



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESPECTROSCOPIA DE LA TRANSICIÓN
CUADROPOLAR ELÉCTRICA
 $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ EN EL ÁTOMO DE
RUBIDIO.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

FRANCISCO SEBASTIÁN PONCIANO OJEDA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JOSÉ IGNACIO JIMÉNEZ MIER Y TERÁN

2014

Ciudad Universitaria, D. F.





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno.

Ponciano

Ojeda

Francisco Sebastián

26 50 09 21

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

410061389

2. Datos del tutor.

Dr.

José Ignacio

Jiménez

Mier y Terán

3. Datos del sinodal 1.

Dra.

Rocío

Jáuregui

Renaud

4. Datos del sinodal 2.

Dr.

Antonio Marcelo

Juárez

Reyes

5. Datos del sinodal 3.

Dr.

Fernando

Ramírez

Martínez

6. Datos del sinodal 4.

Dra.

Karen

Volke

Sepúlveda

7. Datos del trabajo escrito.

Espectroscopia de la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ en el átomo de rubidio.

78 p

2014

Agradecimientos

A mi familia, quienes me han acompañado a lo largo de esta travesía y me han dado su apoyo en todo momento. Gracias por todo lo que me han dado y enseñado a lo largo de los años, por su cariño y por su amistad. Sin duda no estaría aquí sin ustedes.

A mi compañera por los rumbos de la vida, Arodi. Gracias por tu interés y tu curiosidad, por tu compañía y por escucharme cuando tengo algo que contar. Compartir esta experiencia contigo ha sido verdaderamente agradable.

A mis amigos: Zyunzo, Jaime, Cecilia, Mariana y todos los demás que en algún momento compartieron los altos y bajos de la carrera y tuvieron la paciencia de escucharme.

A todos los compañeros del Laboratorio de Átomos Fríos, quienes me dieron la bienvenida y desde el principio me ayudaron a aprender todo lo que era necesario para trabajar con los átomos.

A mis profesores, quienes me dieron las herramientas necesarias para enfrentarme a los retos académicos. En particular, agradezco el apoyo del Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán, del Dr. Fernando Ramírez Martínez y del Dr. Jesús Flores Mijangos del Instituto de Ciencias Nucleares, quienes me retaron y motivaron a crecer a lo largo de esta experiencia. Sin ellos mi experiencia de realizar investigación a un nivel profesional no hubiese sido la misma.

A mis sinodales: Dr. Antonio M. Juárez Reyes, Dra. Rocío Jáuregui Renaud y Dra. Karen Volke Sepúlveda. Por su tiempo y apoyo en la revisión de esta tesis.

La realización de esta tesis fue posible gracias a la beca recibida por parte del Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IN110812 “Medición de la transición cuadrupolar eléctrica $5p\ 2P_{3/2} \rightarrow 6p\ 2P_{1/2}$ en átomos fríos de rubidio”. Agradezco también el apoyo de los proyectos PAPIIT IA101714 y Ciencia Básica SEP-CONACYT No. 168451-11 y No. 168498-11.

Contenidos

Introducción	vii
1 Marco teórico	1
1.1 Propiedades y estructura atómica del rubidio	1
1.1.1 Propiedades físicas	1
1.1.2 Estructura atómica	2
1.2 Láseres de diodo	5
1.2.1 Cavity extendida	6
1.3 Interacción de la radiación con materia	7
1.3.1 Aproximación dipolar eléctrica	9
1.3.2 Reglas de selección para la aproximación dipolar	11
1.3.3 Transiciones cuadrupolares eléctricas	13
1.3.4 Reglas de selección para la aproximación cuadrupolar	15
2 Diseño experimental	17
2.1 Láser de diodo de cavity extendida	17
2.2 Caracterización espacial del haz	20
2.2.1 Colimación	20
2.2.2 Medición de geometría y perfil de intensidad	20
2.3 Características de emisión del láser	22
2.3.1 Corriente umbral	22
2.3.2 Retroalimentación	22
2.4 Sintonización del láser de cavity extendida	23
2.5 Detección de la fluorescencia violeta	24
2.5.1 Excitación $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$	24
2.5.2 Celda de rubidio	24
2.5.3 Tubo fotomultiplicador	24
Efecto fotoeléctrico	27
2.5.4 Sistema de detección en fase	29
2.5.5 Adquisición de datos	32
3 Resultados	35
3.1 Caracterización espacial del haz	35
3.2 Características de emisión del láser	38
3.3 Sintonización del láser de cavity extendida	39

3.4 Detección de la fluorescencia violeta	42
4 Conclusiones	53
Apéndices	57
A Hojas de datos	57
B Diagrama de bloque de LabView	65
Bibliografía	69

Introducción

El presente trabajo surge a partir del interés por estudiar las transiciones atómicas en rubidio, tanto en celdas selladas al vacío como en trampa magneto óptica (MOT, por sus siglas en inglés), en el Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) de la UNAM. En particular se tiene interés en estudiar transiciones cuadrupolares, conocidas también como transiciones prohibidas bajo la aproximación dipolar, y la generación de átomos de Rydberg. Actualmente, la espectroscopía atómica es una herramienta de gran importancia en distintas áreas de la ciencia ya que permite estudiar con detalle la interacción entre radiación y materia. Por su parte las transiciones prohibidas permiten un conocimiento más detallado sobre los sistemas atómicos, mientras que los átomos de Rydberg han sido estrechamente vinculados con el desarrollo de la óptica cuántica y de la computación cuántica.

El presente trabajo puede ser empleado a manera de una guía para todos aquellos interesados en realizar espectroscopía de una transición prohibida, $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$, en rubidio bajo condiciones sencillas. En él se presentan los distintos elementos necesarios en el dispositivo experimental y los resultados obtenidos con ellos. Se da importancia en particular al láser de diodo de cavidad extendida utilizado para realizar la excitación y el sistema de detección en fase utilizado para obtener el espectro de la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$.

La estructura de la tesis está diseñada de manera que un lector pueda conocer en primera instancia los elementos teóricos en los que se basan las distintas partes del trabajo que se desarrolló. Después se describe detalladamente el diseño del experimento, dando particular importancia al láser de diodo de cavidad extendida utilizado y al sistema de detección de fluorescencia. Finalmente se presentan algunos de los resultados obtenidos de la fluorescencia violeta que indica que se llevó a cabo la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ y las conclusiones, en las cuales se discuten las futuras actividades a realizarse para seguir estudiando esta transición en el Instituto de Ciencias Nucleares.

En el primer capítulo se da a conocer el marco teórico del experimento. Se presentan primero algunas propiedades físicas del rubidio y se procede a dar una descripción de su estructura atómica; se da un breve resumen de como se da la separación de los niveles finos e hiperfinos para este elemento. Se pone énfasis en la estructura hiperfina del estado $6p_{3/2}$, incluyendo las separaciones en frecuencia entre sus niveles, para así dar contexto al proceso de dos fotones que se busca realizar. Se incluye un diagrama que muestra las transiciones de dicho proceso, haciendo notar en particular la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ y el decaimiento de este estado excitado al estado base.

Las siguientes secciones de este primer capítulo se enfocan en las fuentes de excitación para la espectroscopía atómica, los láseres de diodo de cavidad extendida. Además, se da a conocer la teoría detrás de la interacción de la radiación y la materia y los sistemas de detección. Se presentan los conceptos básicos del funcionamiento de un láser de diodo y la utilidad de utilizar una cavidad extendida para reducir su

ancho de banda. Se da una breve introducción al tratamiento cuántico que lleva a la aproximación dipolar y sus respectivas reglas de selección, y luego se presenta también de manera muy breve la aproximación cuadrupolar y las reglas de selección que son de interés para este trabajo. Posteriormente se describe el funcionamiento de un tubo fotomultiplicador y un detector de fase, ambos parte del sistema de detección que se utilizó en este trabajo.

El segundo capítulo comienza dando a conocer los detalles del dispositivo experimental utilizado. Se presentan los detalles de la construcción de un láser de diodo de cavidad extendida con emisión centrada a 911.075 nm. Se da a conocer también el detalle sobre los procesos de caracterización y sintonización de dicha fuente de luz. Después, se dan a conocer los distintos elementos utilizados para realizar la espectroscopía de dos fotones que da lugar a la fluorescencia a 420.18 nm. Se cubre de manera muy breve el proceso de excitación $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ en rubidio por medio de un láser de diodo de cavidad extendida emitiendo a 780.24 nm y anclado a la transición cíclica entre estados hiperfinos de estos.

La segunda mitad del capítulo 2 se enfoca en el sistema necesario para realizar la detección de la fluorescencia violeta. Se describe el montaje de la celda de rubidio utilizada dentro de un tubo aislado de campos magnéticos; en este se coloca un acceso óptico para los láseres de excitación y para un tubo fotomultiplicador. Se procede a dar un diagrama del montaje del sistema óptico para realizar la espectroscopía, y se da a conocer el sistema de detección en fase utilizado para filtrar la señal del fotomultiplicador para buscar obtener el espectro de la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$.

En los resultados se presenta la caracterización, tanto de características espaciales como de su sintonía, que se realizó del láser de 911 nm. A continuación se presentan los parámetros utilizados en el sistema de detección de fase que permitieron obtener una señal optimizada de la fluorescencia del decaimiento del estado $6p_{3/2}$. Se dan a conocer los primeros espectros obtenidos antes y después de esta optimización. En estos se pueden observar claramente los picos correspondientes a transiciones entre el estado hiperfino $F = 4$ del nivel $5p_{3/2}$ y estados hiperfinos $F = 4, 3, 2$ del nivel $6p_{3/2}$. Se presentan también algunas primeras pruebas de espectroscopía, tales como dependencia en polarización y potencia de los espectros obtenidos para dicha transición.

En las conclusiones se resumen las características del sistema diseñado para observar de manera exitosa la transición cuadrupolar $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ en rubidio. Se hace particular énfasis en tener esta transición en una celda de rubidio a temperatura ambiente. Se presentan también las líneas de investigación a futuro, entre ellas observar el efecto de haces estructurados de luz sobre el espectro obtenido e incorporar dicha transición a aquellas realizadas en átomos fríos de rubidio en el ICN.

Finalmente en los apéndices se incluyen las hojas de datos de los elementos comerciales más importantes en este trabajo, a decir el diodo láser, el tubo fotomultiplicador y el detector de fase. Se incluye también un diagrama de bloques de la secuencia de captura de datos escrita en LabView.

1 Marco teórico

En el presente capítulo se da una breve introducción a los conceptos teóricos de mayor relevancia para este trabajo. Se presentan algunas de las propiedades físicas del rubidio, al igual que su estructura atómica. Después se presenta brevemente la teoría detrás del funcionamiento de un diodo láser y el concepto de cavidad extendida. Se procede a discutir también la interacción entre la radiación y la materia, con un enfoque particular en las aproximaciones que permiten describir y dar reglas de selección para las transiciones entre estados energéticos del átomo. Finalmente se presentan los principios básicos del funcionamiento de un tubo fotomultiplicador y un detector de fase, ambos componentes clave de un sistema de detección de alta sensibilidad.

1.1 Propiedades y estructura atómica del rubidio

1.1.1 Propiedades físicas

El rubidio (*Rb*) es un elemento comúnmente utilizado en espectroscopía láser ya que es un metal alcalino y tiene líneas de absorción en el infrarrojo cercano (NIR). El primer factor facilita el tratamiento teórico del sistema atómico ya que se tiene, en principio, un sistema hidrogenoide en el cual los procesos de excitación se dan considerando un solo electrón en la capa externa. A su vez, el segundo factor facilita el diseño de dispositivos experimentales para estudiar a este elemento ya que los láseres de diodo comerciales pueden emitir a longitudes de onda en este rango del espectro electromagnético ($\sim 700 - 1000$ nm) y son de bajo costo.

En la naturaleza el *Rb* aparece en dos isótopos principales, uno estable (^{85}Rb) y otro radiactivo (^{87}Rb) que decae por medio de un proceso β^- con una vida media de 48.8×10^9 años. Existen otros 33 isótopos que se han producido artificialmente por medio de reacciones de fisión nuclear. De los dos que ocurren naturalmente, el ^{85}Rb es el isótopo más abundante (ver tabla 1.1).

Isótopo	Abundancia relativa
^{85}Rb	72.17%
^{87}Rb	27.83%

Tabla 1.1: Abundancias relativas de los isótopos naturalmente ocurrentes del *Rb* [1, 2].

La masa atómica del rubidio es de 85.4678 ± 0.0003 unidades atómicas; su densidad es de 1.532 gm/cm³. Algunas de las propiedades físicas relevantes para este trabajo son su punto de fusión, 312.46 K, su punto de ebullición, 961 K, y su presión de vapor (a 312.6 K), 1.56×10^{-4} Pa [3, 1, 2]. La apariencia del rubidio es aquella de un metal blando de color plateado blanco; dado su punto de fusión relativamente bajo, es uno de los pocos metales que puede ser líquido a temperatura ambiente.

Dado que es un metal alcalino, el rubidio reacciona violentamente al estar expuesto al agua y se oxida fácilmente al estar expuesto a oxígeno; los óxidos más comunes son Rb_2O , Rb_2O_2 , Rb_2O_3 y Rb_2O_4 . Es por esto que comúnmente se almacena al rubidio en aceite mineral seco, en vacío o en una atmósfera inerte (*e.g.* una atmósfera de argón).

1.1.2 Estructura atómica

Rubidio es un metal alcalino con número atómico 37, por lo que sabemos que este tiene un solo electrón en la capa de valencia. Es este electrón el que permite que se den interacciones no solo con otros átomos, sino también con campos externos tales como los presentes en la radiación electromagnética. La configuración electrónica del estado base del Rb es $[Kr]5s = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 5s$; el término correspondiente es $5^2S_{1/2}$.

Dado que el Rb tiene un electrón de valencia es posible estudiar en detalle la interacción entre los distintos momentos angulares, lo cual da lugar a las estructuras finas e hiperfinas de los niveles atómicos, y su interacción con la radiación, a su vez dando lugar a fenómenos de espectroscopía (*i.e.* las líneas espectrales de absorción/emisión). En el caso de la estructura fina del Rb , la teoría indica que el desdoblamiento de los niveles finos se debe a la interacción espín-órbita, en la cual se acoplan los momentos angulares correspondientes, S y L , para formar el momento angular total

$$\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L} \quad (1.1)$$

del electrón. La magnitud de este momento angular puede tomar valores dados por

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (1.2)$$

y sus proyecciones están dadas por $-J \leq M_J \leq J$.

En el marco de este trabajo se propone trabajar con los estados excitados $5p$ y $6p$, por lo que de acuerdo a lo anterior se tiene el siguiente desdoblamiento de la estructura fina de dichos estados:

Estado	n	S	L	J
$5s$	5	1/2	0	1/2
$5p$	5	1/2	1	1/2, 3/2
$6p$	6	1/2	1	1/2, 3/2

Tabla 1.2: Valores de los números cuánticos n , S , L y J para los estados $5s$, $5p$ y $6p$ del rubidio.

La estructura hiperfina del Rb se debe al acoplamiento del momento angular total del electrón \mathbf{J} y momento angular nuclear \mathbf{I} para formar el momento angular total \mathbf{F}

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}. \quad (1.3)$$

Nuevamente, la teoría de momento angular nos indica que el momento angular total \mathbf{F} tiene una magnitud cuyos valores están dados por

$$|J - I| \leq F \leq J + I \quad (1.4)$$

y cuyas proyecciones M_F pueden tener valores dados por $-F \leq M_F \leq F$. De esta manera se tiene que para los estados P ($5p$ y $6p$ en este caso) del rubidio el desdoblamiento debido a la interacción hiperfina está dado por el valor del momento angular nuclear I de cada isótopo (tabla 1.3)

Isótopo	J	I	F
^{85}Rb	1/2	5/2	2, 3
	3/2	5/2	1, 2, 3, 4
^{87}Rb	1/2	3/2	1, 2
	3/2	3/2	0, 1, 2, 3

Tabla 1.3: Niveles hiperfinos para los estados P en los isótopos de rubidio.

En el presente trabajo se busca estudiar un proceso de dos fotones y dos niveles en rubidio dado por las transiciones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. Un diagrama mostrando las transiciones y los decaimientos en este proceso se muestra en las figuras 1.1 y 1.2. El primer paso, la transición dipolar $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ (línea D_2), ha sido estudiada con detalle y no se tratará a profundidad aquí; mas información se puede encontrar en [3, 1, 4]. Se sabe bien que dicha transición tiene una longitud de onda de 780.24 nm [1] y que se puede resolver la estructura hiperfina de dicho nivel por métodos de espectroscopía láser tales como los presentados en [3, 4].

