersada que es

colectada por la lente ubicada a 40cm de distancia de la superficie del medio poroso, y la luz colectada es enfocada sobre el fotodiodo. El ángulo sólido de colección de la luz corresponde a aproximadamente 10^{-5} del hemisferio de detección de la luz de retrodispersión. Inclina la celda levemente para evitar que las reflexiones del haz sobre el vidrio de la ventana de la celda o la ventana del horno, puedan alcanzar al detector y saturarlo.

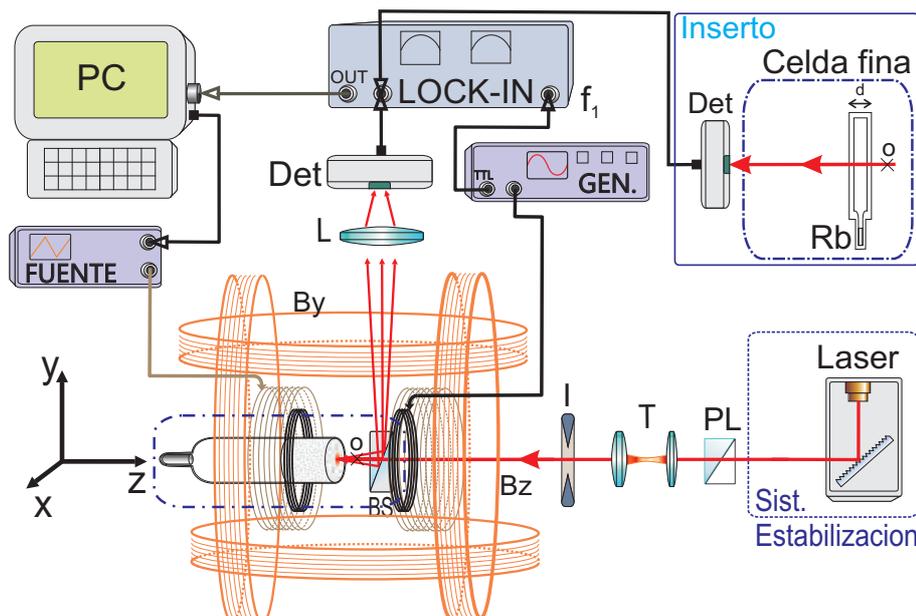


Figura 6.13: *Montaje experimental: Laser: estabilizado en frecuencia. PL: polarizador lineal. T: Telescopio. I: Iris. BS: divisor de haz. Punto de corte de los ejes de simetría de las bobinas B_x, B_y . GEN: Generador que modula la corriente de la bobina chica a f_1 . Det: Detector de fotodiodo. Lockin: detección sincrónica de la señal del detector a frecuencia f_1 . Fuente: rampa de corriente sobre bobinas medianas (Helmholtz). Inserto: configuración de la detección sobre celda fina.*

Para tener una buena densidad de Rb calentamos la celda a 130°C . Como se muestra en la figura ubicamos la ventana de la celda porosa sobre el punto de corte (O) de los ejes de simetría de los tres pares de bobinas grandes. El eje de simetría de cada par de bobinas está respectivamente alineados con uno de los ejes del sistema de referencia $\{x, y, z\}$ (el par de bobinas correspondientes a la dirección x no es mostrado), de esta forma aplicando la corriente adecuada sobre cada par de bobinas pudimos anular el campo magnético ambiente ($\approx 1 \times 10^{-3} \text{ G}$) en el centro O. Sobre la dirección z también ubicamos una bobina de configuración Helmholtz con su eje de simetría colineal con el haz del láser. La PC controla la fuente que genera una rampa de corriente sobre la bobina Helmholtz. Por último como se especifica en la figura, también colocamos un par de bobinas chicas sobre el eje Z donde introducimos una pequeña corriente de modulación suministrada por un generador sinusoidal a una frecuencia de $\approx 1 \text{ KHz}$ y usamos esta señal como referencia de frecuencia para la

detección sincrónica realizada con el Lockin de donde extraemos la primer derivada respecto al campo \vec{B} de la señal registrada por el detector.

La configuración de la detección para el caso de celdas finas (de sección d) es muy similar a lo descrito para la celdas porosas. Como se muestra en el inserto de la figura 6.13, la celda es también ubicada sobre el punto de corte O de los ejes de simetría de los pares de bobinas, siendo su sección plana coplanar al plano $\{x, y\}$. La luz del láser transmitida sobre la sección estrecha de la celda (d) alcanza al detector directamente, y la detección de la señal se realiza de forma análoga a lo descrito previamente.

La calibración de la desintonía del láser se realizó utilizando como referencia espectral, el rango espectral libre del Fabry-Perot.

