

Optical Pumping

Juan Francisco Mora* and David Alberto Tarazona**
(Dated: 21 de mayo de 2010)

Dentro del marco de *Optical Pumping* se realizaron medidas para dos experimentos: En el primero se halló la sección transversal para el caso de la absorción de radiación de resonancia para rubidio por rubidio atómico, en el segundo se halló la transición de campo cero para una cámara de absorción de rubidio. En estas mediciones se mantuvieron controladas temperatura y campo magnético incidentes dentro de la celda de absorción.

In the context of *Optical Pumping*, we had realized two experimets: In the first we found the cross section for the absorbtion of rubidium resonance radiation by atomic rubidium and in the second we found the zero field transition for a rubidium absorbtion cell. We have controled temperature and external magnetic field in both experiments.

I. INTRODUCCIÓN

Optical Pumping se refiere a un proceso que utiliza fotones para redistribuir los estados ocupados de una colección de átomos, en este caso los estados a redistribuir son los del rubidio metálico dentro de un gas *buffer* de neón. Esta técnica es la base de todos los láseres existentes, de ahí su gran relevancia para aplicaciones prácticas, como también para la física de estado sólido y la física del estado líquido. Es importante resaltar que la temperatura es un parámetro determinante dentro el bombeo óptico de fotones, se hace necesario entonces controlarla, monitorearla puesto que los niveles permitidos de energía para cualquier ensamble en estudio sólo están determinados correctamente en condiciones de equilibrio termodinámico.

El montaje con el que se contó, como ya fue dicho, utiliza átomos de rubidio ya que su estructura es muy similar a la del átomo de hidrógeno y esto permite aplicar la aproximación de campo central donde el núcleo atómico se asume como una partícula puntual cargada con espín y momentos tanto eléctricos como magnéticos, en adición este elemento pertenece a los elementos alcalinos y por tanto cumplen con el acoplamiento de Russell-Saunders para momento angular el cual conlleva que mediante la aplicación de la teoría de perturbación, los niveles energéticos para el rubidio sean prácticamente conocidos, ya que solo nos ocuparemos del electrón de la capa de valencia, en consecuencia nos interesan conocer las transiciones de fase dentro de los niveles de energía del átomo en estudio.

En los experimentos que se realizaron de *Optical Pumping* nos interesamos principalmente en la absorción de luz por un volumen de gas, si la luz incidente resuena con alguna de las transiciones permitidas entre los niveles de energía, entonces una parte de la luz será absorbida por el gas. Para estudiar este fenómeno es conveniente usar el concepto de sección transversal, por tanto para la ab-

sorción de fotones podemos plantear la siguiente relación para la intensidad del haz de luz

$$I = I_0 \exp(-\sigma_0 \rho l) \quad (1)$$

Donde I_0 intensidad incidente de fotones, σ sección transversal y ρ es la densidad del rubidio.

Si el haz incidente resuena con las transiciones atómicas, la sección transversal se diferenciará demasiado con la sección transversal geométrica y en general se encuentra que dicha sección se toma de orden del cuadrado de la longitud de onda de la luz incidente^[1]. Encontramos en este experimento la sección transversal de absorción de fotones para átomos de rubidio.

II. MONTAJE EXPERIMENTAL

El montaje se ilustra en la siguiente figura:

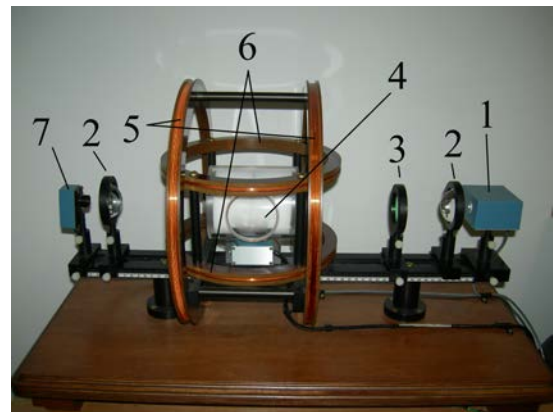


Figura 1. Montaje experimental de Optical Pumping

Las componentes del montaje enumerados en la Figura 1 son:

1. Lámpara RF de descarga
2. Lentes plano-convexas
3. Filtro interferométrico

*Physics Department, Universidad de los Andes.;
jf.mora46@uniandes.edu.co

**da.tarazona54@uniandes.edu.co

4. Cámara de absorción
5. Bobinas de Helmholtz
6. Bobinas de Helmholtz con campos magnéticos oscilantes
7. Fotodetector

La fuente de radiación de luz es emitida por la lámpara RF de descarga, que contiene *Rb*, *Rb*⁸⁷ y gas de neón. El gas en la lámpara se ioniza a partir de un oscilador que opera a una frecuencia de aproximadamente 100MHz, de tal modo que los electrones resultantes se aceleren lo suficiente como para que, al colisionar con los átomos de *Rb*, se exciten y emitan el espectro del rubidio a partir de la radiación espontánea de los estados excitados.