El enfoque de este trabajo es el segundo paso del proceso antes mencionado, la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. Esta transición está prohibida bajo las reglas de selección de las transiciones dipolares eléctricas (ver sección 1.3.2) pero es posible como una transición cuadrupolar eléctrica o dipolar magnética. Tomando los valores de energía de estos dos estados de la base de datos del NIST [1, 5], se tiene que la diferencia es $E_{6p_{3/2}} - E_{5p_{3/2}} = 10976.046 \text{ cm}^{-1}$, lo cual corresponde a una longitud de onda de 911.075 nm.

A su vez, se calcularon los valores de separación de frecuencia entre los estados hiperfinos del nivel $6p_{3/2}$, $\Delta\nu_{F_2F_1} = \nu_{F_2} - \nu_{F_1}$ (ver tabla 1.4) utilizando la expresión

$$W_F = \frac{hAK}{2} + hB \frac{K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (1.5)$$

donde $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. Se utilizaron los valores de las constantes hiperfinas A y B reportados en Arimondo *et al.* [6] que se encuentran en el pie de la tabla 1.4.

Isótopo	Niveles hiperfinos (F_2, F_1)	$\Delta\nu_{F_2F_1}$ (MHz)
^{85}Rb	(4, 3)	39.268
	(3, 2)	20.851
	(2, 1)	9.806
^{87}Rb	(3, 2)	86.967
	(2, 1)	51.403
	(1, 0)	23.729

Tabla 1.4: Separación entre los estados hiperfinos del nivel $6p_{3/2}$. Los valores de las constantes hiperfinas utilizados fueron $A = 8.179 \text{ MHz}$ y $B = 8.190 \text{ MHz}$ para ^{85}Rb y $A = 27.674 \text{ MHz}$ y $B = 3.945 \text{ MHz}$ para ^{87}Rb .

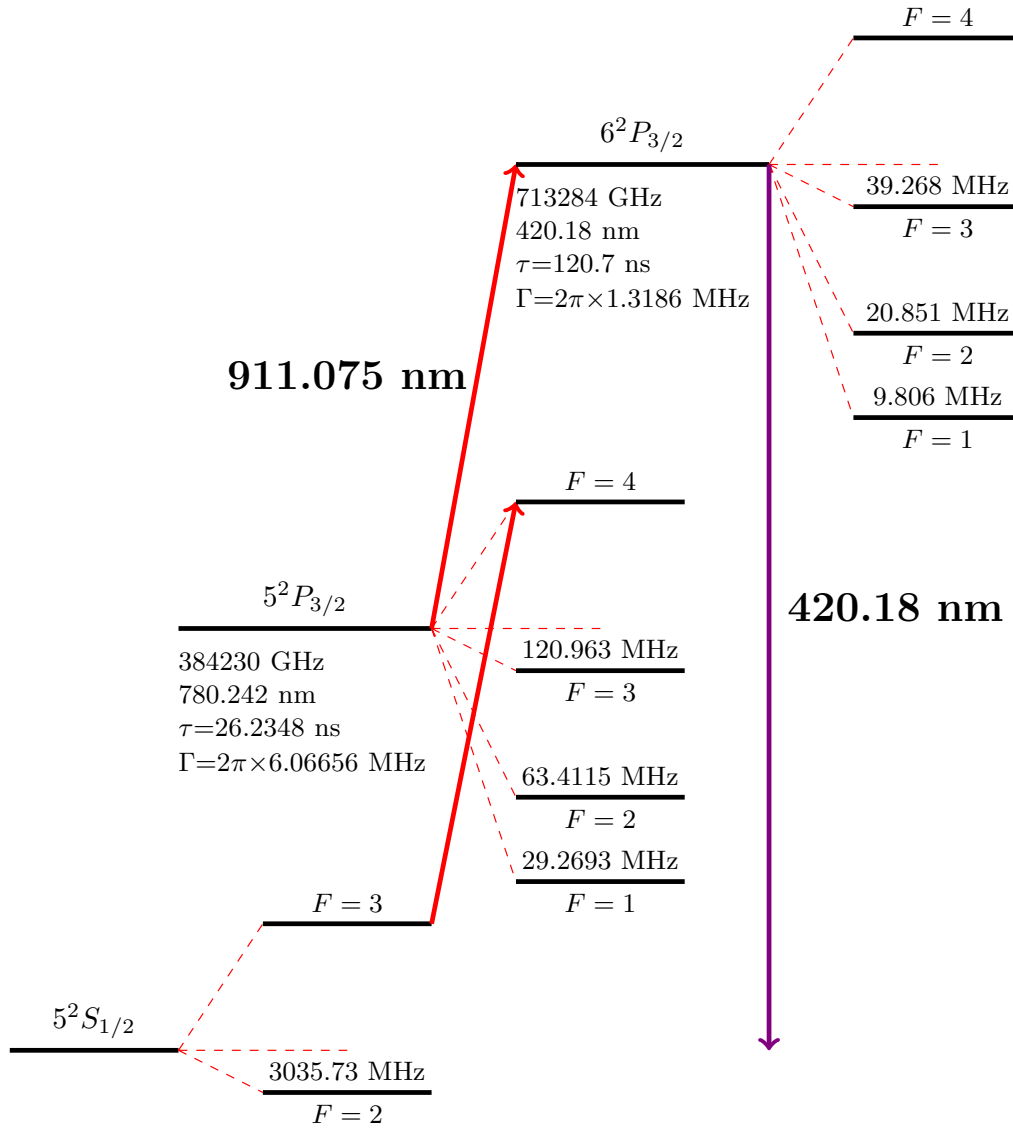


Figura 1.1: Niveles electrónicos para ^{85}Rb , incluyendo estructura hiperfina, involucrados en el proceso de dos fotones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. Se marca la longitud de onda necesaria para realizar dicha transición, $\lambda = 911.075$ nm, al igual que las desintonías en frecuencia entre estados hiperfinos y el decaimiento del estado $6p_{3/2}$ a $\lambda = 420.18$ nm.

El estado excitado $6p_{3/2}$ se sabe que decae espontáneamente al estado base $5s_{1/2}$ por medio de una transición dipolar eléctrica, emitiendo así un fotón con longitud de onda de 420.18 nm [1]. Esto corresponde al extremo violeta del espectro visible, por lo que la detección de átomos en este estado excitado se facilita considerablemente.

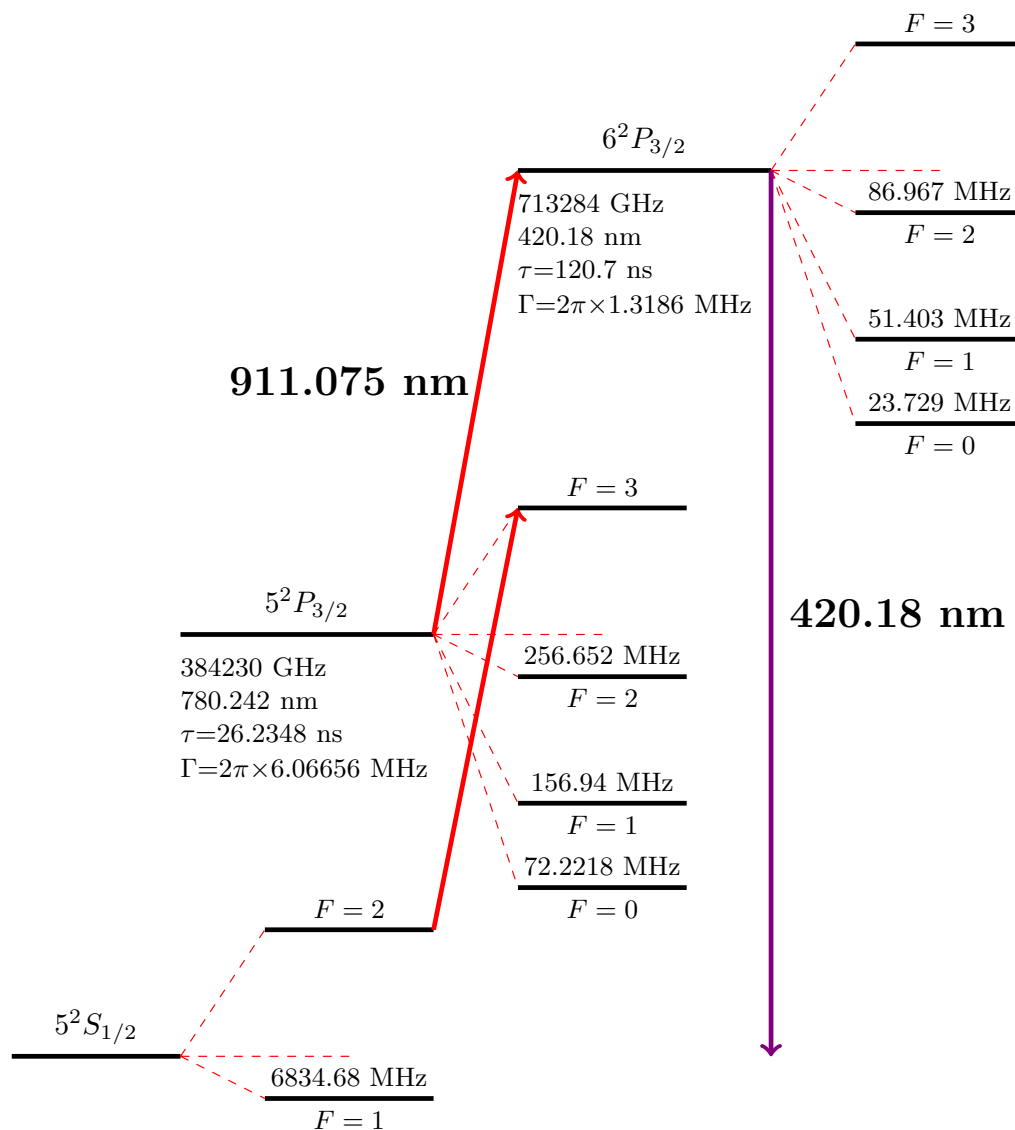


Figura 1.2: Niveles electrónicos para ^{87}Rb , incluyendo estructura hiperfina, involucrados en el proceso de dos fotones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. Se marca la longitud de onda necesaria para realizar dicha transición, $\lambda = 911.075$ nm, al igual que las desintonías en frecuencia entre estados hiperfinos y el decaimiento del estado $6p_{3/2}$ a $\lambda = 420.18$ nm.

1.2 Láseres de diodo

La tecnología de fuentes de luz láser actualmente juega un papel importante en distintas áreas de la sociedad desde la investigación científica hasta las telecomunicaciones, pasando por otras como la medicina, la construcción y una amplia variedad de aplicaciones comerciales (iluminación, almacenamiento de datos, etc.). En particular, la luz láser ha permitido desarrollar la llamada espectroscopía láser con la cual se ha podido estudiar la estructura de los átomos, al igual que la interacción de radiación con la materia y algunas propiedades físicas de la luz, gracias a la naturaleza de la luz que producen: la luz láser es una fuente

que emite un haz coherente, unidireccional y monocromático.

Un láser de diodo se basa en los principios de operación de un diodo emisor de luz (LED, Light Emitting Diode, por sus siglas en inglés) y debe su versatilidad actual a su diseño compacto, facilidad de manejo y bajo costo; mayor detalle sobre la teoría y explicación del funcionamiento de dichos diodos se puede encontrar en [3, 7, 8, 9].

El principio básico de operación de un láser de diodo es la generación de una inversión de población en el medio activo, de modo que las pérdidas se compensen por una ganancia generada por dicha inversión. Esta ganancia en el medio activo se obtiene al tener una tasa de cambio de población debida a emisión estimulada mayor a aquella debida a la absorción.

En el interior de los diodos láser se tiene una cavidad de resonancia óptica formada por superficies plano paralelas colocadas en lados opuestos de la región activa (*i.e.* aquella en donde se da la recombinación de portadores y emisión de fotones). Esta región es generalmente delgada (de algunos nanómetros a micrómetros de ancho w), de modo que una corriente aplicada al diodo se confina en una cierta longitud l y da lugar a una ventana de emisión efectiva de área lw . Esto a su vez resulta en una polarización lineal de la radiación emitida, orientada preferentemente en la dirección paralela a la unión, y aberraciones ópticas en el haz (*e.g.* astigmatismo y elipticidad del haz) [10].

En el caso de espectroscopía atómica, los láseres de diodo son una de las fuentes más utilizadas actualmente. Sin embargo, a pesar de su monocromaticidad los láseres de diodo, por lo general, emiten en un rango de longitudes de onda conocido como ancho de banda. Para observar cambios entre niveles de energía de los átomos este ancho de banda suele ser demasiado amplio, por lo que es necesario encontrar la manera de reducirlo para que abarque sólo un intervalo pequeño alrededor de la frecuencia de una transición.

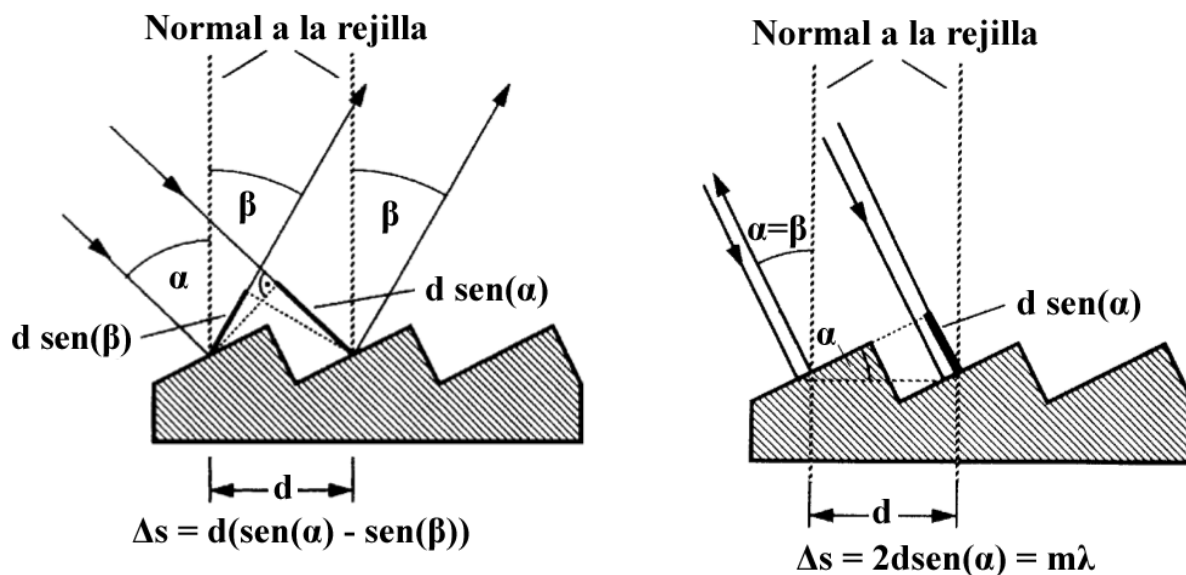
Una solución a este problema es extender la cavidad óptica del láser, utilizando rejillas de difracción u otros elementos ópticos, para así seleccionar una frecuencia central de emisión y convertir al láser en unimodal (*i.e.* emite principalmente en una frecuencia con un ancho de banda angosto) [3, 11, 12, 13, 14, 15].

1.2.1 Cavidad extendida

Dado que la emisión de radiación por un láser, a pesar de su monocromaticidad, tiene un ancho de banda amplio, el uso de una cavidad extendida usando una rejilla de difracción permite tener mayor control sobre la frecuencia central de emisión. En principio las longitudes de onda de emisión del láser se seleccionan dependiendo de la longitud L de la cavidad interna en el diodo [16, 17, 9] al cumplir con la condición:

$$L = m \frac{\lambda}{2}, m \in \mathbb{Z}^{[3]}. \quad (1.6)$$

Al colocar una rejilla de difracción por reflexión a la salida del láser se alarga la longitud efectiva L_{ef} de la cavidad. Así, se tiene que hay una separación de las distintas longitudes de onda emitidas, y además que una parte de la radiación puede volver a entrar en la cavidad del diodo para estimular la emisión de más fotones a una longitud de onda dada (*i.e.* se hace una retroalimentación de la emisión del láser). Este hecho permite amplificar la emisión de radiación a un número menor de longitudes de onda que satisfagan la condición dada en (1.6), *i.e.* reducir el ancho de banda.



(a) Geometría asociada a una rejilla de difracción por reflexión.

(b) Geometría asociada a la configuración Littrow [16].

Figura 1.3: Geometrías asociadas al uso de rejillas de difracción por reflexión. La diferencia de caminos ópticos Δs entre dos rayos incidentes (marcada como segmentos gruesos) da lugar a la interferencia constructiva/destructiva que se observa en la práctica [16].