6.2.4 Medidas Experimentales

Nuestras medidas experimentales se centraron en la transición ($F = 2 \mapsto F' = 1$) del isótopo de Rb^{87} que es la que tiene factor giromagnético mayor (ver cuadro de factor giromagnético 2.1.3).

La bobina de Helmholtz utilizada permite variar el campo magnético de manera de realizar una excursión en la desintonía Raman de $\approx 23\text{MHz}$.

Realizando la excursión del campo magnético, la derivada de la señal atómica fue extraída con la detección sincrónica de la señal. En la figura 6.14 se muestra una medida experimental típica de las señales detectadas. Aquí también definiremos el ancho espectral como Δ_{pp} la distancia (en frecuencia) pico a pico de la señal atómica derivada, como es mostrado en la figura.

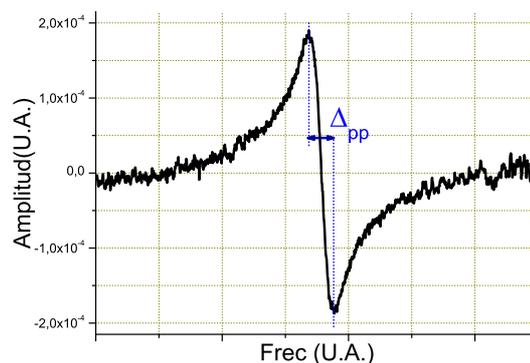


Figura 6.14: Forma característica de la señal atómica coherente extraída del detector: celda porosa (III) $22\text{mW}/\text{cm}^2$

6.2.5 Análisis de medidas experimentales

Se puede ver de la figura 6.14, que la forma característica de los espectros experimentales presentan una clara similitud con la derivada de la forma espectral de la transparencia inducida ver figura 6.12. Sin embargo presenta diferencias respecto de la forma de línea de una curva Lorentziana, por ejemplo nuestra curva experimental cruza mas de una vez por cero. Esta forma particular podría entenderse como la contribución a la señal de los transitorios de las ec de Bloch de los distintos tiempos de interacción de los átomos de diferentes clases de velocidades dentro de los poros.

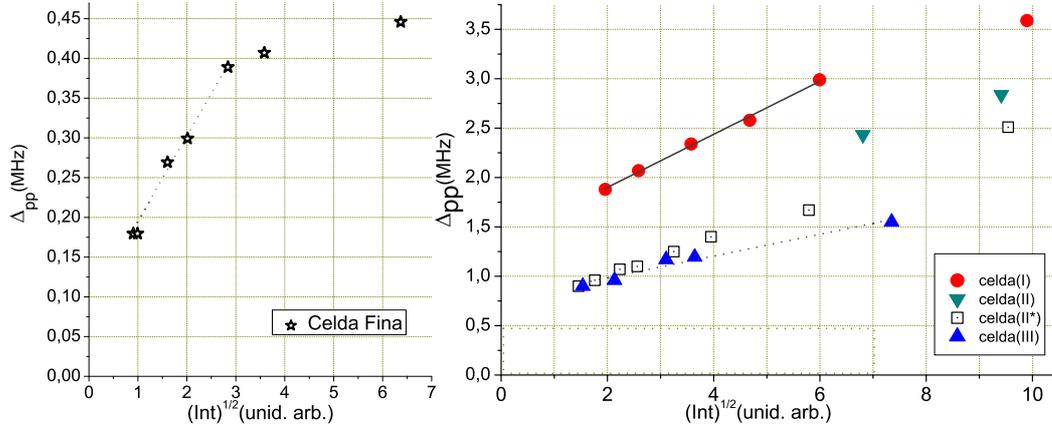


Figura 6.15: Variación del ancho pico a pico Δ_{pp} con la intensidad. (a): Celda fina . (b): En celdas porosas (I), (II), (III), (II*) (Esta celda corresponde a tamaño de grano inhomogéneo)

En la figura 6.15 (b), presentamos las medidas experimentales de los anchos pico a pico Δ_{pp} en función de \sqrt{I} (que es una cantidad proporcional a Ω). Donde I es la intensidad de la luz incidente sobre la muestra. Las medidas fueron realizadas con el láser resonante en la transición atómica, para celdas de diferentes porosidades.

Como podemos observar en la figura 6.15 (b) a medida que d el tamaño esperado de intersticio de las celdas I, II, II^* y III disminuye (ver sección 2.3), los anchos de Δ_{pp} se incrementan. Si consideramos como fue discutido en la sección 6.2.1 que el ancho de la señal de la resonancia oscura está determinado esencialmente por γ , podemos entonces a partir del valor mínimo de Δ_{pp} ($\sim \gamma$) medido para cada celda, realizar una estimación del orden del tamaño de los intersticio. Utilizando la relación hallada en 5.5, obtenemos que los tamaños de intersticio son del orden de las decenas de μm y que su tamaño relativo escala consistentemente; en particular obtenemos que el tamaño de intersticio de la celda III es más del doble del de la celda (I).