La lámpara de radiación y el detector óptico se ubican en el foco de los lentes, para encausar las señales de radiación y de detección con el fin de maximizar la intensidad medida.

Para que llegue luz con una y sólo una longitud de onda determinada a la cámara de absorción, se parte del espectro de emisión del isótopo *Rb*⁸⁷ y *Rb* natural, que consta de dos líneas principales (780nm y 795nm). La de 780nm es removida por el filtro interferencial, que permite la transmisión de longitudes de onda aproximadamente entre 790nm y 820nm. Las demás longitudes de onda las absorben las capas de dieléctrico con diferentes índices refractivos. Si la línea del rubidio que se transmite se polariza circularmente con un polarizador lineal y una lámina de cuarto de onda (ver Figura 2), se generará un efecto de polarización en el vapor de rubidio a causa del momento angular transmitido por la luz circularmente polarizada a los átomos de rubidio contenidos en la cámara de absorción.



Figura 2. Lámina de cuarto de onda (izq) y Polarizador lineal (der)

Una vez polarizado el gas, se magnetiza con los campos magnéticos generados por las bobinas, logrando así la ocupación de los niveles de Zeeman. Si no se polariza de esta manera la luz que incide en la cámara, la población en los niveles de Zeeman serían infinitesimalmente pequeñas, debido al bajo espaciamento energético

en el equilibrio térmico.

Las dos bobinas de Helmholtz paralelas al eje óptico, generan el campo magnético necesario para que se generen las separaciones del efecto Zeeman. En cuanto a las transiciones de Zeeman, se generan por una parte gracias a la radiación óptica proveniente de la lámpara RF y, por otra, a un campo magnético RF producido por las dos bobinas localizadas arriba y debajo de la cámara de absorción, que se conectan a un generador RF.

La radiación saliente de la cámara es detectada por el detector óptico, que registra la baja intensidad lumínica transmitida a causa de la emisión en todas las direcciones de luz del *Rb*, al momento de desexcitarse y volver a su estado base. El detector es conectado a un osciloscopio, que permite medir la intensidad de la luz como voltaje. Esta medida se relaciona con la densidad del gas de rubidio contenido en la cámara de absorción, la cual depende directamente de la temperatura. La sección transversal del rubidio se mide a partir de la relación anterior y, para este experimento no es necesario polarizar la luz de la lámpara RF con los polarizadores.

III. RESULTADOS Y ANÁLISIS

A. Absorción de línea de emisión del *Rb* por parte del *Rb*

Fue necesario que se calibrara el montaje de absorción de radiación resonante para átomos de rubidio antes de tomar mediciones. Para las series 2, 3 y 4 de datos se ubicaron los diferentes instrumentos ópticos como se indica en el cuadro 1. El filtro dentro este arreglo sirve para remover la línea de 780nm y dejar en este caso la luz de resonancia de 795nm.

	$d \pm 0,05[\text{cm}]$
Lente 1	5,1
Filtro	45,8
Lente 2	53,4
Lámpara	59,1

Cuadro I. Distancia al detector en las mediciones

La serie 1 de datos fue la primera en realizarse. La calibración de los componentes ópticos y el fotodetector fue imprecisa en ésta medición, mientras que en las mediciones posteriores se trabajó más la calibración, por lo que la obtención de resultados de la serie 1 con respecto a la obtención a partir de las otras series serán bastante diferentes.

Los datos obtenidos en la primera medición para la sección transversal de absorción de radiación resonante del rubidio se muestran en la figura 3 y en el cuadro II, en función de la temperatura.