De acuerdo con la geometría asociada a las rejillas de reflexión (figura 1.3a) se tiene que la interferencia constructiva se da cuando la diferencia de caminos ópticos Δs es un múltiplo entero m de la longitud de onda,

$$\Delta s = d(\sin \alpha \pm \sin \beta) = m\lambda, \quad (1.7)$$

donde a m se le conoce como el orden de difracción [16, 17]. Cabe mencionar que la ec. (1.7) toma el signo positivo si los ángulos α y β están del mismo lado de la normal de la rejilla.

Al tomar el caso $m = 1$, $\alpha = \beta$, conocido como la configuración Littrow (figura 1.3b), la ec. (1.7) se reduce a

$$\Delta s = 2d \sin \alpha = m\lambda, \quad [3] \quad (1.8)$$

y se tiene que la luz reflejada de regreso al interior de la cavidad del diodo láser estimula la emisión de fotones con la misma longitud de onda. Así, la emisión del láser se centra en dicha longitud de onda y su ancho de banda disminuye resultando en un láser de diodo unimodo sintonizable. Mas detalles sobre el uso de rejillas de difracción para reducir anchos de banda en láseres de diodo se pueden encontrar en [11, 12, 13, 14, 15].

1.3 Interacción de la radiación con materia

Se puede considerar que los átomos interactúan no sólo con los campos generados internamente por el movimiento de cargas, sino también con campos eléctricos \vec{E} o magnéticos \vec{B} externos. En este sentido, los campos \vec{E} y \vec{B} pueden ser estáticos o bien dinámicos; en ambos casos se observan fenómenos distintos en

el átomo y sus niveles de energía. Cabe mencionar que la magnitud de un campo externo es, generalmente, muy pequeña comparada con la de los campos generados en el átomo. Esto permite que el tratamiento de la interacción entre los campos y el átomo se haga por medio de la teoría de perturbaciones dependientes del tiempo [7].

Consideremos la interacción de un átomo con radiación electromagnética, de modo que tenemos ahora campos que oscilan y cambian en función del tiempo. En particular, consideremos el efecto de una onda plana monocromática cuyos campos interactúan con un átomo; podemos escribir el campo eléctrico de dicha onda como

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{e} \quad (1.9)$$

donde \vec{k} es el vector de propagación de la onda, E_0 es la amplitud del campo eléctrico y \hat{e} es el vector de polarización, en este caso lineal. Suponemos además que para dicho átomo se tiene resuelta la ecuación de Schrödinger para los estados estacionarios, teniendo así eigenfunciones $\Psi_i(\vec{r}, t)$ y eigenvalores E_i que satisfacen

$$H_0 \Psi_i(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = E_i \phi_i(\vec{r}) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_i t\right) \quad (1.10)$$

donde H_0 es el Hamiltoniano que describe al átomo y $\Psi_i(\vec{r}, t) = \phi_i(\vec{r}) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_i t\right)$.

Para un electrón en este átomo se puede ver que, en una aproximación a primer orden, se tiene una interacción con el potencial vectorial \vec{A} de la onda electromagnética de la forma [18]

$$V(\vec{r}, t) = \frac{-e}{m} \vec{p} \cdot \vec{A} \quad (1.11)$$

donde \vec{p} es el momento del electrón. Cabe mencionar que tomamos el potencial \vec{A} bajo la norma de Coulomb, de modo que $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ y así $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ para un potencial escalar $\Phi = 0$.

Podemos ahora incorporar esta energía al Hamiltoniano H_0 y ver su efecto sobre el átomo al avanzar en el tiempo. Para esto resolvemos nuevamente la ecuación de Schrödinger

$$H\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (1.12)$$

donde tenemos ahora que el Hamiltoniano H está dado por

$$H = H_0 + V(\vec{r}, t) \quad (1.13)$$

Recordamos que el conjunto de soluciones de (1.10), $\{\Psi_i, E_i\}$, es un conjunto completo y ortogonal, de manera que podemos escribir cualquier solución a la ecuación (1.12) como

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_i c_i(t) \Psi_i(\vec{r}, t) \quad (1.14)$$

donde los coeficientes c_i suponemos varían en el tiempo. Por otro lado también se cumple que

$$\int \phi_j^* \phi_i d^3\vec{r} = N \delta_{ij} \quad (1.15)$$

donde N es una constante de normalización y δ_{ij} es la delta de Dirac.

Para encontrar una solución aproximada al problema utilizamos la teoría de perturbaciones dependiente del tiempo; esto es posible ya que, como se mencionó antes, la magnitud del campo externo es mucho menor en comparación a los campos internos presentes en el átomo. Así, sustituimos el Hamiltoniano dado en (1.13) en la ecuación (1.12), tomando en cuenta la expansión anterior de $\Psi(\vec{r}, t)$ (ec. 1.14).

$$\begin{aligned} H\Psi(\vec{r}, t) &= (H_0 + V(\vec{r}, t)) \sum_i c_i(t) \Psi_i(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \sum_i c_i(t) \Psi_i(\vec{r}, t) \\ &\rightarrow \sum_i [c_i(t) E_i \phi_i(\vec{r}) \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t) + c_i(t) \phi_i(\vec{r}) \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t) V(\vec{r}, t)] \\ &= i\hbar \sum_i [\dot{c}_i(t) \phi_i(\vec{r}) \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t) + c_i(t) \frac{-i}{\hbar} E_i \phi_i(\vec{r}) \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t)] \end{aligned} \quad (1.16)$$

Simplificando la expresión anterior se tiene entonces que

$$\sum_i c_i(t) \phi_i(\vec{r}) \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t) V(\vec{r}, t) = i\hbar \sum_i \dot{c}_i(t) \phi_i(\vec{r}) \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t) \quad (1.17)$$

y por la condición de ortogonalidad dada en 1.15, al multiplicar ambos lados por $\phi_j(\vec{r})$ e integrar sobre el espacio

$$\dot{c}_j(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_i c_i(t) \phi_i(\vec{r}) \exp(-i\omega_{ij}t) \mathcal{V}_{ji}(t) \quad (1.18)$$

donde $\omega_{ij} = \frac{E_i - E_j}{\hbar}$ y suponemos que se conocemos los valores de $\mathcal{V}_{ji}(t) = \int \phi_j^*(\vec{r}) V(\vec{r}, t) \phi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}$ [7].

A un tiempo $t = 0$, cuando el átomo comienza a interactuar con el campo, podemos suponer que este primero se encuentra en un estado estacionario $\{\Psi_n, E_n\}$. Esto a su vez implica que $c_n(0) = 1$, $c_i(0) = 0$ para $i \neq n$, lo que permite que la teoría de perturbaciones aproxime el comportamiento dinámico del átomo suponiendo que este no se aleja mucho de su condición inicial (*i.e.* $c_i = \delta_{in}$ para todo tiempo $t > 0$). Bajo esta aproximación tenemos entonces que la ecuación 1.18 se puede integrar respecto a t y toma entonces la forma

$$c_j(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t \exp(-i\omega_{ij}t') \mathcal{V}_{ji}(t') dt' \quad (1.19)$$

La mecánica cuántica nos dice que este coeficiente $c_j(t)$ es la amplitud de probabilidad de encontrar al átomo en un estado j al tiempo t dado que inicialmente este se encontraba en un estado estacionario n . Así, $|c_j(t)|^2$ es la probabilidad de transición del estado n al estado j [7].

1.3.1 Aproximación dipolar eléctrica

Tomando un cambio de norma apropiado para \vec{A} [18], podemos ahora escribir la expresión (1.11) en términos del campo eléctrico (1.9). De esta manera la interacción $V(\vec{r}, t)$ se puede escribir, de forma equivalente a (1.11), de la forma $V(\vec{r}, t) = -e\vec{E} \cdot \vec{r} = -eE_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{e} \cdot \vec{r}$. Tenemos entonces que

se puede calcular de manera más explícita $\mathcal{V}_{jn}(t)$ como

$$\begin{aligned}\mathcal{V}_{jn}(t) &= \int \phi_j^*(\vec{r}) (-eE_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{\epsilon} \cdot \vec{r}) \phi_n(\vec{r}) d^3\vec{r} \\ &= -eE_0 \int \phi_j^*(\vec{r}) (\cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{\epsilon} \cdot \vec{r}) \phi_n(\vec{r}) d^3\vec{r}\end{aligned}\quad (1.20)$$

donde dado que la onda viene linealmente polarizada, supongamos sin pérdida de generalidad que en la dirección x , tenemos que el producto $\hat{\epsilon} \cdot \vec{r} = \hat{i} \cdot \vec{r} = x$. Así basta con conocer las funciones $\phi_j(\vec{r})$, $\phi_n(\vec{r})$ para el átomo para realizar la integral anterior.

Es posible tomar otra aproximación que permite hacer la evaluación de la ecuación (1.20) de manera más sencilla. Notamos que en la expresión de la onda plana tenemos el producto escalar $\vec{k} \cdot \vec{r}$ que da el comportamiento espacial de la onda; en particular hacemos un análisis de su orden de magnitud. Sabemos por un lado que la magnitud del vector de propagación \vec{k} está dada en términos de la longitud de onda λ de la radiación, $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$. Por otro lado, notamos que en el contexto atómico la magnitud del vector de posición \vec{r} es del orden del tamaño del átomo, $|\vec{r}| \approx a_0$, donde a_0 es el radio de Bohr. Esto da lugar a que la magnitud del producto $\vec{k} \cdot \vec{r}$ sea muy pequeña ($|\vec{k} \cdot \vec{r}| \sim 10^{-4}$ para luz visible).

Despreciando entonces el término espacial en el argumento del coseno, tenemos entonces que este sólo tiene dependencia temporal. Podemos entonces sacarlo de la integral en 1.20 de modo que se tiene

$$\mathcal{V}_{jn}(t) = -eE_0 \cos(\omega t) \int \phi_j^*(\vec{r}) x \phi_n(\vec{r}) d^3\vec{r} = -eE_0 x_{jn} \cos(\omega t) \quad (1.21)$$

donde x_{jn} es el elemento de matriz de transición dipolar eléctrica dado por

$$x_{jn} = \int \phi_j^*(\vec{r}) x \phi_n(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (1.22)$$

A esta aproximación se le conoce como la aproximación dipolar eléctrica [7] y es válida siempre y cuando se mantenga una magnitud de $\vec{k} \cdot \vec{r}$ pequeña, *i.e.* cuando se permanezca en la región del espectro electromagnético apropiada. Como resultado adicional podemos ahora introducir la expresión (1.21) en la ecuación para el coeficiente $c_j(t)$ (ecuación (1.19)) y así obtener que

$$\begin{aligned}c_j(t) &= -\frac{i}{\hbar} \int_0^t \exp(-i\omega_{nj}t') (-eE_0 x_{jn} \cos(\omega t')) dt' \\ &= \frac{i}{\hbar} eE_0 x_{jn} \int_0^t \exp(-i\omega_{nj}t') \frac{\exp(i\omega t') + \exp(-i\omega t')}{2} dt' \\ &= -\frac{eE_0 x_{jn}}{2\hbar} \left[\frac{\exp(-i(\omega_{nj} - \omega)t) - 1}{(\omega_{nj} - \omega)} + \frac{\exp(-i(\omega_{nj} + \omega)t) - 1}{(\omega_{nj} + \omega)} \right]\end{aligned}\quad (1.23)$$

donde $\hbar\omega_{nj} = E_n - E_j$ es la diferencia en energía de los estados del átomo y ω es la frecuencia de la radiación.

Si ahora consideramos que el estado n tiene menor energía que el estado j , vemos que $E_n - E_j < 0$ y que $\omega \sim |\omega_{nj}|$. El primer término en la ecuación (1.23) se puede entonces despreciar (ya que, dependiendo de

que tan cerca se tenga ω a ω_{nj} , la diferencia tiende a 2ω) y se tiene entonces

$$c_j(t) \approx -\frac{eE_0x_{jn}}{2\hbar} \left[\frac{\exp(-i(\omega_{nj} + \omega)t) - 1}{(\omega_{nj} + \omega)} \right] \quad (1.24)$$

Esta expresión representa la amplitud de probabilidad de una transición desde un estado de menor energía a uno de mayor energía por absorción de energía de la radiación electromagnética.

Considerando el caso contrario en el que el estado n es un estado con mayor energía que la del estado j , $E_n - E_j > 0$; ahora es el segundo término de la ecuación (1.23) que se puede despreciar para tener

$$c_j(t) \approx -\frac{eE_0x_{jn}}{2\hbar} \left[\frac{\exp(-i(\omega_{nj} - \omega)t) - 1}{(\omega_{nj} - \omega)} \right] \quad (1.25)$$

Ahora tenemos que la expresión representa la amplitud de probabilidad de una transición, por emisión estimulada, de un estado de mayor energía a uno de menor energía por la interacción con la radiación electromagnética.

Podemos simplificar el tratamiento de los dos casos anteriores considerando una desintonía $\Delta\omega = \omega - |\omega_{nj}|$ tal que

$$c_j(t) = \mp \frac{eE_0x_{jn}}{2\hbar} \frac{\exp(\mp i\Delta\omega t) - 1}{\Delta\omega} \quad (1.26)$$

y la probabilidad de transición, tanto para el caso de absorción como el de emisión estimulada, es

$$\begin{aligned} |c_j(t)|^2 &= \frac{e^2 E_0^2 |x_{jn}|^2 (\exp(i\Delta\omega t) - 1)(\exp(-i\Delta\omega t) - 1)}{4\hbar^2 \Delta\omega^2} \\ &= \frac{e^2 E_0^2 |x_{jn}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\omega}{2}t\right)}{4\hbar^2 \left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Se puede observar que la probabilidad de transición es proporcional a la intensidad de la radiación, ya que se tiene que es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico. Por otra parte, se observa que también es proporcional al cuadrado del elemento de matriz de transición dipolar eléctrica x_{jn} y a la función $\sin^2(\frac{\Delta\omega}{2}t)/(\frac{\Delta\omega}{2})^2$; esta última nos da la dependencia en la desintonía $\Delta\omega$ de la probabilidad de transición (figura 1.4).

1.3.2 Reglas de selección para la aproximación dipolar

Dado que la probabilidad de transición es proporcional al elemento de matriz de transición dipolar eléctrica \vec{r}_{jn}

$$\vec{r}_{jn} = \int \phi_j^*(\vec{r}) \vec{r} \phi_n(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (1.28)$$

tenemos que la transición sucede o no al tener $\vec{r}_{jn} \neq 0$ o $\vec{r} = 0$, respectivamente. En el primer caso hablamos entonces de reglas de selección que deben satisfacerse para que se tenga un elemento de matriz distinto de cero [7, 19]; en el segundo caso, tenemos que la transición no se puede llevar a cabo por medio de una aproximación dipolar.

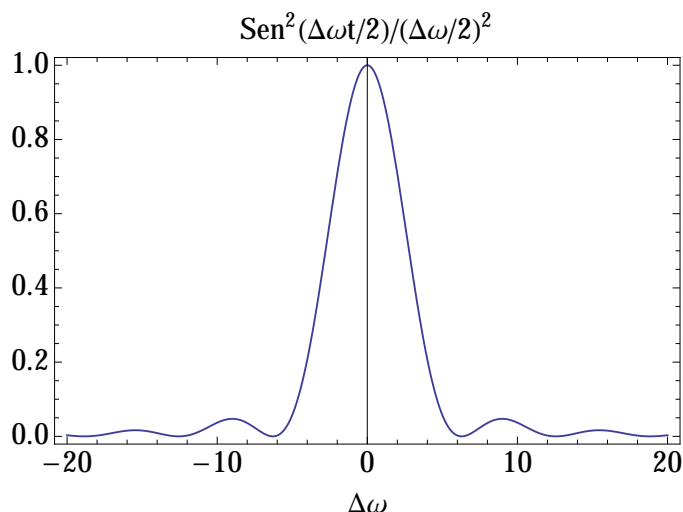


Figura 1.4: Dependencia de la probabilidad de transición en la función $\frac{\text{sen}^2(\frac{\Delta\omega}{2}t)}{(\frac{\Delta\omega}{2})^2}$. Se observa un máximo global en $\Delta\omega = 0$; sin embargo, se puede observar que la función es distinta de cero para valores de la desintonía $\Delta\omega \neq 0$.

La primera regla de selección surge de la paridad del operador de \vec{r} en la expresión (1.28). Dada una inversión de coordenadas espaciales se tiene que dicho operador es impar. Así, se necesita que los estados conectados por la transición dipolar sean de paridades opuestas para obtener que $\vec{r}_{jn} \neq 0$. Esta regla aplica de manera general ya que toma en cuenta el comportamiento del operador cuántico y no de los números cuánticos relacionados al sistema, en este caso un átomo.