Otro aspecto que se observa claramente de la figura 6.15 (b), es que la variación de Δ_{pp} depende linealmente con \sqrt{I} para un amplio rango de valores (exceptuando la última medida a mayor intensidad).

Siendo que el comportamiento descrito por el modelo de la ec 6.22 es adecuado para bajas intensidades, podíamos esperar como observamos directamente de la figura 6.15(b) la ausencia de un comportamiento no lineal con Ω (o lineal con la intensidad) para los rangos de intensidades en que trabajamos.

En nuestras condiciones experimentales, donde el valor de γ es comparable al de Γ (ver 5.5), podemos estimar que $\Omega^2\Gamma/2\gamma W_D^2$ es pequeño por lo que estamos en las condiciones en que fue derivada la expresión 6.23 del modelo de Javan et. al.. Teniendo en cuenta que Ω es $\propto \sqrt{I}$ podemos ver directamente de la gráfica que nuestros datos experimentales concuerda con la dependencia lineal de Δ_{pp} con Ω predicha por el modelo. Además vemos que los ajustes lineales incrementan su pendiente a medida que el confinamiento crece. Esto es consistente con el valor de la pendiente

¹ esta celda corresponde a un tamaño inhomogéneo de poros, con granos de entre $50 - 200\mu\text{m}$

en el modelo (ver ec:6.23): $\sqrt{\frac{2\gamma}{\Gamma}}$. Donde se puede ver que al incrementarse γ como consecuencia de un mayor confinamiento se incrementa la pendiente. A pesar de estas concordancias cualitativas del modelo con nuestros resultados experimentales, obtenemos diferencias de aproximadamente un orden de magnitud para los valores de γ estimados. Otros autores también han reportado coincidencias cualitativas con el modelo pero también observado diferencias cuantitativas [60] en el caso de haces de sección pequeña ($300\mu\text{m}$ de diámetro).

A modo de comparación con nuestros resultados experimentales en la figura 6.15 (a) presentamos las medidas del ancho Δ_{pp} de la resonancia oscura en función de \sqrt{I} para una celda fina de espesor $d=100\mu\text{m}$. El valor de Δ_{pp} obtenido para el mínimo de intensidad es consistente con lo reportado por Lenci et. al. [59]. Podemos observar directamente de la figura que también tenemos un comportamiento lineal de Δ_{pp} con Ω . Además los anchos observados son sensiblemente inferiores a los de las celdas porosas, comparando a una misma potencia, los anchos más estrechos de las celdas porosas (correspondientes a la celda (III)) son ≈ 5 veces mayores a los de la celda fina. Para interpretar esta diferencia entre los anchos pensemos primero en el caso de la celda fina, donde tenemos un confinamiento en una dimensión. La celda selecciona las velocidades de los átomos que contribuyen mayormente a la estructura estrecha, estos son aquellos cuyas velocidades permiten un mayor tiempo de interacción con el campo incidente sobre la celda (siendo la sección transversal del campo sobre la celda relativamente grande de 3mm). Esencialmente las velocidades rasantes a las ventanas de la celda son las que contribuyen mayormente a la señal. Para estas clases de velocidades los átomos tienen largos tiempos de interacción y alcanzan prácticamente la condición estacionaria en las ec de Bloch, y de esta forma contribuyen a estrechar la señal cuyo ancho como vimos esta dominado por los tiempos de interacción. En el caso de las celdas porosas donde todas las clases de velocidades tienen tiempos acotados de interacción por el confinamiento en 3 dimensiones por lo que las contribuciones a la señal atómica corresponderán mayormente a átomos en régimen transitorio de interacción, y por lo tanto las señales serán mas anchas.

En la figura 6.16 presentamos las medidas de la dependencia de Δ_{pp} con la desintonía del campo del láser respecto de la transición atómica para distintas intensidades sobre las celdas porosas (I) y (III) ((b) y (c) respectivamente) y en la celda fina (a). En el caso de las celdas porosas podemos observar que los anchos son poco sensibles a la desintonía, mientras que en el caso de las celdas finas la desintonía del campo incrementa el ancho Δ_{pp} .

En el caso de la celda fina podemos argumentar que cuando desintonizamos el láser: $\Delta = \omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$ el campo estará en resonancia con los átomos de velocidades mas grandes por lo tanto estos átomos tienen menor tiempo de interacción con la luz y contribuirán a la señal con una mayor peso de los transitorios de las ec de Bloch tendremos entonces espectros mas anchos. En el caso de las celdas porosas ya tenemos una contribución importante de los transitorios de las ec de Bloch (debido al confinamiento atómico en 3 dimensiones de todas sus clases de velocidades) que enmascara el ensanchamiento por desintonía.