A partir de esto, podemos observar un decaimiento de la intensidad de la luz capturada por el fotodiodo de una manera bastante marcada. La intensidad de la señal

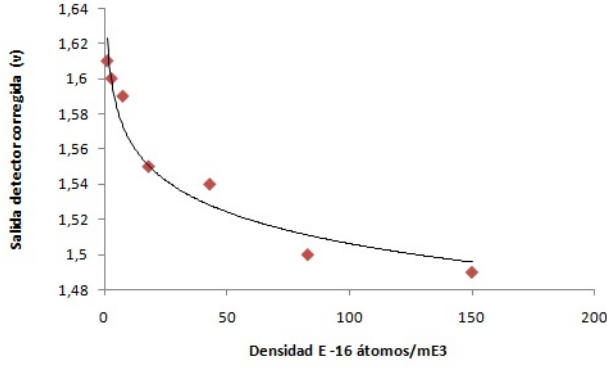


Figura 3. Primera medición I[V] vs densidad

$\rho \cdot 10^{-16} [\text{átomos}/\text{m}^{-3}]$	$T \pm 0,005 [\text{K}]$	$I \pm 0,0005 [\text{V}]$
1,1	300	1,61
2,9	310	1,6
7,5	320	1,59
18	330	1,55
43	340	1,54
83	350	1,5
150	360	1,49

Cuadro II. Primera Medición

se traduce en una corriente que parte del fotodiodo. Un preamplificador convierte la corriente en voltaje, por lo que se relaciona la intensidad detectada directamente con el voltaje medido en el osciloscopio conectado al montaje. En el manual de instrucciones del Optical pumping, se exhiben datos que evidencian una correspondencia proporcional entre la densidad del rubidio, en la cámara de absorción, y la temperatura a la que se somete (ver cuadro 2). Se calculó, como es sugerido en la teoría (ver Introducción), una regresión exponencial de los datos de esta medida para hallar la sección transversal donde se obtuvo que

$$I(\rho)_1 = 1,58 \exp(-5 \cdot 10^{-4} \rho) \quad (2)$$

Con $l = 2,5\text{cm}$ dado en la guía del experimento tenemos que la sección transversal para esta serie de datos es

$$0,025\sigma \cdot 10^{16} = 5 \cdot 10^{-4} \rightarrow \sigma_1 = 2 \cdot 10^{-18} \text{m}^2 \quad (3)$$

Para la segunda medición que se realizó en un solo día, se nota un descenso mucho mayor en la intensidad de luz captada por el fotodiodo en función de la densidad del rubidio para diversas temperaturas. Los datos pueden ser observados en la gráfica 4 y el cuadro 3

Donde encontramos la siguiente regresión exponencial

$$I(\rho)_2 = 0,98 \exp(-5 \cdot 10^{-4} \rho) \quad (4)$$

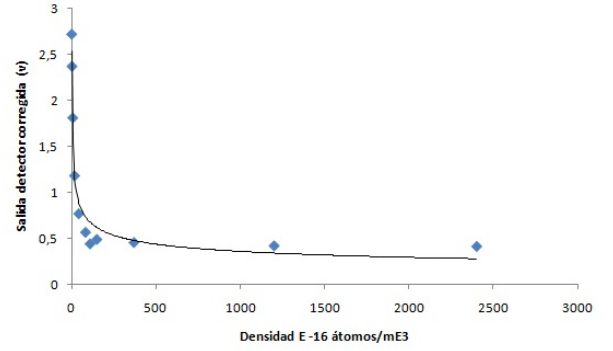


Figura 4. Segunda medición I(v) vs densidad

$\rho \cdot 10^{-16} [\text{átomos}/\text{m}^{-3}]$	$T \pm 0,05 [\text{K}]$	$I \pm 0,0005 [\text{V}]$
1,1	300	2,72
2,9	310	2,37
7,5	320	1,81
18	330	1,18
43	340	0,766
83	350	0,564
150	360	0,487
370	370	0,453
110	380	0,438
1200	390	0,417
2400	400	0,41

Cuadro III. Segunda Medición

Con la misma sección transversal que en la serie de mediciones número 1

$$\sigma_2 = \sigma_1 = 2 \cdot 10^{-18} \text{m}^2 \quad (5)$$

Lo cual es muy sorprendente puesto que la diferencia tanto en número de datos como en intensidades medidas por el fotodiodo para estas dos series, son realmente diferentes como se puede observar en el cuadro (2) y (3). Esto se analizó mediante los coeficientes de correlación para las ecuaciones (2) y (4), los cuales son:

- $R_1^2 = 0,83$ para ecuación (2)
- $R_2^2 = 0,26$ para ecuación (4)

Por tanto podemos observar que durante las mediciones de la serie número uno, la cual se calibro muy deficientemente, la regresión exponencial se ajusta mejor a los datos que la misma regresión para la serie número dos, cabe decir que la regresiones hechas dentro de *Optical Pumping* son una aproximación sugerida por el autor para describir la radiación de resonancia.