Otras reglas de selección [7, 19] surgen de tomar en cuenta la conservación de momento angular en la transición. Se sabe que en la aproximación dipolar eléctrica un fotón de la onda electromagnética tiene un momento angular $j_\gamma = 1$. Para conservar el momento angular en una transición dipolar eléctrica se debe tener entonces que la diferencia en momento angular total entre el estado final y el estado inicial es el momento angular del fotón. En átomos con un electrón (*i.e.* hidrógeno, metales alcalinos e hidrogenoides) esto se traduce a que

$$\begin{aligned}\Delta l &= l_j - l_n = \pm 1 \\ \Delta m_l &= 0, \pm 1\end{aligned}\tag{1.29}$$

En átomos multielectrónicos se tiene que, además de seguir cumpliendo con la regla de selección de la paridad, las reglas de conservación de momento ahora son de la forma

$$\begin{aligned}\Delta J &= 0, \pm 1 \\ \Delta M_J &= 0, \pm 1 \\ J_n = 0 &\rightarrow J_j = 0 \text{ no permitida}\end{aligned}\tag{1.30}$$

Por otro lado al considerar los esquemas de acoplamiento de momentos angulares que se le pueden aplicar al átomo y a los estados involucrados en la transición se tienen otras reglas de selección. Para el caso de transiciones dipolares se tiene que el operador dipolar eléctrico \vec{r} es independiente del espín, de modo que

se puede utilizar el acoplamiento LS . Las reglas de selección dadas para este acoplamiento en particular [7, 19] son

$$\begin{aligned}\Delta L &= 0, \pm 1 \\ \Delta S &= 0\end{aligned}\tag{1.31}$$

Por último, vemos que dada la estructura hiperfina de un átomo se tiene otra regla de selección, ahora sobre el número cuántico F [19]. Al calcular la probabilidad de transición entre dos estados n y j considerando ahora que tenemos también la posibilidad de que dicha se de entre estados hiperfinos, se tiene que, dado que $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$,

$$\begin{aligned}\Delta F &= 0, \pm 1 \\ F_n = 0 &\rightarrow F_j = 0 \text{ no permitida}\end{aligned}\tag{1.32}$$

1.3.3 Transiciones cuadrupolares eléctricas

Como se mencionó en la sección anterior la probabilidad de una transición dipolar eléctrica es proporcional al elemento de matriz \vec{r}_{jn} . En el caso que dicho elemento sea cero se tiene que no existe una transición dipolar eléctrica entre los estados n y j del átomo. Sin embargo, se pueden tener transiciones electromagnéticas entre estos al tomar las siguientes aproximaciones en la expresión del campo eléctrico responsable de la interacción; de esta manera se busca tener un operador de manera que el elemento de matriz sea distinto de cero.

Para lograr lo anterior consideramos un desarrollo multipolar del potencial escalar Φ debido a una distribución volumétrica de carga $\rho(\vec{r})$. Sabemos que podemos describir dicho potencial de la forma

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}'\tag{1.33}$$

donde estamos considerando que la integración se realiza sobre una región del espacio V' .

Podemos ver que la expresión (1.33) incluye el término $\frac{1}{r}$, el cual es la función generadora de los polinomios de Legendre [20]

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{1}{r_>} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r_<}{r_>}\right)^n P_n(\cos(\theta))\tag{1.34}$$

donde tomamos $r_>$ como la magnitud más grande de entre r y r' , y análogamente para $r_<$ con la magnitud más pequeña. La expresión anterior da un desarrollo en 2^n multipolos, con $n = 0$ correspondiendo al monopolo, $n = 1$ correspondiendo a un dipolo, $n = 2$ correspondiendo a un cuadrupolo, etc. Notamos en particular que en el caso de $n = 1$ tenemos una dependencia espacial $r_</r_>^2$, que tomando $r_> = 1$, $r_< = r$ lleva a una expresión equivalente a (1.9).

De este desarrollo en particular se puede observar que el operador cuadrupolar eléctrico \hat{Q} está dado por el momento cuadrupolar eléctrico

$$Q_{ij} = \int \rho(\vec{r})(3r_i r_j - r^2 \delta_{ij}) d^3\vec{r}\tag{1.35}$$

donde $\rho(\vec{r})$ es la densidad espacial de carga del sistema.

Regresando a la expresión para un campo eléctrico de onda plana (ec. (1.9)), vemos que esta se puede tomar como la parte real de la expresión general para una onda plana dada en términos de una función exponencial con argumento complejo, $\exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$. Supongamos, sin pérdida de generalidad, que tenemos que dicha onda se mueve en la dirección de x positiva y está polarizada en la dirección de z . Sustituyendo esta expresión en (1.11) tenemos entonces que

$$V(\vec{r}, t) = -e(E_0 \exp[i(k_x x - \omega t)] \hat{z}) \cdot \vec{r} = -eE_0 \exp[i(k_x x - \omega t)] z \quad (1.36)$$

donde k_x es la componente en x del vector de propagación.

Introduciendo esta última en la fórmula para \mathcal{V}_{jn} (ec. (1.18)), vemos que podemos separar la parte temporal de la exponencial dada la integración sobre el espacio. Por otro lado, podemos tomar un desarrollo en serie de Taylor de la exponencial espacial, de modo que la expresión queda

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{jn}(\vec{r}, t) &= -eE_0 \exp(-i\omega t) \int \phi_j^*(\vec{r}) \exp[(ik_x x)] z \phi_n(\vec{r}) d^3 \vec{r} \\ &= -eE_0 \exp(-i\omega t) \int \phi_j^*(\vec{r}) \left(1 + k_x x + \frac{(k_x x)^2}{2!} + \dots\right) z \phi_n(\vec{r}) d^3 \vec{r} \end{aligned} \quad (1.37)$$

Se puede ver claramente que el primer término en la serie hará que al evaluar la integral el resultado sea cero. Nos fijamos en el segundo término de la serie, $k_x x$: la integral correspondiente es $\int \phi_j^*(\vec{r}) k_x x z \phi_n(\vec{r}) d^3 \vec{r}$. Escribiendo ahora las coordenadas x, z en su forma esférica tenemos entonces que

$$\int \phi_j^*(\vec{r}) k_x x z \phi_n(\vec{r}) d^3 \vec{r} = k_x \int \phi_j^*(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\varphi) \phi_n(\vec{r}) d^3 \vec{r} \quad (1.38)$$

donde en particular podemos escribir $\sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\varphi)$ como una combinación lineal de armónicos esféricos [20]

$$\begin{aligned} (Y_2^{-1} - Y_2^1) &= \frac{\sqrt{15}}{2\sqrt{2\pi}} [e^{-i\varphi} \sin(\theta) \cos(\theta) - (-e^{i\varphi} \sin(\theta) \cos(\theta))] \\ &= \frac{\sqrt{15}}{2\sqrt{2\pi}} [\sin(\theta) \cos(\theta) (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi})] \\ &= \sqrt{\frac{15}{2\pi}} [\sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\varphi)] \end{aligned} \quad (1.39)$$

La expresión en (1.38) da el elemento de matriz xz del momento cuadrupolar eléctrico. Este corresponde, salvo una constante, a la expresión dada anteriormente (ec. (1.35)) si se toma $i = 1, j = 3$. De lo anterior se tiene entonces que el Hamiltoniano para la interacción cuadrupolar es de la forma [21]

$$H_{E2} = \vec{E} \cdot \hat{Q} \cdot \vec{k} \quad (1.40)$$

donde \vec{k} es el vector de propagación de la onda y \hat{Q} es el operador cuadrupolar eléctrico. Podemos ahora incluir este Hamiltoniano como $V(\vec{r}, t)$ en la expresión (1.13) para realizar un tratamiento similar al hecho para la aproximación dipolar (sección 1.3.1)

1.3.4 Reglas de selección para la aproximación cuadrupolar

Al igual que en la sección 1.3.2, tenemos que para la aproximación cuadrupolar se tienen reglas de selección que involucran a los números cuánticos del átomo. Para empezar, el operador cuadrupolar eléctrico (ec. (1.35)) es cuadrático [19] por lo que al contrario de una transición dipolar eléctrica los estados en una transición cuadrupolar eléctrica pueden tener la misma paridad. De manera análoga al caso dipolar, podemos tomar en cuenta la conservación de momento angular y los distintos acoplamientos para llegar a las reglas de selección.

$$\begin{aligned}\Delta l &= 0, \pm 2 \\ \Delta m_l &= 0, \pm 1, \pm 2\end{aligned}\tag{1.41}$$

y para átomos multielectrónicos

$$\begin{aligned}\Delta J &= 0, \pm 1, \pm 2 \\ \Delta M_J &= 0, \pm 1, \pm 2 \\ J_n = 0 &\rightarrow J_j = 0, 1 \text{ no permitida} \\ J_n = \frac{1}{2} &\rightarrow J_j = \frac{1}{2} \text{ no permitida}\end{aligned}\tag{1.42}$$

Tomando en cuenta de igual manera que en la sección 1.3.2 el acoplamiento LS para el caso cuadrupolar se llega entonces a que las reglas de selección son

$$\begin{aligned}\Delta L &= 0, \pm 1, \pm 2 \\ \Delta S &= 0\end{aligned}\tag{1.43}$$

En términos de la interacción entre estados hiperfinos, tenemos que las reglas de selección se siguen de la definición de F (ec. (1.3)) y que el momento angular nuclear I no varía en la transición. En particular, a partir del teorema de Wigner-Eckart, y los símbolos $3 - j$ y $6 - j$ [21, 19] se obtiene que

$$\begin{aligned}\Delta F &= 0, \pm 1, \pm 2 \\ \Delta M_F &= 0, \pm 1, \pm 2 \\ F_n + F_j &\geq 2\end{aligned}\tag{1.44}$$

2 Diseño experimental

Se presenta el diseño experimental para poder estudiar la transición cuadrupolar $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ tanto en ^{85}Rb como en ^{87}Rb . Se comienza con una breve descripción de la fuente de excitación, un láser de diodo de cavidad extendida emitiendo a 911 nm, y el proceso para asegurar que se tenga un haz de luz bien colimado con un perfil de intensidad uniforme y de forma Gaussiana. También se describe el proceso de sintonización del láser para llevar su emisión a una longitud de onda de 911.07 nm dentro de un intervalo de sintonía libre de saltos de modo. Después se dan los detalles sobre el sistema de detección utilizado para ver la fluorescencia a 420.18 nm del decaimiento del estado $6p_{3/2}$ producido en una celda de rubidio a temperatura ambiente.

2.1 Láser de diodo de cavidad extendida

Una de las herramientas básicas para realizar experimentos de espectroscopía atómica son los láseres de diodo ya que permiten tener un haz de luz de alta potencia y cuasi-monocromático con los cuales es común obtener anchos de banda relativamente pequeños (< 10 MHz). En este caso particular se utilizó un láser de diodo de cavidad extendida como fuente de excitación para la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ en rubidio ya que al ser ésta una transición cuadrupolar se requería radiación de alta intensidad para poder excitarla.

Dicho láser se construyó basado en el diseño originalmente propuesto por el grupo del Centro de Óptica y Física Atómica de la Universidad de Sussex [15]. En este diseño se utiliza una cavidad extendida que está formada por una rejilla de difracción que se monta en una configuración Littrow (ver figura 1.3b). De esta manera se tiene que el haz de salida corresponde al orden de difracción $m = 0$ mientras que la primera orden de difracción ($m = -1$) sirve para retroalimentar el láser y seleccionar una longitud de onda de emisión.

Se utilizó un diodo M9-915-0200-S5D de Axcel Photonics cuya longitud de onda de emisión especificada era de 915 nm, con una potencia de salida máxima de 200mW. Este se montó en un tubo colimador comercial LT110P-B de Thorlabs que contiene una lente colimadora esférica de $f = 6.24$ mm y apertura numérica $N.A. = 0.4$. A su vez el tubo colimador se montó sobre una montura Newport U100-P modificada usando un adaptador Newport UPA-PA1, también modificado; detalles de las modificaciones realizadas se encuentran en [3, 15].

La montura Newport se utilizó por la estabilidad mecánica que ofrece y porque permite que la alineación de la rejilla se facilite. Ésta consiste de dos piezas, una frontal y una anterior, unidas entre sí por resortes y tornillos. La parte frontal forma una “L” sobre la cual se montan las cuñas tanto de la rejilla de difracción como del espejo. La parte anterior lleva tres tornillos (Newport AJS100-0.5K-NL) que permiten modificar la separación e inclinación de la parte frontal y es en la que se monta el adaptador para el tubo colimador.

Junto con el tubo colimador se coloca un termistor de $10\text{ k}\Omega$ dentro de un orificio en el adaptador, mientras que en la base de la parte anterior se colocaron una placa de cobre y un enfriador termoeléctrico Peltier

(Marlow DT-3-2.5). Esto se hizo con la finalidad de poder monitorear y controlar la temperatura del diodo dentro del tubo colimador.

Tanto el control de corriente como de temperatura del láser se realizaron mediante un controlador comercial LDC-3908 de ILX-Lightwave. De acuerdo con las especificaciones del fabricante la corriente se limitó a 280 mA para evitar dañar el diodo. La temperatura de operación del diodo se mantuvo a 17.1°C.

Se tomó una variante del diseño mencionado, hecha por Hawthorn *et al.* [13], en la cual se incluye un espejo (Newport 05D20BD.2) a la salida que permite mantener la dirección de emisión fija e independiente del movimiento de la rejilla. La rejilla utilizada en la construcción de este láser fue una rejilla de difracción holográfica de 1800 líneas/mm (Edmund NT43-775) de $12.7 \times 12.7 \times 6 \text{ mm}^3$, la cual se fijó a una cuña de aluminio usando cinta adhesiva de doble cara.

La cuña se fabricó con un ángulo de $\approx 56^\circ$ para asegurar que al incidir el haz el orden $m = 0$ fuese el haz de salida y el orden $m = -1$ se regrese al diodo (figura 2.1 & 2.2); dicho valor para el ángulo se determina utilizando la ecuación (1.8) con los parámetros $d = 1/1800 \text{ mm}$, $m = 1$ y $\lambda = 911$.

$$2 \cdot \left(\frac{1}{1800}\right) \text{ mm} \sin(\theta) = 911 \text{ nm} \rightarrow \theta \approx 56^\circ \quad (2.1)$$

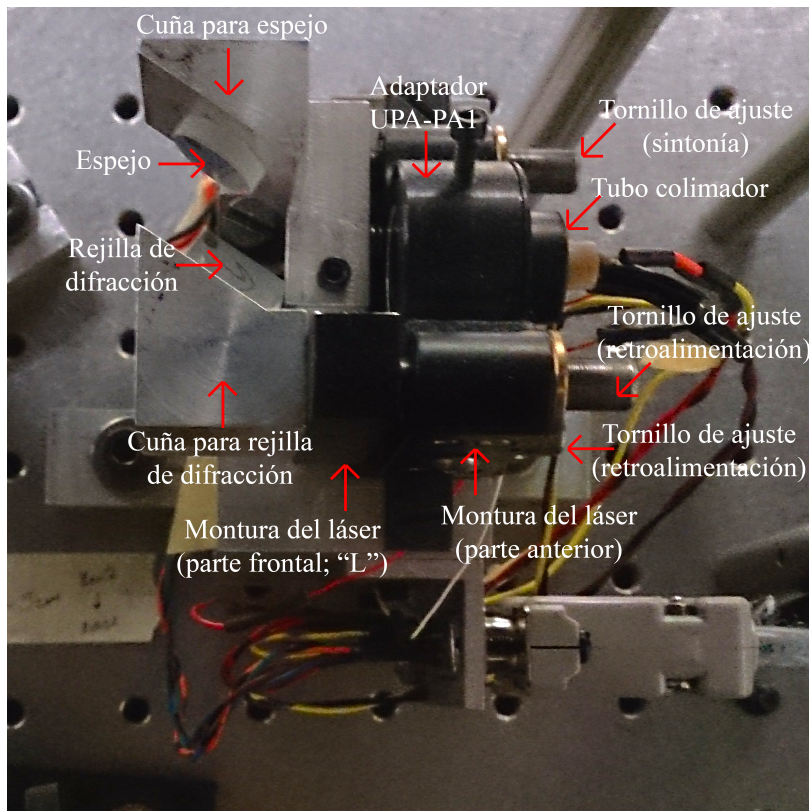


Figura 2.1: Vista superior de la montura del láser con la rejilla de difracción y el espejo. En la imagen se pueden observar también los tornillos de ajuste de retroalimentación y sintonía utilizados para variar la posición de la rejilla y la longitud de la cavidad del láser, respectivamente. También se puede observar el tubo colimador que sostiene al diodo láser.