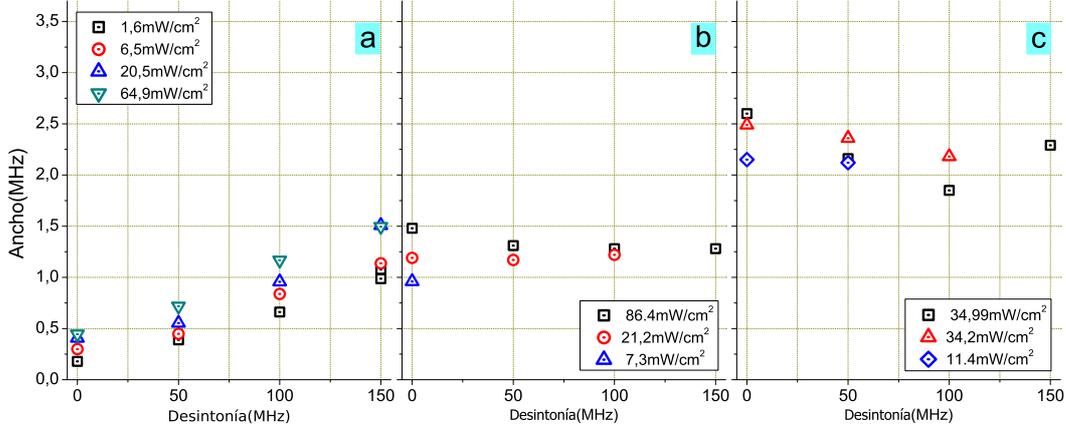


Figura 6.16: Variación del ancho pico a pico Δ_{pp} con la desintonía del láser y a distintas intensidades. (a): Celda fina . (b): celdas porosa (III), (c): celda porosa(I)

6.2.6 Discusión

A lo largo de este trabajo hemos incluido el parámetro γ como la tasas de perdida de átomos que interaccionan con los campos. Esta tasa es un forma simplificada de tener en cuenta los tiempos de interacción de los átomos con el campo, en particular en el medio poroso esos tiempos son los tiempos de vuelo de los átomos para las distintas clases de velocidades correspondientes a la distribución de velocidades de salidas de la superficie de los poros.

Para realizar una descripción mas exacta de la situación física y determinar la forma y el ancho espectral de la *resonancia oscura* deberíamos integrar las ec de Bloch sobre los tiempos de interacción y de esa forma eliminar el parámetro γ para considerar directamente las contribuciones de todos los transitorios de las ec de Bloch. En el caso de celdas fina, Failache et. al. [55] lograron estudiar el efecto de los transitorios sobre los espectros de la señal de absorción del atrapamiento coherente de poblaciones. En el caso del medio poroso este objetivo ha escapado al trabajo presentado en esta Tesis.

6.3 Conclusiones

En este capítulo nos centramos en la señal atómica presente en la luz retodifundida por el medio poroso, lo que nos permitió estudiar el efecto del confinamiento atómico sobre las señales espectroscópicas de la interacción de átomos con luz parcialmente difusa.

En la primera parte de este capítulo presentamos la existencia de resonancias sub-Doppler en la luz retodifundida . Mostramos que estas resonancias son la consecuencia de la absorción saturada, donde el haz del láser incidente satura el medio atómico y la luz retrodispersada lo sondea. Estudiamos las diferencia espectrales entre la absorción saturada en una celda común y en las celdas porosas. Algunas características

de la dependencia de las resonancias simples y de cross-over con el ángulo entre los campos, muestran el efecto de la evolución atómica transitoria debida al confinamiento atómico dentro de los poros así como su evolución con la variación del tamaño de estos. Por último mostramos la existencia de un mecanismo adicional de ensanchamiento por potencia sobre las resonancias sub-Doppler. La obtención de las señales atómicas sub-Doppler en nuestro sistema, destaca por su sencillez y robustez. Siendo que los espectros son sólo ligeramente dependientes del ángulo del detector con respecto a la dirección de retrodispersión.

En la segunda parte de este capítulo estudiamos las señales atómicas coherentes (en una configuración Hanle), presentes en la luz retrodispersada por el medio poroso. Estudiamos la evolución de sus anchos espectrales con la potencia de luz incidente así como con la desintonía del laser, y lo comparamos con el caso de celda fina. A partir de los anchos espectrales medidos pudimos verificar la relación consistente entre los tamaños estimados de intersticio de las celdas.