Dentro de este resultado cabría decir que el *bombeo óptico*, no depende de la intensidad de luz incidente, sino en la diferencia de flujos de fotones que son detectados luego de la absorción de estos por átomos de rubidio, puesto que las densidades dentro de la cámara de calentamiento siguen su manera dependiente de la temperatura como se

ha visto hasta ahora y como se propone en [1]

A continuación se estudió una región específica de temperaturas $T \in \{300, 310, 320, 330, 340, 350, 360\}$, para observar como cambia la sección transversal en estos puntos que son los de mayor viraje como ya se ha visto en la figura (3)y(4). Comenzaremos entonces por una pequeña medición en el intervalo $T \in \{320, 330, 340, 350, 360\}$, el cual lo podemos observar en la figura (5)

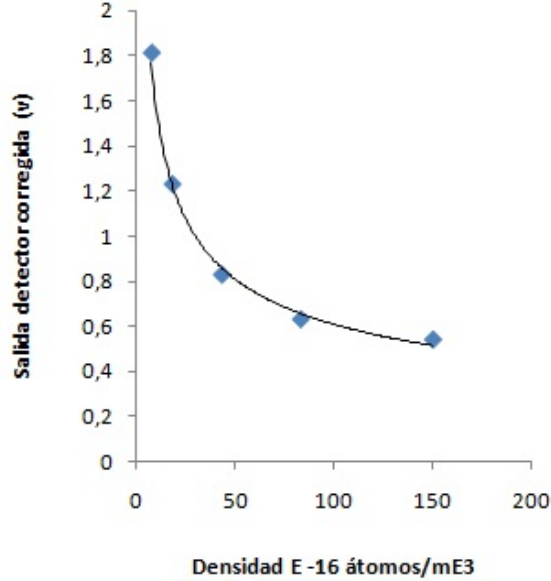


Figura 5. Medición alrededor punto de interés

$\rho \cdot 10^{-16}$ [átomos/m ⁻³]	$T \pm 0,05$ [K]	$I \pm 0,0005$ [V]
7,5	320	1,81
18	330	1,23
43	340	0,83
83	350	0,633
150	360	0,543

Cuadro IV. Pequeña medición sobre punto de interés

Con estos datos se calculó la regresión exponencial que se presenta en enseguida

$$I(\rho)_3 = 1,44 \exp(-0,008\rho) \quad (6)$$

Donde obtenemos que la sección transversal es

$$0,025\sigma \cdot 10^{16} = 0,008 \rightarrow \sigma_3 = 3,2 \cdot 10^{-17} m^2 \quad (7)$$

La cual es un orden de magnitud mayor que las calculadas anteriormente. Esto puede ser debido a los escasos datos y sobre una región bastante singular dentro de las series (1) y (2).

Finalmente se estudió la región abarcada por $T \in \{300, 310, 320, 330\}$ la cual se puede observar en la gráfica

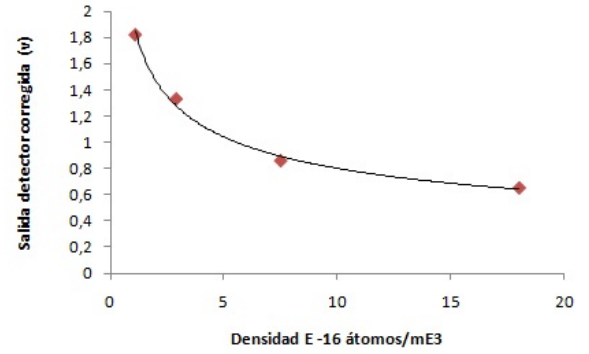


Figura 6. Medición sobre el punto de interés

$\rho \cdot 10^{-16}$ [átomos/m ⁻³]	$T \pm 0,05$ [K]	$I \pm 0,0005$ [V]
1,1	300	1,82
2,9	310	1,33
7,5	320	0,858
18	330	0,65

Cuadro V. Pequeña medición sobre punto de interés

Donde calculamos la siguiente regresión exponencial

$$I(\rho)_4 = 1,62 \exp(-0,056\rho) \quad (8)$$

Y se halló que la sección transversal es de

$$0,025\sigma \cdot 10^{16} = 0,056 \rightarrow \sigma_4 = 2,24 \cdot 10^{-16} m^2 \quad (9)$$

De donde observamos que la sección transversal sigue aumentando, en especial en esta región que coincidentalmente es la que menor número de datos tiene. Las dos últimas mediciones se hicieron por aparte, pues aunque se hicieron el mismo día, la alineación óptica cambiaba a causa de perturbaciones involuntarias en el montaje, descalibrándose de este modo.