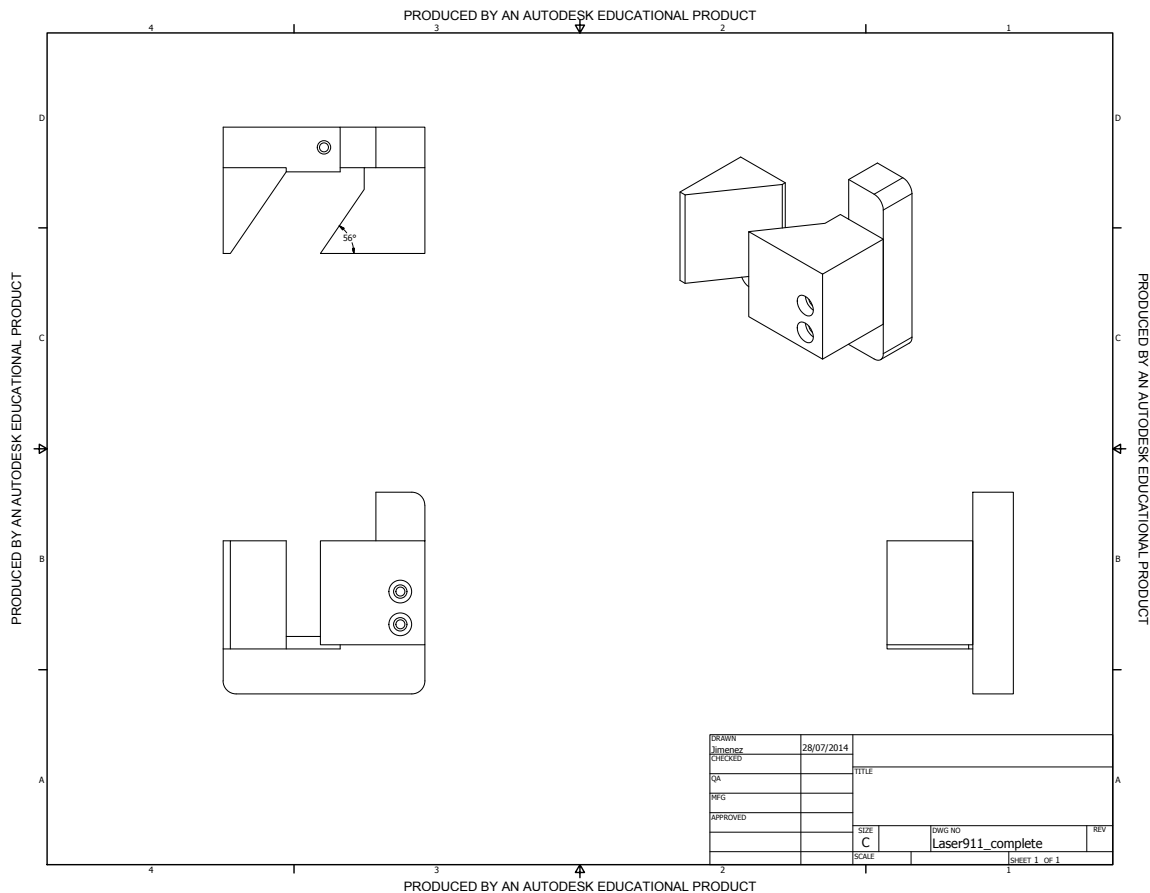


Figura 2.2: Diseño de las cuñas de la montura del láser para la rejilla de difracción y el espejo. Se indica el ángulo necesario en la cuña, 56° , para que el orden de difracción $m = -1$ regrese al diodo.

Cabe mencionar que el tubo colimador se giró de modo que se tuviese la dirección de polarización del haz emitido fuese paralela a la dirección de las líneas de la rejilla; estas a su vez se colocaron de manera perpendicular a la superficie de la mesa óptica (*i.e.* en la dirección vertical). Por otra parte, el espejo también se montó sobre una cuña de aluminio con un ángulo de $\approx 56^\circ$ de modo que el reflejo del orden $m = 0$ saliese en la misma dirección que el haz original.

La variación de la longitud de la cavidad extendida se puede realizar de dos maneras. La primera es mediante los tornillos en la parte anterior de la montura, los cuales acercan y alejan, además de que inclinan, la parte frontal de la montura. Esto permite modificar ligeramente la posición y el ángulo de la rejilla, lo cual a su vez resulta en un cambio de la longitud de onda que regresa a la cavidad del diodo.

Otra manera de modificar la longitud de cavidad extendida es por medio de una barra piezoeléctrica (Thorlabs AE0203D04F) colocada entre la superficie frontal de la montura de la cuña y el tornillo de ajuste de sintonía (ver figura 2.1). Al aplicar un voltaje a esta barra se produce una separación entre las capas cristalinas que la forman, lo cual a su vez desplaza ligeramente la parte frontal (*i.e.* la “L”) de la montura. Esto permite variar, de manera controlada, fina y reproducible el ángulo entre la superficie de la rejilla y el haz emitido por el diodo láser, con lo cual es posible controlar la longitud de onda de la radiación retroalimentada.

Por otra parte, dado que se trata de un láser de alta potencia (> 100 mW) es necesario tomar ciertas precauciones de seguridad para evitar daños a la vista. En particular al tratarse de luz infrarroja se deben usar diversos elementos (*e.g.* visores de fluorescencia o tarjetas fotosensibles) para poder detectar los puntos por donde pasa o incide el haz del láser. Se procuró también mantener la salida del láser de manera que el haz saliese paralelo a una altura constante respecto a la superficie de la mesa; de igual manera se evitaron los reflejos sobre superficies planas. Esto se hizo con la finalidad de evitar que pudiese haber luz infrarroja que pudiese incidir en los ojos de cualquier persona en el laboratorio.

Más detalles sobre dicho diseño y su aplicación a la construcción de los láseres del Laboratorio de Átomos Fríos se pueden encontrar en la tesis de licenciatura de Adonis Reyes Reyes [3].

2.2 Caracterización espacial del haz

2.2.1 Colimación

En este experimento fue importante tener un haz del láser que estuviese bien colimado. Para esto se realizó una revisión y ajuste a la colimación del haz emitido por el diodo. La caracterización del láser se realizó en modo libre (*i.e.* sin retroalimentación) para evitar cambios en la colimación y aberraciones debidas a elementos ópticos adicionales.

Para ajustar la colimación fue necesario ajustar la posición de la lente esférica dentro del tubo colimador. Esto se realizó utilizando una llave diseñada especialmente para hacer girar el anillo que asegura la lente dentro del tubo (Thorlabs SPW301). De esta manera se podía acercar o alejar la lente de la región de emisión del diodo, modificando también la distancia fuera del diodo que el haz podía viajar sin variaciones grandes en tamaño.

Inicialmente se observó el tamaño del haz a simple vista usando una tarjeta con material fotosensible en distintos puntos a lo largo de un camino óptico de longitud considerable (~ 7 m). El diodo se mantuvo con una corriente constante a lo largo de este proceso. Al notar un cambio significativo en la intensidad del haz sobre la tarjeta, dado que el láser estaba a corriente constante, se tenía que el tamaño del haz disminuía. Esto indicaba que el haz estaba siendo enfocado por la lente colimadora después de una cierta distancia de la salida del tubo colimador.

La lente colimadora se ajustaba, de manera iterativa, de modo que dichos cambios en el tamaño del haz se fuesen alejando. Si bien no fue posible colimar perfectamente el haz, se intentó que estos cambios en tamaño se dejaran de notar en el camino óptico del haz; esto aseguraba que la lente del tubo colimador estaba enfocando al haz a una distancia mayor que la distancia total del camino óptico.

2.2.2 Medición de geometría y perfil de intensidad

Se verificó la colimación del haz tomando una serie de mediciones cuantitativas en cada paso del proceso descrito en la sección anterior. Dichas mediciones se tomaron mediante el uso de un programa de análisis de imágenes escrito en Wolfram Mathematica [27]; se eligió esta plataforma ya que permitía automatizar la captura y análisis de las imágenes tanto en tiempo real como aquellas guardadas con anterioridad. La captura de imágenes se realizó utilizando una cámara web comercial (PerfectChoice PC-320425) o una cámara digital (CCD ó CMOS) (figura 2.3).

El programa se diseñó para procesar imágenes de la sombra del haz sobre una pantalla de papel milimétrico para determinar tanto el radio ($1/e^2$) como el perfil de intensidad de este mismo por medio de un ajuste gaussiano. Previo a este análisis era necesario tomar una imagen de la pantalla sin haz para establecer una escala de referencia para la distancia utilizada en las imágenes posteriores.

Por otro lado, para reducir la incertidumbre en los datos obtenidos mediante este proceso las imágenes se tomaron con la menor cantidad de luz de fondo posible. También se tomó una imagen de la pantalla en condiciones de obscuridad para utilizarla como una referencia para filtrar ruido en las imágenes de la sombra del haz.



Figura 2.3: Equipo para la medición del perfil de intensidad del haz. Se utilizó una cámara web comercial (PerfectChoice) para la captura de las imágenes necesarias para realizar el análisis; esta se mantuvo montada en un poste con una pantalla de papel milimétrico colocada paralela al sensor de la cámara.

Las imágenes de la sombra del haz se tomaron a distintas distancias a partir de la salida de la montura del diodo con la finalidad de poder determinar el estado de colimación del haz a lo largo del camino óptico. Se procuró que el haz incidiera de manera perpendicular sobre la pantalla para evitar errores debidos a paralaje. Adicionalmente se trató de mantener la sombra del haz centrada sobre el detector al momento de la captura de la imagen para así asegurar, de la mejor manera posible, que se tuviese una medición más precisa del tamaño del haz.

Una vez que se tenían los valores del radio en las direcciones horizontal y vertical (x y y , respectivamente) para todas las imágenes se procedió a graficar la variación de estas cantidades en función de la distancia. Se calculó la divergencia tanto en x como en y del haz láser emitido para asegurar que este no estuviese enfocándose en algún punto de su camino óptico. Los resultados obtenidos se presentan en la sección 3.1.

2.3 Características de emisión del láser

2.3.1 Corriente umbral

Una vez colimado el haz se comenzó a realizar una descripción de las características de la emisión del láser. Como paso inicial se hizo una caracterización de la potencia de emisión del diodo láser: para distintos valores de corriente aplicada al diodo se midió la potencia del haz utilizando un medidor de potencia (Coherent Field Master GS). Los valores de corriente se tomaron a partir de que se encendía el control de corriente del diodo, aumentando esta hasta que se tuviese una imagen del haz claramente visible e intensa utilizando visores de fluorescencia.

Los datos se graficaron para observar la relación entre la potencia emitida y la corriente al diodo; las gráficas se encuentran en la sección 3.2 de este trabajo. A partir de dicha gráfica se determinó la corriente umbral del diodo, *i.e.* aquella en la cual la potencia aumente repentinamente debido a la emisión estimulada de luz. Este valor de corriente se utilizó como valor mínimo de corriente a la cual hacer ajustes subsecuentes a la emisión del láser.

2.3.2 Retroalimentación

Una vez realizadas las mediciones de la potencia de emisión del láser e identificado el valor de la corriente umbral en modo libre se procedió a retroalimentar el diodo. Como se mencionó anteriormente, utilizando la rejilla de difracción como parte de la cavidad extendida del diodo fue posible seleccionar una longitud de onda para reflejar hacia la cavidad del diodo. Al hacer esto la emisión estimulada del láser se ve afectada de manera que disminuye su ancho de línea (*i.e.* las longitudes de onda a las cuales emite) y se obtiene una mayor potencia.

La retroalimentación del láser se realizó en dos pasos, ambos a corriente fija por arriba ($\approx 25\%$) del valor de la corriente umbral del diodo. Primero, se removió la cuña con el espejo de la montura del láser y se colocó una pantalla de papel en el mismo plano y cerca de la salida del tubo colimador. Con la pantalla y un visor se buscó el reflejo del orden de difracción $m = -1$; se ajustó el ángulo de la rejilla, usando los dos tornillos correspondientes, para mover dicho reflejo hacia la salida del tubo colimador. Dicho ajuste se daba por concluido al tener el reflejo coincidiendo con el punto de emisión del haz.

En el segundo paso se utilizó el haz de salida, correspondiente al orden de difracción $m = 0$, para hacer un ajuste fino del alineamiento entre el haz de salida del tubo colimador y el orden de difracción ($m = -1$). Se colocó el medidor de potencia para medir dicho parámetro del haz a la salida de la rejilla. Observando la potencia, se siguió ajustando la posición del reflejo de la rejilla para que este coincidiese lo mejor posible con el punto de salida del haz. De esta manera se optimizó el acoplamiento entre el primer orden de difracción y la dirección del haz emitido por el diodo láser al maximizar la potencia del haz de salida.

Este parámetro de la emisión del láser se verificó tomando nuevamente mediciones de potencia en función de corriente aplicada al diodo. Se esperaba tener un nuevo valor para la corriente umbral de éste: dado que se tiene un proceso de emisión estimulada centrada en una longitud de onda en particular, en el láser una retroalimentación adecuada debe disminuir el valor de la corriente umbral.

2.4 Sintonización del láser de cavidad extendida

A partir del diseño del láser descrito en la sección 2.1 se tiene que la sintonía de éste depende de la longitud de la cavidad extendida. Basándose en este hecho la sintonización se hizo ajustando los distintos tornillos de la montura: dos modificaban el ángulo de la rejilla y se utilizaron en la retroalimentación del láser para seleccionar una longitud de onda para centrar la emisión del láser. El tercer tornillo, conocido aquí como el tornillo de sintonía (ver figura (2.1)), permitió modificar la distancia entre la salida del tubo colimador y la parte de la montura con las cuñas para la rejilla de difracción y el espejo.

Se procedió a armar un sistema óptico que permitiese monitorear en tiempo real tanto la longitud de onda de emisión, utilizando un espectrómetro (Acton SpectraPro 2150i) y un medidor de longitud de onda (Bristol 521) comerciales, como la estabilidad del modo de emisión, utilizando un interferómetro Fabry-Perot confocal (Thorlabs SA200-8B), durante el proceso de sintonización (figura 2.4). Esto se realizó para asegurar que se tuviese una emisión óptima del láser a una longitud de onda dada. En particular se buscó alcanzar la sintonía necesaria para poder observar la transición entre los niveles $5p$ y $6p$ (~ 911 nm).

Las primeras mediciones de la sintonía se realizaron usando el espectrómetro. Con este equipo se logró colocar la sintonía del láser en un intervalo cercano al valor deseado de $\lambda = 911.075$ nm. Posteriormente se procedió a observar la estabilidad del modo de emisión utilizando de manera simultánea tanto el espectrómetro como un interferómetro confocal para identificar los saltos de modo (*i.e.* cambios súbitos en la longitud de onda de emisión) y garantizar la emisión en un solo modo del láser. Se procedió así a identificar las distintas regiones de sintonía libres de saltos de modos en función de la corriente aplicada al diodo.

Se revisó de nueva cuenta la sintonía, ahora usando un medidor de longitud de onda. En este paso fue posible colocar con mayor precisión la sintonía en un intervalo de longitudes de onda más pequeño alrededor del valor deseado para la transición cuadrupolar.

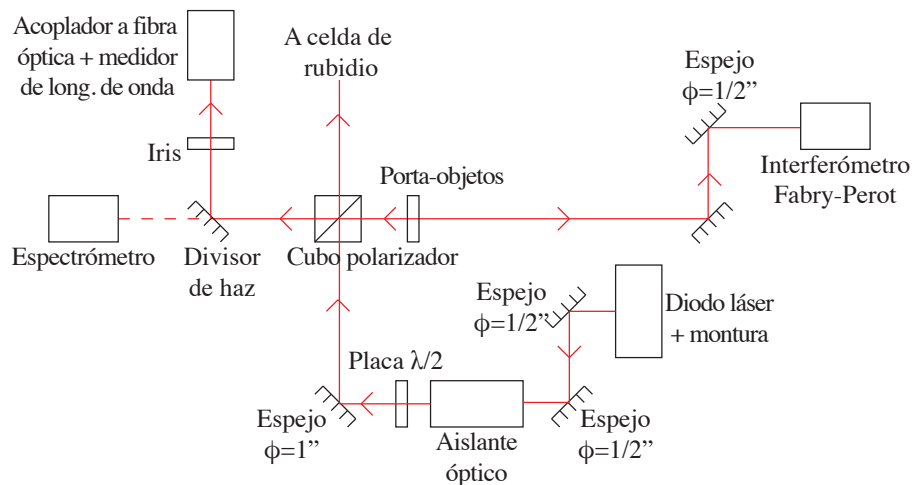


Figura 2.4: Esquema de sistema para monitoreo de sintonía y modos de emisión del láser.

Después de haber ajustado la sintonía se procedió de nueva cuenta a revisar la retroalimentación del diodo debido a los cambios en la longitud de la cavidad extendida. Adicionalmente, se aisló el láser tanto

térmicamente como ópticamente para evitar variaciones en la longitud de onda de emisión debidas a cambios en temperatura y reflexiones que puedan sacar de resonancia al medio activo del diodo, respectivamente.