Capítulo 7

Conclusiones y Perspectivas

En esta Tesis presentamos los primeros trabajos de espectroscopía de átomos de Rb confinados en un medio poroso. Aunque el abordaje del estudio de este sistema haya sido prospectivo, incluso desde la fabricación misma de las celdas porosas, hemos logrado exhibir algunas características que lo presentan interesante para abordar nuevas situaciones espectroscópicas: como la espectroscopía de resolución temporal con campos difusos o la espectroscopía no lineal con campos difusos. Además la conjunción de átomos confinados y campos desordenados en un mismo sistema físico abre la posibilidad de estudiar situaciones físicas interesantes como por ejemplo la interacción de átomos con luz no polarizada, el efecto del confinamiento atómico (en tres dimensiones) sobre la interacción átomo radiación, o el proceso de atrapamiento de fotones para átomos confinados.

En primer lugar analizamos la transmisión de la luz resonante con las transiciones atómicas, donde pusimos de manifiesto la existencia de una compensación entre fluorescencia y absorción de los átomos confinados en el vidrio poroso. A partir del modelo presentado para el atrapamiento de fotones que toma en cuenta el decaimiento no radiativo de los átomos cuando colisionan con las paredes de los intersticios, previmos la aparición de una cota para el tiempo de decaimiento de la fluorescencia que pudimos confirmar con las medidas experimentales. Además considerando el modelo, obtuvimos de la información espectral una medida de la relación área volumen de los intersticios del vidrio poroso.

Otro aspecto que estudiamos es la respuesta no lineal del sistema atómico cuando dos campos desordenados e incoherentes bombeo y sonda interactúan con él. En las hipótesis del modelo que describe las formas de línea observadas, son centrales dos ingredientes esenciales de nuestro sistema, el desorden de los campos que interactúan con los átomos y el confinamiento de estos. La singularidad de las formas espectrales observadas pone de manifiesto que en estas condiciones pueden aparecer nuevos efectos físicos de la interacción de átomos y campos.

Por último al estudiar la luz retrodispersada por el sistema poroso, nos centramos en el efecto del confinamiento atómico sobre las espectroscopías utilizadas. Pudimos explicar las estructuras subdoppler observadas en la luz retrodifundida, como originadas en una configuración de absorción saturada entre el campo incidente y el retrodifundido. Además pudimos interpretar la influencia del confinamiento sobre las

resonancias simples y de sobrecruce estudiando su dependencia con el ángulo de detección. Finalmente pudimos generar señales atómica coherente que extrajimos de la luz retrodifundida. Esto nos permitió estimar el confinamiento atómico, y presentar algunas diferencias observadas entre el confinamiento en 3 dim y 1 dim (correspondiente a la celda fina).

7.1 Perspectivas

La espectroscopía en medios poroso nos abre algunas preguntas que nos plantean desafíos por delante. Uno de los procesos que hemos mencionado en repetidas ocasiones como posible responsable de diferentes observaciones experimentales es la *redistribución de frecuencias* en el atrapamiento de fotones. Hasta ahora no la hemos incluido explícitamente en nuestros modelos, sin embargo si queremos avanzar en la comprensión de nuestras observaciones experimentales debemos realizar un esfuerzo en incluirla explícitamente en nuestros modelos. De esta forma podríamos estudiar el problema del efecto del confinamiento atómico sobre la redistribución de frecuencias.

Dado que la dimensión de los poros determinan el confinamiento atómico, sería interesante construir nuevos sistemas porosos con dimensiones de poros mas reducidas, incluso llegando a las dimensiones la longitud de onda. En estas condiciones la física involucrada debe reanalizarse completamente. Por ejemplo debemos considerar los efectos de la superficie de los intersticios sobre la interacción átomo superficie.

Otro camino que aparece como natural para recorrer es intentar obtener señales atómicas coherentes en condiciones donde los campos están totalmente desordenados. Sin embargo este ambicioso objetivo presenta grandes obstáculos teóricos y experimentales. Una característica que podría incluirse en los medios porosos para preservar la coherencia atómica dentro de los poros, es un recubrimiento de polimeros *antirelajación* que permiten mantener la coherencia atómica incluso después de miles de choques contra las paredes [61]. Esto podría ayudar a obtener señales coherentes mas estrechas, si es que existen.

Como ya hemos comentado en 2.3.1 el estudio del speckle es un área de gran desarrollo, sin embargo las realizaciones experimentales que estudian el speckle dentro de los medios inhomogéneos es escasa por las dificultades de medir el campo dentro de los medios inhomogéneos. En este sentido nuestro sistema podría considerarse para obtener información del campo dentro del vidrio poroso a través de las señales atómicas. Sin embargo el movimiento atómico en principio "borraría", cualquier intento de obtener información de las estructuras de intensidad (de $\approx \lambda$), teniendo en cuenta esto, si fuéramos capaces de obtener átomos lentos dentro de los poros (en cantidades suficientes) sería posible que el sistema atómico sea sensible al speckle. Una posibilidad para realizar esto sería utilizar campos muy intensos y desintonizados de las transiciones atómicas cuyo speckle trabaje como pinzas ópticas[18]. Por último hacemos notar que esta línea de desarrollo presenta varios obstáculos para superar.