Presentamos un resumen sobre las secciones transversales y su comparación con la teoría [1]

	$m^2 \cdot 10^{-16}$
σ_1	0,02
σ_2	0,02
σ_3	0,32
σ_4	2,24
σ_{teoria}	10

Cuadro VI. Resumen secciones transversales

Tenemos un $\sigma_{promedio} = 6,510^{-17} \cdot m^2$ con un error de 0,065, lo cual nos indica que al estudiar las regiones más curvas dentro de las mediciones, nos acerco mucho más al valor teórico de la sección transversal de absorción para el rubidio, una decisión que nos ayuda a minimizar errores y a entrar al campo de la aproximación de campo

central, vale recalcar que $\sigma_{geometrica} = 10^{20} \cdot m^2$ [1] es mucho menor que la que encontramos, lo cual nos acerca aún más a los resultados teóricos correctos, por lo menos en magnitud.

B. Efecto Zeeman Cuadrático

En el experimento del efecto Zeeman Cuadrático, se logró la transición de campo cero mas no se pudieron medir los niveles de Zeeman con campos magnéticos altos. Obtuvimos dicha respuesta del sistema para la siguiente configuración del montaje

	<i>Horizontal – Magnetic – Field – Sweep</i>
Sweep time	5 seg
Start field	0
Range	38
Amplitude	3

Cuadro VII. Pequeña medición sobre punto de interés

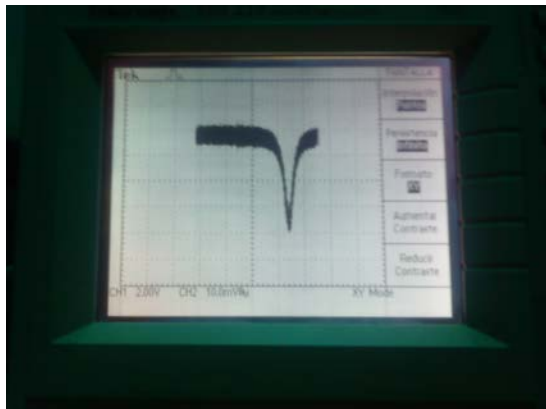


Figura 7. Transición de campo cero detectada en el osciloscopio

Donde fijamos la temperatura a 320K, encontramos, que la resonancia generaba un patrón muy ancho, el cual lo fuimos adelgazando mediante el uso del campo magnético vertical, el máximo ajuste a dicha transición se logró cuando se dispuso el campo vertical en 9,5 según

las perillas del montaje. Fue imposible hallar las frecuencias de resonancia para el efecto Zeeman cuadrático, por eso este tema no lo profundizamos en el informe.

IV. CONCLUSIONES

1. Se tuvo un primer acercamiento a temas de óptica experimental dentro del marco de un tema desconocido hasta el momento, del cual se pudo extraer información valiosa sobre calibraciones de equipos ópticos, saturamiento de amplificadores y posibles fuentes de error dentro del experimento como radiación externa y desalineamiento con el campo magnético de la tierra que obligaban a calibrar el montaje del modo que se hizo.
2. Se logró medir de manera aproximada la sección transversal de absorción para el rubidio. Este cálculo debe ser analizado con cuidado puesto que la sección transversal es una función de la distribución de frecuencia de absorción en el rubidio, mientras que la intensidad de la luz absorbida depende del perfil de la luz incidente como de la absorción del átomo. Por esto solo podemos tomar este resultado como cercano, más no certero.
3. Se logró identificar la transición de campo cero para el rubidio (ver figura 7, pero fue imposible encontrar las frecuencias a las cuales se daban transiciones de fase con campo diferente a cero, en el contexto del efecto Zeeman cuadrático.
4. La recolección de datos para el experimento de absorción de radiación es bastante extenso, puesto que era necesario que se lograra el equilibrio termodinámico para tomar mediciones a las temperaturas que correspondieran a densidades de rubidio conocidas, lo cual tomaba tiempos considerables.
5. Acercarnos a las zonas de mayor interés en los gráficos de dispersión, ayudo a encontrar un sección transversal más cercana a los registros teóricos, la razón son los coeficientes de correlación en las regresiones que eran más cercanos a 1 que en las dos primeras series de mediciones.

[1] Hojas de Física, Optical Pumping in Rubidium, Teach Spin.

[2] Griffiths David, Introduction to Quantum Mechanics,

Pearson Prentice Hall 2005, Chap 6

[3] <http://en.wikipedia.org/wiki/Optical-pumping>