Para aislar físicamente al láser se utilizó una caja con orificios para permitir la salida tanto del haz como de los cables además del circuito de retroalimentación termistor-enfriador Peltier descrito en la sección 2.1. El aislamiento óptico se hizo mediante un rotador de Faraday comercial (ConOptics M713B), el cual rota luz verticalmente polarizada por medio del efecto Faraday por un ángulo de 45° . De esta manera, la polarización de la luz que pasa por el aislante óptico y se refleja de regreso rota otros 45° , quedando perpendicular a la luz que entra originalmente a este elemento: esto permite separar la componente reflejada de luz con mayor facilidad por medio de polarizadores o divisores de haz.

2.5 Detección de la fluorescencia violeta

2.5.1 Excitación $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$

Además del láser descrito en este trabajo se utilizó un láser de diseño similar con una emisión centrada en ≈ 780.2 nm para dar la primera excitación del átomo de rubidio del estado $5s_{1/2}$ al estado $5p_{3/2}$. El láser se ancló por medio de una espectroscopía de polarización [28] a la transición cíclica de la línea $D2$ del rubidio de manera que se aseguraba tener átomos suficientes en el estado excitado $5p_{3/2}$ para poder realizar la excitación con el láser de 911 nm.

Más detalles sobre el diseño de este láser y la espectroscopía de polarización se pueden encontrar en la tesis de licenciatura de Adonis Reyes Reyes (referencia). Por su parte el anclado del láser se describe en la tesis de maestría de Cristian Adan Mojica Casique ([4]).

2.5.2 Celda de rubidio

Para poder detectar la fluorescencia resultante de la transición cuadrupolar $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ se montó una celda de rubidio de 25 mm de diámetro y 75 mm de largo (Triad TT-RB-75-V-P, con recubrimiento antireflejante) en un tubo de plástico PVC; a este tubo se le hace una apertura perpendicular al eje de la celda para colocar un tubo (Thorlabs SM1V10) en el cual poder montar un sistema óptico y acoplar a la entrada del tubo fotomultiplicador [29].

La celda y el tubo se recubrieron con una lámina delgada de metal de alta permeabilidad magnética (Mu-metal) para evitar la interacción de los átomos con campos magnéticos. Los extremos del tubo de PVC se taparon, dejando solamente un pequeño orificio para acceso óptico a la celda (figura 2.5). Los haces de los láseres se hacen incidir de manera contra-propagante por el acceso óptico hacia el centro de la celda.

2.5.3 Tubo fotomultiplicador

Dadas las bajas probabilidades de transición [5] se sabe que la fluorescencia descrita en la sección 1.1.2 será muy debil, por lo que es necesario contar con un sistema de detección de alta sensibilidad. Este sistema debe estar formado, principalmente, por un fotodetector sensible a señales luminosas bajas.

De los diversos tipos de fotodetectores disponibles, los tubos fotomultiplicadores ofrecen características deseables para experimentos como el que se plantea en este trabajo. En particular se consideran un método

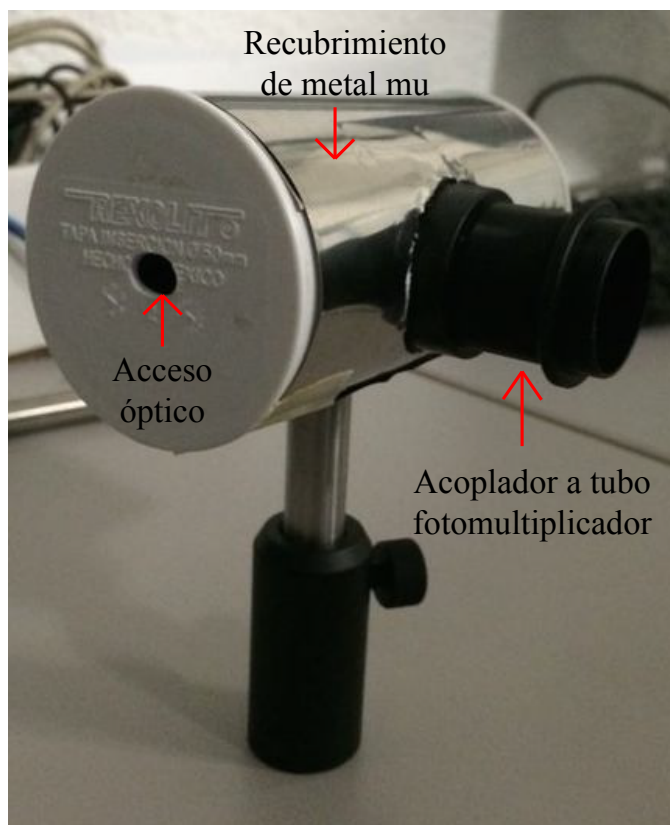


Figura 2.5: Montaje para la celda de rubidio. Se pueden observar la lámina de Mu-metal, las tapas del tubo de PVC con el acceso óptico y el acoplador al sistema óptico/tubo fotomultiplicador. La celda se coloca en el interior y se detiene mediante anillos de hule espuma.

de detección efectivo para señales producidas por pocos fotones por sus altas ganancias, tiempos de respuesta relativamente cortos y ruido de fondo bajo. Estos, al igual que otros tipos de fotodetectores, basan su funcionamiento en el efecto fotoeléctrico y en la capacidad de poder dirigir las cargas usando campos eléctricos.

En esencia, un tubo fotomultiplicador es un fotodiodo sellado al vacío en el que los fotoelectrones emitidos se aceleran desde el cátodo hasta el ánodo [22, 23]. Este primero, también conocido como fotocátodo, es el responsable de recibir los fotones incidentes y dar lugar a la emisión de los fotoelectrones. La aceleración de dichos electrones se hace estableciendo una diferencia de potencial entre los electrodos (*i.e.* aplicando un voltaje), lo cual a su vez establece un campo eléctrico. Este movimiento de electrones entre los electrodos es lo que da lugar a una corriente que se mide y procesa para de esa manera obtener la información necesaria sobre la luz detectada.

A diferencia de un fotodiodo al vacío sencillo, en un fotomultiplicador, como su nombre lo implica, la cantidad de electrones colectados en el ánodo ha sido multiplicada con respecto a la cantidad original de fotoelectrones. Dicha ganancia proviene de incluir superficies adicionales, llamadas dínodos, en las cuales se da lugar a un proceso de emisión secundaria (figura 2.6). Es decir, los fotoelectrones se aceleran hacia los dínodos y, dado que su energía cinética ha aumentado, al incidir en la superficie desprenden más electrones de esta; estos a su vez se aceleran nuevamente hasta que llegan al siguiente dínodo.

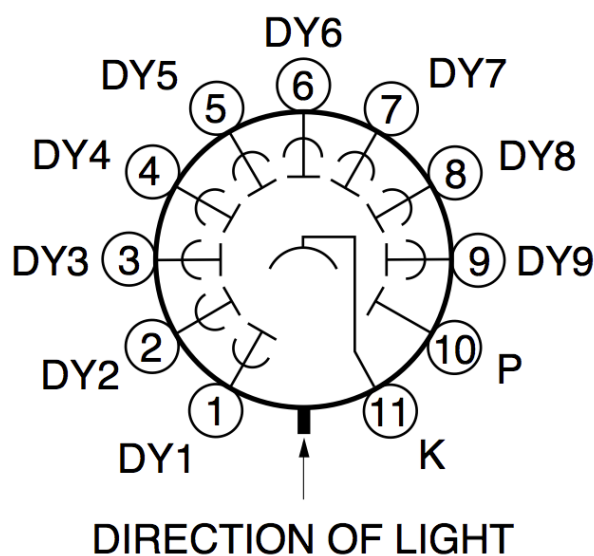


Figura 2.6: Estructura interna típica de un tubo fotomultiplicador. Se muestran el cátodo (K), el ánodo (P) y los dínodos (DY) responsables de la emisión secundaria al igual de la dirección de incidencia de los fotones. Esta configuración en particular corresponde al tubo fotomultiplicador 1P28 de Hamamatsu que se usará en este experimento [23, 24].

Se establece así una cadena de emisión de electrones que termina al colectarse todas las cargas en el ánodo. Para lograr una aceleración suficiente que dé lugar a la emisión secundaria de electrones los tubos fotomultiplicadores generalmente requieren de una fuente de alto voltaje; se utilizan divisores de voltaje para establecer los voltajes entre los distintos pares de electrodos (cátodo-dínodo, dínodo-dínodo y dínodo-ánodo).

Por otra parte se puede observar que el número de electrones secundarios emitidos depende tanto del material del dínodo como de la energía cinética de los electrones incidentes. Considerando que en un fotomultiplicador todos los dínodos sean del mismo material al aumentar la energía cinética de los electrones (*i.e.* al aumentar la diferencia de potencial entre un par de electrodos) se tendrá un mayor número de electrones desprendidos de la superficie. La ganancia total en la señal es proporcional al producto de las ganancias entre pares de electrodos. [23, 22, 9, 16]

Los materiales utilizados tanto para el fotocátodo como para los dínodos son los principales factores en determinar el rango espectral en el que puede operar el tubo fotomultiplicador. Además de determinar el rango espectral de operación, estos determinan en gran parte la sensibilidad del detector y su eficiencia cuántica (*i.e.* la razón entre fotones recibidos y fotoelectrones generados). En la actualidad muchos de los fotocátodos son semiconductores en los que se tiene un metal alcalino con una función de trabajo pequeña, de modo que se pueden abarcar rangos espectrales entre el ultravioleta e infrarrojo cercano ($\approx 100 - 1000$ nm)(figura 2.7).

Dependiendo de la aplicación que se le dé al fotomultiplicador, los fotocátodos pueden ser de transmisión (*i.e.* películas semitransparentes) o de reflexión (*i.e.* electrodos opacos). De igual manera, se tiene que dependiendo de la aplicación la incidencia de luz sobre el tubo fotomultiplicador puede ser frontal o lateral,

y los materiales del tubo (generalmente vidrios) ayudan a determinar el límite inferior del rango espectral de detección (generalmente radiación UV menor a ≈ 100 nm).

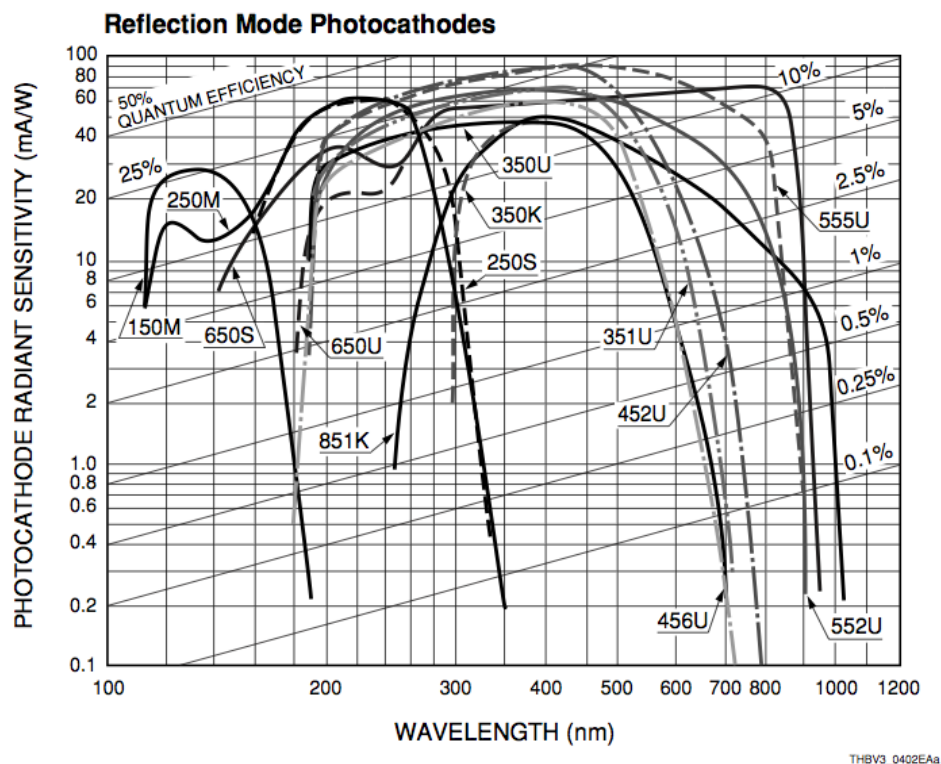


Figura 2.7: Curvas de respuesta espectral mostrando la sensibilidad radiante del fotocátodo en función de la longitud de onda para distintos materiales utilizados en fotocátodos de reflexión. Se pueden observar también rectas indicando la eficiencia cuántica del material. En particular se observa la curva marcada 350U, la cual corresponde al material compuesto $Sb - Cs$ del fotocátodo utilizado en el tubo fotomultiplicador de este experimento; su respuesta es óptima a ~ 340 nm con una eficiencia cuántica de ~ 21 %. [23]

Efecto fotoeléctrico

Gran parte de los detectores utilizados para la detección de señales luminosas basan su funcionamiento en el hecho de que los fotones incidentes son capaces de desprender electrones de superficies metálicas bajo ciertas condiciones. Lo que esto permite es que a partir de unos cuantos fotones capturados por el detector se generen señales de corriente de amplitud considerable. Este efecto, conocido como el efecto fotoeléctrico, surge de considerar la dualidad onda-partícula de la luz y la estructura de las capas de valencia y conducción en un metal.

Al considerar la superficie de un metal se tiene que los electrones pueden estar tanto en la capa de valencia como en la capa de conducción [8, 9]; esto se debe principalmente a que la energía (o nivel) de Fermi, E_F , se encuentra dentro de la banda de conducción. Para la descripción del efecto fotoeléctrico es necesario definir la función de trabajo Φ como la diferencia entre la energía de Fermi y la del vacío, *i.e.* la mínima energía para que un electrón viaje libremente fuera del material (figura 2.8).

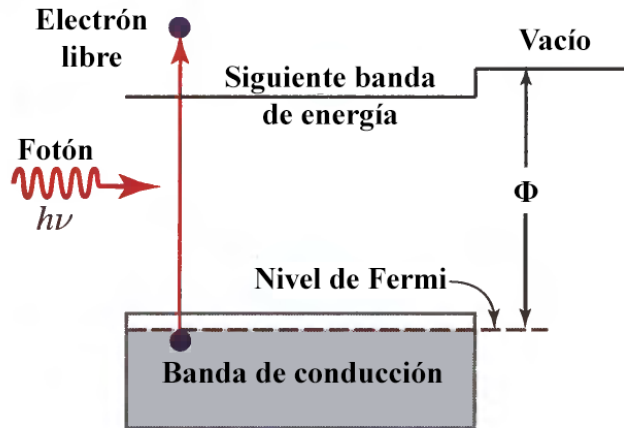


Figura 2.8: Bandas de energía dentro de un metal. Se muestra la función de trabajo Φ como la diferencia entre la energía del vacío y la energía de Fermi [9].

Consideramos ahora a los fotones como partículas de energía $E = h\nu$ que inciden en la superficie del metal. Al entrar en contacto con un electrón se da una transferencia de energía entre ambas partículas en la que si se satisface que $E \geq \Phi$ el electrón logra desprenderse de la superficie. Suponiendo que se puede expresar a la función de trabajo Φ en términos de una frecuencia umbral ν_0 , la condición anterior permite ver que si $E - h\nu = h(\nu - \nu_0) > 0$ entonces el electrón sale con una energía cinética proporcional a la diferencia de frecuencias, $\Delta\nu = \nu - \nu_0$.

Se hace así evidente que si la frecuencia de la luz es menor a la frecuencia umbral del material ($\nu < \nu_0$) no habrá emisión de electrones de la superficie, aún si dicha está expuesta a la luz por periodos largos de tiempo. De igual manera, la energía de los electrones emitidos no depende de la intensidad de la luz o, equivalentemente, del número de fotones incidiendo; estos parámetros sólo afectarán el número de electrones que se desprenden del material.

Aunque caracterizado principalmente para metales, el efecto fotoeléctrico también se puede dar en materiales semiconductores. En estos casos se tiene que las bandas de conducción y valencia están separadas por una brecha de energía E_g dentro de la cual se encuentra el nivel de Fermi. Al incidir un fotón, su energía debe ser suficiente para poder excitar un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción y además hacer que este salga de la banda de conducción. A la energía para este último paso se le conoce como la afinidad electrónica χ [9, 22](figura 2.9).

Cabe mencionar que en semiconductores dopados y en heteroestructuras (*e.g.* compuestos multi-alcalinos tales como se usan en algunos fotocátodos) las distribuciones de electrones en las bandas cambian y se tiene también un desplazamiento del nivel de Fermi. Es común que para estos materiales se considere a la función de trabajo no como la suma de la brecha de energía E_g y la afinidad electrónica χ , sino como en el caso de un metal en donde se define como la diferencia entre el nivel de Fermi y el vacío [22, 23].