Finalmente debemos explorar la potencialidad de nuestro sistema de ser el soporte de dispositivos que utilicen la espectroscopía atómica. Como han mostrado otros autores para el caso de moléculas de oxígeno los sistemas porosos presentan la posibilidad de que la luz realice caminos ópticos grandes en poco espacio[62], lo que les confiere buenos argumentos para ser candidatos naturales para la miniaturización de sistemas espectroscópicos. En particular para el montaje experimental utilizado en la observación de las estructuras sub-Doppler mostramos que es extremadamente simple y robusto. Teniendo la notable propiedad de ser completamente independiente de la orientación del medio poroso e insensible a sus desplazamientos. Los espectros son sólo ligeramente dependientes del ángulo del detector con respecto a la dirección de la luz etrodispersada. La amplitud de la señal puede entonces ser aumentada por un ampliación de la detección de ángulo sólido sin un deterioro significativo del ancho espectral. Espectros registrados para las celdas porosas usando un diámetro de haz de $200\mu\text{m}$ y sólo $130\mu\text{W}$ de potencia óptica tiene una relación típica de señal a ruido de 50. Este resultado sugiere que un bloque de vidrio poroso de unos pocos cientos de μm podría utilizarse como una celda de espectroscopía miniaturizable[13][12]. Una posible forma de realizar tales celdas podría ser cortando la muestra porosa llena de Rb en pedazos más pequeños mientras que al mismo tiempo se produce el sellado de la superficie externa a través de la fusión de vidrio.

7. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

Apéndice A

Flujo de átomos sobre una superficie

Para átomos que poseen una distribución de velocidades de Maxwell, su flujo sobre una superficie será naturalmente el promedio de la componente en la dirección normal de las velocidades de los átomos en el volumen que llegan a la superficie:

$$J_{\hat{n}} = n \langle v_{\hat{n}} \rangle = n \int_{\vec{v} \cdot \hat{n} > 0} d\vec{v} f_v(\vec{v}) \vec{v} \cdot \hat{n} \quad (\text{A.1})$$

donde utilizamos la distribución de Maxwell (4.4). Para integrar sobre las velocidades que llegan a la superficie, utilizamos coordenadas esféricas $d\vec{v} = v^2 \sin\theta d\phi d\theta dv$, y $\vec{v} \cdot \hat{n} = v \cos\theta$, tenemos:

$$J_{\hat{n}} = n \int_0^{\infty} dv v^3 f_v(\vec{v}) \int_0^{\pi/2} d\theta \cos\theta \sin\theta \int_0^{2\pi} d\phi \quad (\text{A.2})$$

$$J_{\hat{n}} = n\pi \frac{1}{\sqrt{\pi^3 v_p^3}} \int_0^{\infty} dv v^3 e^{-\frac{v^2}{v_p^2}} = n \sqrt{\frac{K_B T}{2\pi m}} \quad (\text{A.3})$$

También podemos expresarlo como [29]:

$$J_{\hat{n}} = n \frac{\langle v \rangle}{4} \quad (\text{A.4})$$

donde $\langle v_{\hat{n}} \rangle$ es,

$$\langle v \rangle = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} dv |v| f_v(v) = \sqrt{\frac{8K_B T}{\pi m}}$$

Bibliografía

- [1] M.Ducloy S.Briaudeau, D.Bloch. *Phys. Rev. A*, 59:03723, 1999.
- [2] S.Saltiel A.Papoyan D.Sarkisyan D.Bloch G.Dutier, A.Yarovitski and M.Ducloy. *Europhys. Lett.*, 63:35, 2003.
- [3] V.Venkatraman P.Londero A.L.Gaeta A.D.Slepkov, A.R.Bhagwat. Spectroscopy of rb atoms in hollow-core fibers. *Phys. Rev. A*, 81:053825.
- [4] C.K.Renshaw S.Goh A.L.Gaeta B.J.Kirby s.Ghosh, A.R.Bhagwat. Low-light-level optical interactions with rubidium vapor in a photonic band-gap fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 97:023603, 2006.
- [5] L. Rippe J.Johansson Folestad S.Andersson-Engels T. Svenssons, M. Andersson. High sensivity gas spectroscopy of porus, highly scattering solids. *Optics Lett.*, 33:80–82, 2008.
- [6] L.C.Cota T.H. Hisakado H.WK.Tom A.P. Mills Jr. D.B.Cassidy, M.W.Bromley. Cavity induced shift and narrowing of the positronium lyman-a transition. *Phys. Rev. Lett.*, 106:023401–4, 2011.
- [7] Isabelle Maurin Athanasios Laliotis Daniel Bloch Philippe Ballin, Elias Moufaredj. Three-dimensional confinement of vapor in nanostructures for sub-doppler optical resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 102:231115, 2013.
- [8] A.Yarovitski P.Todorov I.Hamid I.Maurin S.Saltiel D.Sarkisyan M.-P.Gorza D.Bloch M.Fichet, G.Dutier and M.Ducloy. Exploring the van der waals atom-surface attraction in the nanometric range. *Europhys. Lett.*, 77:54001, 2007.
- [9] Y.Imai L.Czaia R.A.Saravanan V.Bright J.Reichel T.W.Hansch D.Z.Anderson S.Du, M.B.Squires. Atom-chip bose-einstein condensation in a portable vacuum cell. *Phys. Rev. A*, 70:053606, 2004.
- [10] J.Kitching P.D.D.Schwindt J.E.Stalnaker M.V.Babalas, D.Budker. Magnetometry with milimetric-escale anti-relaxation alcali-metals vapor cel. *preprint [http://www.arXiv:0511003v1\[physics.atom-ph\]](http://www.arXiv:0511003v1[physics.atom-ph])*, 2005.
- [11] J. Vanier. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review. *Appl. Phys. B*, 81:421, 2005.