Como se mencionó en la sección 2.5.2, se colocó un acoplamiento en la montura de la celda de rubidio para poder conectar un tubo fotomultiplicador. En este caso se utilizó un tubo fotomultiplicador 1P28 de Hamamatsu, montado en una base DA-780 de Acton Research Corporation, para la detección. Se optó por dicho sistema ya que el fabricante especifica que la respuesta óptima del tubo está alrededor de los 400 nm; la curva de respuesta espectral para el tubo 1P28 se puede encontrar en el apéndice A.

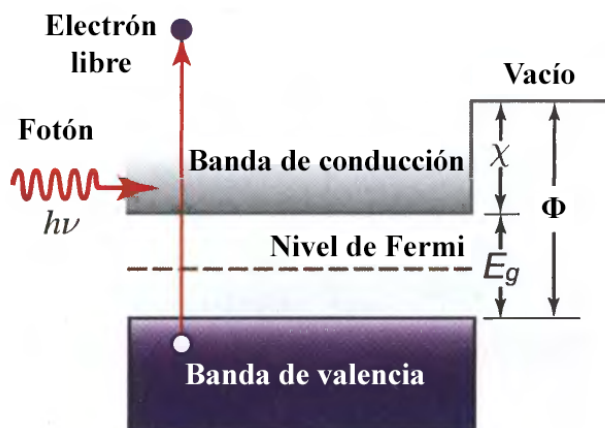


Figura 2.9: Bandas de energía dentro de un semiconductor intrínseco. En estos materiales la función de trabajo es igual a la suma de la brecha de energía E_g y la afinidad electrónica χ , $\Phi = E_g + \chi$ [9].

La base DA-780 se modificó para poder acoplarse a la montura de la celda por medio de un tubo de una pulgada de diámetro. Se fabricó una placa de aluminio con las dimensiones adecuadas para colocarse sobre la apertura de la base que muestra el fotocátodo del tubo. En dicha placa se montó un filtro violeta (CVI Laser Optics F10-420.0-0-1.00) para asegurar que la única luz detectada fuese aquella alrededor (± 2 nm) de la longitud de onda de la fluorescencia a 420.18 nm.

Para aumentar la captura y detección de la fluorescencia producida en el interior de la celda se colocaron lentes dentro del tubo acoplando la celda al fotomultiplicador: se buscaba que los fotones colectados se concentrasen lo más posible en el área del fotocátodo ($8 \times 24 \text{ mm}^2$). Se probaron diversas configuraciones usando lentes tanto plano-convexas como biconvexas de distancias focales menores a 10 cm. En todas las configuraciones se trató de lograr que el centro de la celda coincidiese con el foco de alguna de las lentes utilizadas.

La configuración final utilizada para el sistema de lentes en el interior del tubo uniendo la montura de la celda y el fotomultiplicador fue una configuración $f - f$ (i.e. con una distancia focal de separación tanto del centro de la celda como del fotocátodo). Se colocó la primera lente, una biconvexa de $f_1 = 25.4 \text{ mm}$ (Thorlabs LB1761-B), a una distancia f_1 del centro de la celda: la elección de esta lente se basó en que esta daba el mayor ángulo sólido de captura de luz dentro de la celda. La segunda lente que se colocó fue una lente plano-convexa de $f_2 = 35 \text{ mm}$ (Thorlabs LA1027-B) a distancia $f_1 + f_2$ del centro de la celda para tomar la luz capturada y colimada y posteriormente enfocarla sobre el fotocátodo.

La alimentación de voltaje para el tubo fotomultiplicador se hizo mediante una fuente de alto voltaje comercial (Pacific Instruments Laboratory Photometer 110). La señal de salida del tubo se amplificó usando un amplificador de corriente Keithley (Keithley 428-PROG); se ajustó la ganancia ($10^3 - 10^7$ V/A), manteniendo un filtro con tiempo de subida de $300 \mu\text{s}$, al intentar observar la señal de fluorescencia.

2.5.4 Sistema de detección en fase

Dadas las probabilidades de transición para la excitación $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ se esperaba una señal de fluorescencia de baja intensidad. Se optó por utilizar un detector de fase (lock-in amplifier/phase-sensitive

detector en inglés) para poder extraer dicha señal del ruido de fondo de la señal del tubo fotomultiplicador.

Para recuperar una señal de un fondo de ruido blanco existen varias opciones, de las cuales una es el uso de un detector de fase (“lock-in amplifier” o “phase-sensitive detector” en inglés). Por su diseño, este dispositivo puede ser usado tanto para extraer una señal de un fondo de ruido como para tomar mediciones de alta resolución de señales con relativamente poco ruido. Generalmente se tiene que la señal de entrada es una señal de corriente alterna (AC, por su siglas en inglés) que, después de ser procesada, se convierte en una señal de corriente directa (DC) para facilitar su manejo.

Las aplicaciones de los detectores de fase actualmente son diversas. Usado en conjunto con un detector fotosensible, tal y como un tubo fotomultiplicador, este dispositivo es capaz de obtener y amplificar señales muy débiles, producidas quizás por pocos fotones incidentes, que normalmente no se podrían distinguir por medio de la amplificación tradicional de una señal. Por otra parte, la dependencia en frecuencia de la detección en fase permite que estos dispositivos funcionen incluso como analizadores de espectro.

Fundamentalmente en un detector de fase se busca reducir el ancho de banda de la señal que se introduce en un circuito de amplificación. Para que esto se lleve a cabo con buenos resultados se suele empezar con una señal de alta frecuencia para que así el ruido en dicha sea, en su mayoría, ruido blanco. En caso de que una señal sea de baja frecuencia, o en su defecto una señal DC, se puede cortar de manera intermitente la señal con frecuencia alta. Así, se procede a reducir el ancho de banda de la señal de alta frecuencia por medio de filtros resonantes o pasa-bajas, reduciendo a la vez la amplitud del ruido y la de la señal.

Después de este primer paso de filtrado y reducción de ancho de banda se procede a rectificar la señal para su almacenaje o registro. Cabe mencionar que el ruido de la señal original que no alcance a eliminarse por medio del filtrado y la reducción del ancho de banda seguirá siendo de la parte rectificada. Sin embargo, dado que las distintas componentes en frecuencia del ruido tienen relaciones de fase aleatorias al promediarlas se tiene una superposición destructiva: esto a su vez cancela el ruido en la señal rectificada. Este proceso en particular se puede realizar de manera sencilla colocando un filtro pasa-bajas a la salida del rectificador (ver figura 2.10).

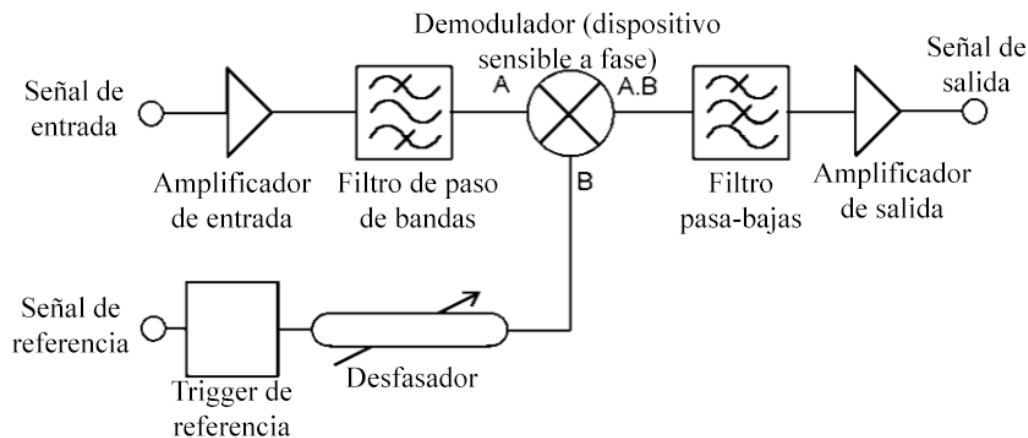


Figura 2.10: Esquema general del circuito de un detector de fase [25].

La característica que hace que un detector de fase difiera de otros circuitos de amplificación y rectificación de señales es la manera en que se rectifica la señal. En vez de utilizar un rectificador normal en un detector de fase se tiene un rectificador síncrono (“synchronous rectifier”), también conocido como un demodulador

[25, 26]. Esta componente electrónica toma una señal de referencia, con una relación de fase entre esta y la señal de entrada, para así poder rectificar solo las partes de la señal en fase con la referencia.

En particular esto se logra multiplicando la señal de entrada con la señal de referencia, dando así una señal con un nivel promedio proporcional al producto de amplitudes de las señales y proporcional al coseno del ángulo de la fase entre ellas. Si suponemos que la señal de entrada V_{in} es una onda senoidal sin ruido con frecuencia f , tenemos que dicha se puede describir de la forma

$$v_{in} = A \cos(\omega t)$$

donde $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular de la señal. Tomando una señal de referencia V_{ref} senoidal y con una fase θ respecto a V_{in} tenemos que

$$V_{ref} = B \cos(\omega t + \theta)$$

Tomando el producto de ambas señales se tiene entonces que la señal producida por el demodulador, V_{PSD} , es

$$\begin{aligned} V_{PSD} &= V_{in} \cdot V_{ref} \\ &= AB \{ \cos(\omega t) [\cos(\omega t) \cos(\theta) - \sin(\omega t) \sin(\theta)] \} \\ &= AB \{ \cos^2(\omega t) \cos(\theta) - \cos(\omega t) \sin(\omega t) \sin(\theta) \} \\ &= AB \left\{ \frac{1 + \cos(2\omega t)}{2} \cos(\theta) - \frac{\sin(2\omega t)}{2} \sin(\theta) \right\} \\ &= \frac{AB}{2} (\cos(\theta) + \cos(2\omega t) \cos(\theta) - \sin(2\omega t) \sin(\theta)) \\ &= \frac{1}{2} AB \cos(\theta) + \frac{1}{2} AB \cos(2\omega t + \theta) \end{aligned} \quad (2.2)$$

El primer término de V_{PSD} es la componente DC de la señal que es de interés, mientras que el segundo término es una señal AC que puede eliminarse por medio de un filtro pasa-bajas cuya frecuencia de corte sea adecuada para remover la modulación a frecuencia angular 2ω . Se observa en particular que la amplitud de V_{PSD} es proporcional al producto de las amplitudes A , B y al coseno de la fase θ , como ya se había mencionado [22, 25, 26].

El montaje del sistema mostrando todos los elementos necesarios para excitar la transición cuadrupolar y realizar la detección se muestra a continuación (figura 2.11).

El láser de 780 nm se ancló a las transiciones de la estructura hiperfina de estado $5p_{3/2}$. Una vez anclado este láser se controlaba la potencia del haz que se dirigía a la celda por medio de una placa retardadora de media onda, un cubo polarizador y un disco atenuador (Thorlabs NDC-100C-2M). A su vez la potencia del láser de 911 nm también se controlaba por medio de una combinación de placa de media onda y cubo polarizador. La frecuencia del láser de 911 nm se barrió, por medio de la barra piezoeléctrica, usando una fuente de voltaje programable Agilent E3642A conectada vía GPIB a una computadora.

El amplificador de fase utilizado (Princeton Applied Research 5209) tomaba la señal de salida del amplificador de corriente y una referencia para así filtrar la señal del fotomultiplicador. La referencia se tomaba de un chopper óptico comercial (Thorlabs MC2000+MC1F10) a una frecuencia de 800 Hz colocado en el

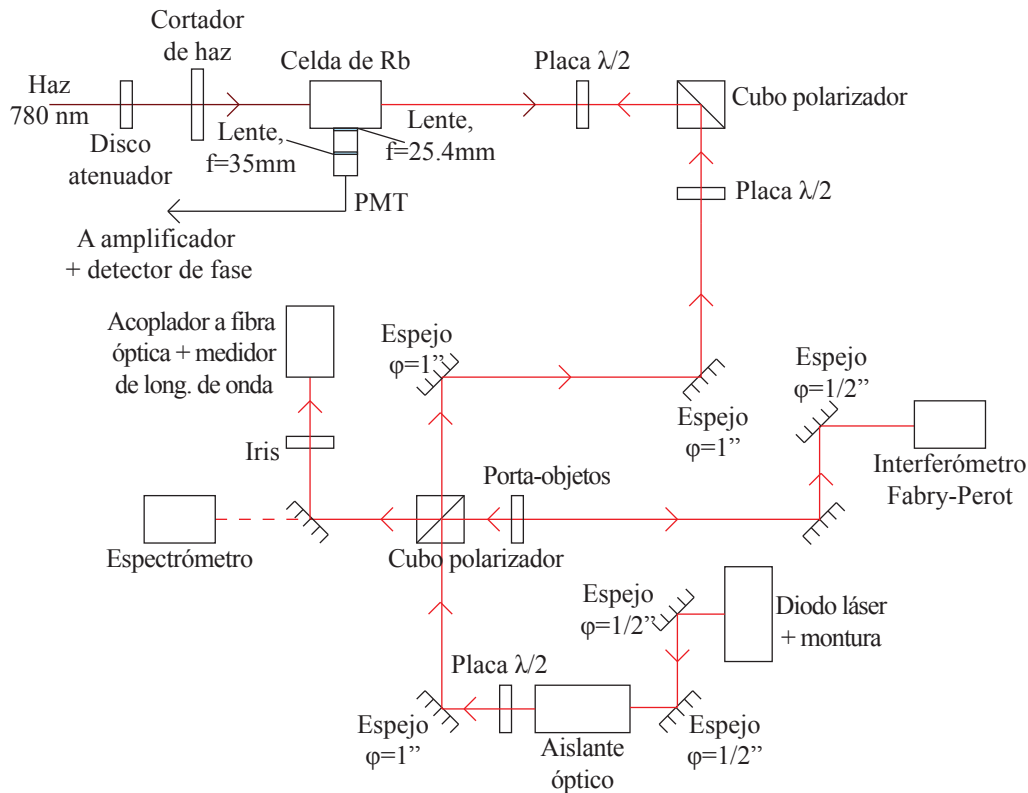


Figura 2.11: Esquema del montaje experimental utilizado para excitar la transición cuadrupolar $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ y detectar la fluorescencia a 420.18 nm producida por el decaimiento espontáneo $6p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$.

camino óptico del haz del láser de 780 nm. Se buscaron los parámetros óptimos tanto del amplificador de corriente como del detector de fase que dieran la mejor razón señal a ruido. Dichos parámetros se dan a conocer en el capítulo siguiente.

2.5.5 Adquisición de datos

La adquisición de la señal filtrada por el detector de fase se realizó de manera automática por medio de un programa desarrollado en LabVIEW y un módulo USB (National Instruments NI-USB-6009). El programa también sirve como secuencia de control para realizar los barridos del elemento piezoeléctrico del láser de 911 nm por medio de la interfaz GPIB y una fuente de voltaje programable.

Al iniciar un barrido de voltaje (*i.e.* una rampa de voltaje entre un valor mínimo V_{min} y uno máximo V_{max}) el programa, por medio del módulo USB, registra la señal de salida del detector de fase. Los datos se almacenan en memoria de manera temporal mientras se realiza el barrido; la señal del detector de fase se muestra en tiempo real para identificar los picos correspondientes a la fluorescencia.

Se pueden introducir distintos parámetros experimentales, tales como potencia y polarización de los láseres y su temperatura de operación, y los parámetros del equipo de detección para asociarlos a los datos tomados. Al finalizar un barrido los datos se guardan en un archivo de texto estampado con el número de barrido del día, la fecha y la hora; los parámetros introducidos se guardan simultáneamente en un archivo de texto separado por comas de modo que se tiene un catálogo de los archivos y sus parámetros correspondientes.

Se genera también una imagen con la gráfica de la señal capturada, con el voltaje de la señal del detector de fase en el eje vertical y el voltaje de barrido en el eje horizontal.

Un diagrama de bloque de este programa se puede encontrar en el apéndice B de este trabajo.

3 Resultados

En este capítulo se dan a conocer los resultados de la caracterización espacial del haz y su aplicación en un sistema para producir las transiciones atómicas deseadas. Se utilizan los resultados de dicho ejercicio para conocer los perfiles de intensidad, tanto en la dirección horizontal como en la vertical, del haz emitido por el láser y su divergencia para así asegurar que la intensidad de la radiación sea suficiente para poder excitar a los átomos. Se presenta también una caracterización de la potencia de emisión del láser en función de la corriente aplicada al diodo y, de manera simultánea, la emisión en un solo modo de éste. Después se presenta una medición de la sintonía del láser a la longitud de onda deseada. Finalmente, se muestran algunos espectros de fluorescencia obtenidos para el decaimiento de la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ para ^{85}Rb y ^{87}Rb .