- [12] P.D. Schwindt L. Hollberg J. Kitching y J. Moreland S. Knappe, V. Shah. A microfabricated atomic clock. *Appl. Phys. Lett.*, 85:1460, 2004.
- [13] Bin Wu Dongliang Yin Aaron R. Hawkins Holger Schmidt Wenge Yang, Donald B. Conkey. Optoelectronic devices and components atomic spectroscopy on a chip. *Nature Photonics*, 1:331–335, 2007.
- [14] D.SWiersma. Disorder photonics. *Nature Photonics*, 7:188–196, 2013.
- [15] D.Molinari Y.Khan B.S.Ooi T.F.Krauss A.Fratalocchi C.Liu, A.D.Falco. Enhanced energy storage in chaotic optical resonators. *Nature Photonics*, 7:473–478, 2013.
- [16] S.FattLie R.Sarma H.Cao B. Redding. Compact spectrometer based on disordered photonic chip. *Nature Photonics*, 7:746–751, 2013.
- [17] W.Guerin R.Kaiser Q.Baudin.N.Mercadier, V.Guarrera. A cold-atoms random laser. *Nature*, 9:357–360, 2013.
- [18] Agnese Callegari Giovanni Volpe Giorgio Volpe, Lisa Kurz and Sylvain Gigan. Speckle optical tweezers: micromanipulation with random light fields. *Optics Express*, 22:18159–18167, 2014.
- [19] Wen-Zhuo Zhang, Hua-Dong Cheng, Liang Liu, and Yu-Zhu Wang. Observation of recoil-induced resonances and electromagnetically induced absorption of diffuse light by cold atoms. *Phys. Rev. A*, 79:053804, May 2009.
- [20] D.A.Steck. Rubidium 87 d line data. <http://george.ph.utexas.edu/dsteck/alkalidata>, 2003.
- [21] Mitchel Weissbluth. *Atoms and Molecules*. Academic Press,INC, 1978.
- [22] Wolfgang Demtröder. *Laser Spectroscopy Basics Concepts and Instrumentation*. CRC Press, 1996.
- [23] Akira Ishimaru. *Wave Propagation and scattering in Random Media*. IEEE, 1997.
- [24] F. Reichl. *A Modern Course in Statistical Physics*. University of texas Press, 1968.
- [25] Th.M. Nieuwenhuizen M.C.van Rossum. Multiple scattering of classical waves: microscopy, mesoscopy, and diffusion. *Rev. Mod. Phys.*, 71:313–351, 1999.
- [26] A.Tip M.P.van Albada, B.A. van Tiggelen. Speed of propagation of classical waves in strongly scattering media. *Phys. Rev. Lett.*, 66:3132, 1991.
- [27] Joseph W.Goodman. *Speckle Phenomena in optics*. Roberts and Compani Publishers, 2007.
- [28] B. Shapiro. Large intensity fluctuations for wave propagation in random media. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2168–2171, 1989.

-
- [29] Richard I. Masel. *Principles of Adsorption and Reaction on Solid Surfaces*. John Wiley & Sons, 2007.
- [30] Rolando M.A. Roque-Malerbe. *Adsorption and Diffusion in Nanoporous Materials*. CRC Press, 2007.
- [31] C.Marinelli-E.Mariotti L.Moi A.Burchianti, A.Bogi. Reversible light-controlled formation and evaporation of rubidium clusters in nanoporous silica. *Phys. Rev. Lett.*, 97:157404(4), 2008.
- [32] S. Villalba, H. Failache, and A. Lezama. Light-induced atomic desorption and diffusion of rb from porous alumina. *Phys. Rev. A*, 81:032901, Mar 2010.
- [33] J.H.Xu-G.Alzetta F.Maccarrone R.A.Bernheim A.Gozzini, F.Mango. Light-induced ejection of alkaline atoms in polysiloxane coated cells. *Nuovo Cimento*, 15:709, 1993.
- [34] C.Marinelli-E.Mariotti L.Moi A.Burchianti, A.Bogi. Optical recording in rb loaded-porous glass by reversible photoinduced phase transformation. *Optics Express*, 16:1377–1384, 2008.
- [35] J.J Ten Bosch R.Graaff. Diffusion coefficient in photon diffusion theory. *Optics Lett.*, 25:43–45, 2000.
- [36] remi Carminati Romain Pierrat, Jean-Jacques Greffet. Photon diffusion coefficient in scattering and absorbing media. *J. Opt. Soc. Am. A*, 23:1106–1110, 2006.
- [37] Stephen C. Rand. *Lectures on Light, Non Linear and Quantum Optics using the Density Matrix*. OXFORD UNIVERSITY PRESS, 2010.
- [38] Bernhard P. Oehry Andreas F. Molisch. *Radiation Trapping in Atomic Vapours*.
- [39] A.Laliotis L.Lenci S.Barreiro A.Lezama S.Villalba, H.Failache. Rb optical resonance inside a random porous medium. *Optics Lett.*, 38:193–195, 2013.
- [40] Gilbert Grynberg Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc. *Atom-Photon Interactions*. John Wiley & Sons (New York), 1992.
- [41] Simon M. Rochester Marcis Auzinsh, Dimitry Budker. *Optically Polarized Atoms*. OXFORD UNIVERSITY PRESS, 2010.
- [42] Meint P. Van Albada and Ad Lagendijk. Observation of weak localization of light in a random medium. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2692–2695, Dec 1985.
- [43] Pierre-Etienne Wolf and Georg Maret. Weak localization and coherent backscattering of photons in disordered media. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2696–2699, Dec 1985.
- [44] G.Pichler N.Niemax, M.Movre. Nearing asymmetries of the self-broadened first rb and cs resonance lines. *Journal Physics B*, 12:3503, 1979.

- [45] C.Kuansz D.Hummer C.Bordé, J.Hall. Saturated absorption line shape: calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach. *PRA*, 14:236–263, 1976.
- [46] B.Y.Dubetskii E.Baklanov. *Sov.J.Quantum Electron*, 18:471, 1988.
- [47] A.Dichkov P.Pokasov V.Chebotaev S.Bagaev, A.Baklanov. *JEPT Lett.*, 45:471, 1988.
- [48] V.Chebotaev A.Dichkov S.N.Bagayev, A.Baklanov. *APB*, 45:471, 1989.
- [49] G.Charton C.Bordé C.Chardonnet, F.Guernet. *Applied Physics B*, 59:333, 1994.
- [50] Robert J. Hamers. Saturated optical absorption by slow molecules in hollow-core photonic band-gap fibers. *PRL*, 98:213902–4, 2007.
- [51] E.Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Progress in Optics*, page 257.
- [52] L.Moi G.Orriols G.Alzetta, A.Gozzini. An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented sodium vapor. *Il Nuovo Cimento*, 36 B(1):5–20, 1976.
- [53] Ennio Arimondo Ferruccio Renzoni, Albrecht Lindner. Coherent population trapping in open systems: a coupled-noocoupled-state analysis. *Phys. Rev. A*, 60:450.
- [54] R.Kaiser N.Vantesteenkiste C.Cohen-Tannoudji A.Aspect, E.Arimondo. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 61:826–829, 1988.
- [55] A.Lezama H.Failache, L.Lenci. Theoretical study of dark resonances in micro-metric thin cell. *Phys. Rev. A*, 76:053826, 2007.
- [56] Amnon Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, 1989.
- [57] Paulo Valente. *Estudio de Efectos Transitorios Asociados a resonancias Coherentes*. PhD thesis, PEDECIBA Física, 2004.
- [58] H.Lee M.O.S. Scully A.Javan, O.Kocharovskaya. Narrowing electromagnetically induced transparency resonance in doppler-broadened medium. *Phys. Rev. A*, 66:013805–1, 2005.
- [59] H.Failache L.Lenci, A.Lezama. Dark resonance in thin cells for miniaturized atomic-frequency references. *Optics Lett.*, 34:425–427, 2009.
- [60] A.S.Zibrov C.Y.Ye. Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor. *Phys. Rev. A*, 65:023806–5, 2002.
- [61] S. J. Seltzer and M. V. Romalis. High-temperature alkali vapor cells with anti-relaxation surface coatings. *Journal of Applied Physics*, 106(11):114905, 2009.

- [62] Tomas Svensson, Erik Adolfsson, Märta Lewander, Can T. Xu, and Sune Svanberg. Disordered, strongly scattering porous materials as miniature multipass gas cells. *Phys. Rev. Lett.*, 107:143901, Sep 2011.