3.1 Caracterización espacial del haz

Como primer ejercicio se revisó la colimación del haz del láser para asegurar que éste no estuviese enfocándose a lo largo de un camino óptico dado; se tomó una distancia de más de 5m como una referencia para esto. En el diseño del láser presentado en el capítulo anterior se tiene una lente colimadora a la salida del tubo en el cual se encuentra montado el diodo. De esta manera la colimación del láser se llevó a cabo ajustando la posición de dicha lente dentro del tubo y observando la variación de los radios (horizontal y vertical) del haz conforme se avanzaba a lo largo del camino óptico.

Las mediciones de los radios, en ambas direcciones del haz del láser, se realizaron de manera automática por medio de un programa de análisis de imágenes desarrollado en MATHEMATICA. El programa tomaba las mediciones de dichos parámetros del haz a partir de una imagen de la sombra sobre una pantalla de papel, por lo que fue importante colocar el detector (cámara CCD o CMOS) paralelo a la pantalla y a su vez esta perpendicular a la dirección de propagación del haz. Lo anterior se hace con la finalidad de reducir los errores de paralaje y las aberraciones en la imagen, y a su vez en los valores que se calculan para los radios. Una muestra de las imágenes utilizadas se presenta a continuación en la figura 3.1.

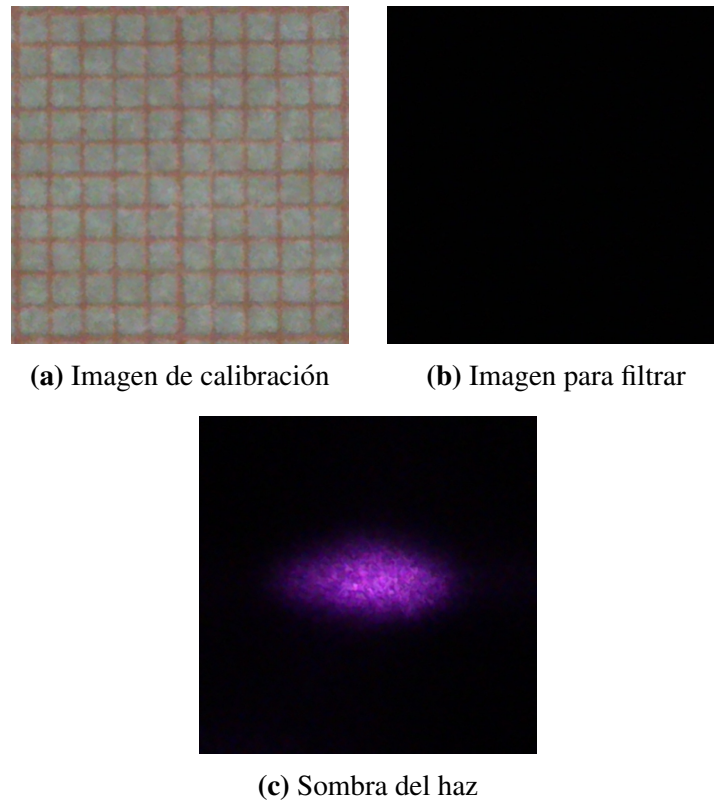


Figura 3.1: Ejemplos de imágenes utilizadas en la caracterización del haz. Las imágenes se tomaron a una distancia de 53cm desde la salida de la montura del diodo.

Los valores obtenidos para los radios en la dirección horizontal (x) y la dirección vertical (y) del haz, con una corriente de 25 mA aplicada al diodo, en función de la distancia desde la montura del diodo se presentan en la tabla 3.1. Cabe mencionar que estas mediciones se hacen a corrientes bajas y sin luz de fondo (*i.e.* en condiciones de obscuridad) ya que de otra manera la luz satura el detector y se obtiene un mayor error por los efectos de saturación que pueden aparecer en la imagen.

Además de medir los radios el programa también permitió determinar el perfil de intensidad del haz. Con los datos generados por el programa de análisis se generaron gráficas para los perfiles en ambas de las direcciones, sumando columnas o renglones de pixeles en los casos horizontales y verticales, respectivamente. A estos se les realizó un ajuste gaussiano de la forma $y = a + d \exp[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x-b)}{c}\right)^2]$ ya que por la naturaleza del láser de diodo se esperaba tener un perfil de intensidades de esta forma. Las gráficas en la figura 3.2 muestran estos ajustes para la imagen del haz en la figura 3.1c.

A su vez, a partir de los valores en la tabla 3.1 se procedió a graficar la variación de los radios en función de la distancia a partir de la salida del tubo colimador. Para considerar que el haz estuviese colimado adecuadamente se buscaba que su tamaño se mantuviese relativamente constante a lo largo de una distancia de más de 5 m. Como medida adicional se tomó la divergencia del haz en ambas direcciones ya que también permite verificar que a lo largo de un camino óptico dado el haz no se esté enfocando. En el caso del láser utilizado en este experimento estas características del haz se presentan en la tabla 3.2 y la figura 3.3.

Distancia ($d \pm \Delta d$) [cm]	Radio en x ($r_x \pm 0.046$) [mm]	Radio en y ($r_y \pm 0.046$) [mm]
5 \pm 0.5	7.434	2.596
10 \pm 0.5	6.871	3.214
15 \pm 0.5	6.934	3.329
20 \pm 0.5	6.894	2.684
25 \pm 0.5	6.797	2.759
53 \pm 1	6.479	2.815
63 \pm 1	6.556	3.445
83 \pm 1	6.391	3.620
93 \pm 1	6.723	3.047
103 \pm 1	6.658	3.023
163 \pm 1	6.664	3.792
243 \pm 1	7.181	4.585
293 \pm 1	5.714	4.653
343 \pm 1	6.191	5.288
393 \pm 1	4.887	5.578
443 \pm 1	5.288	5.865
493 \pm 1	4.986	6.128
543 \pm 1	3.963	6.855
593 \pm 1	5.614	7.335
643 \pm 1	4.781	7.670

Tabla 3.1: Variación de los radios del haz en función de la distancia desde la salida de la montura del diodo.

Divergencia en x [mrad]	Divergencia en y [mrad]
-0.4099 \pm 0.0122	0.7569 \pm 0.0122

Tabla 3.2: Valores de divergencia en x y y del haz.

Para ambas gráficas de la figura 3.3 se realizó un ajuste a los datos usando una ecuación de la forma $y = \sqrt{(ax + b)^2 + c^2}$; se tomó un ajuste de esta forma dada la teoría de haces gaussianos que se puede encontrar en [16]. Al hacer esto fue posible tener un valor aproximado para la distancia a la cual la lente colimadora enfocaba el haz. Una vez realizado dicho ajuste se tomó su valor mínimo como el valor que correspondía al tamaño del haz enfocado. Se obtuvo que en la dirección horizontal dicho foco se encontraba en $d_x = 1575.05$ cm y en la dirección vertical en $d_y = -138.90$ cm. Esto se esperaba de antemano ya que un láser de diodo tiene astigmatismo de manera natural por la geometría del medio activo responsable por la generación de los fotones.

Por otra parte la divergencia del haz se calculó tomando los valores de r_x y r_y correspondientes al mínimo y al máximo de la distancia. Estos se utilizaron en la fórmula $\theta = 2 \arctan\left(\frac{2(r_f - r_i)}{2l}\right)$, donde l es la distancia entre los dos puntos de medición, r_i es el valor del radio inicial y r_f es el valor del radio final. Los valores presentados en la tabla 3.2 se obtuvieron tomando $l = 638$ cm y los valores de r_x, r_y a 5 y 643 cm en la tabla 3.1.

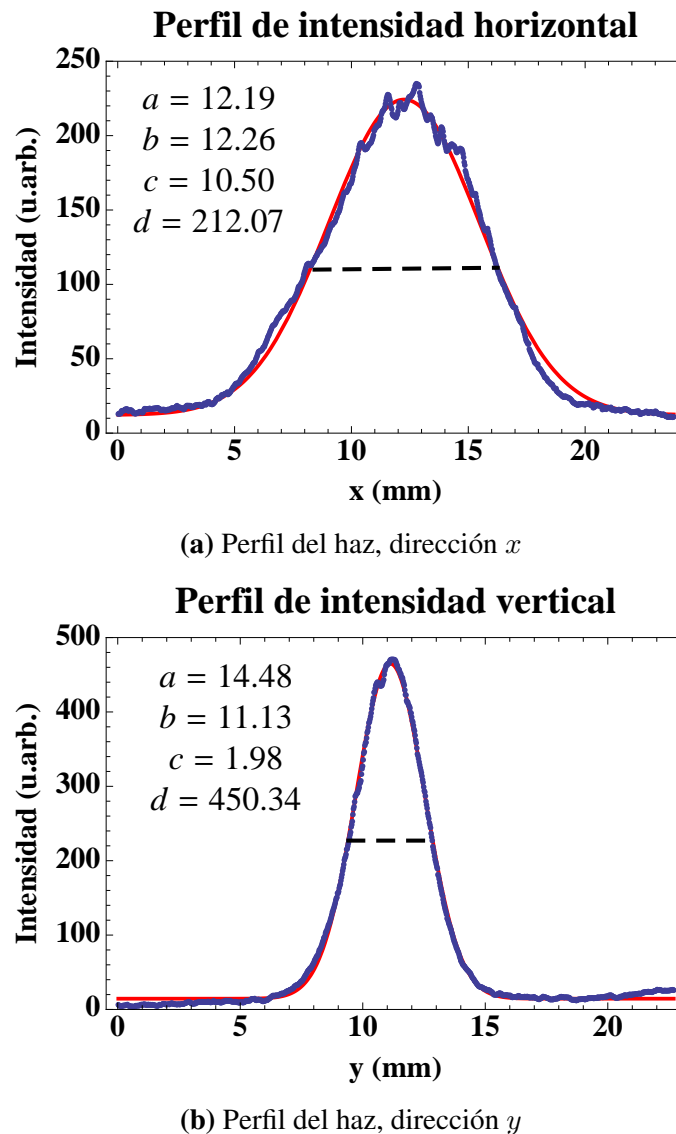


Figura 3.2: Muestras de los perfiles de haz obtenidos del análisis de imagen. Se muestran los ajustes realizados como una curva en rojo; los coeficientes a, b, c y d usados en el ajuste se presentan de lado izquierdo.

3.2 Características de emisión del láser

Para la caracterización de la relación potencia-corriente de la emisión del láser se obtuvieron las siguientes gráficas a partir de los datos tomados. Ambas mediciones se realizaron variando la corriente en intervalos de 1 mA hasta notar un cambio considerable en la potencia medida. De ahí se hizo una variación de la corriente más fina, de 0.1 mA, alrededor del punto en el que se notó dicho cambio. A este punto se le consideró como la corriente umbral del diodo.

De la figura 3.4 se obtuvo un valor para la corriente umbral del diodo de $I = 20.7791$ mA para el láser operando en modo libre (*i.e.* sin rejilla de difracción a la salida). Una vez colocada la rejilla y realizada la retroalimentación se observa de la figura 3.4 que dicho valor disminuyó a $I = 18.5172$ mA. Este

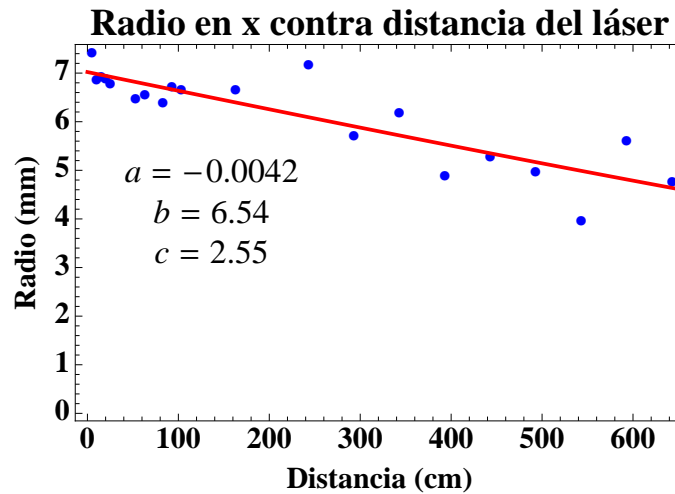
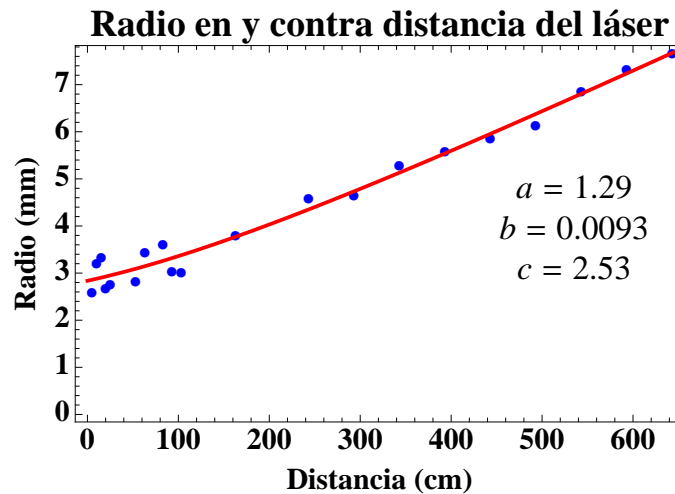
(a) Variación del radio r_x (b) Variación del radio r_y

Figura 3.3: Variación del radio del haz en función de la distancia. Se muestran los parámetros a , b y c utilizados para generar la curva de ajuste, indicada con el color rojo.

cambio en el valor de la corriente umbral indica que la retroalimentación del orden de difracción $m = -1$ a la cavidad del láser fue exitosa, de modo que se tiene la inversión de población necesaria a menores corrientes. También es posible observar de la figura 3.4 que al estar retroalimentado el láser la potencia disponible a un valor de corriente dado se aumenta de manera importante. De nueva cuenta, esto se debe a que la inversión de población se alcanza a menores corrientes y a que la emisión del láser es estimulada a una longitud de onda asociada al orden de difracción $m = -1$.

3.3 Sintonización del láser de cavidad extendida

La sintonización del láser se realizó ajustando el tamaño de la cavidad del láser mediante ajustes a uno de los tornillos sobre la montura del diodo (ver diagrama). Sin embargo, dado que el láser es de cavidad

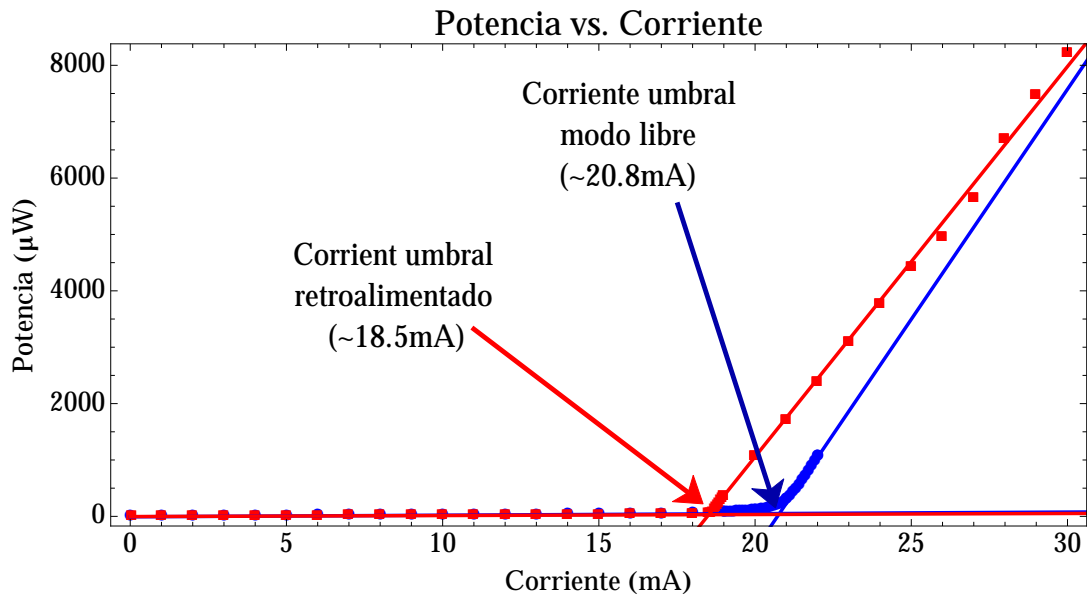


Figura 3.4: Potencia del haz láser en función de la corriente aplicada al diodo. Los puntos y rectas en azul corresponden a una emisión en modo libre mientras que aquellos en rojo corresponden a una emisión retroalimentada. Las rectas son ajustes lineales correspondientes a cada juego de datos; el cambio en pendiente indica una inversión de población en el medio activo que da lugar a la amplificación de la radiación emitida.

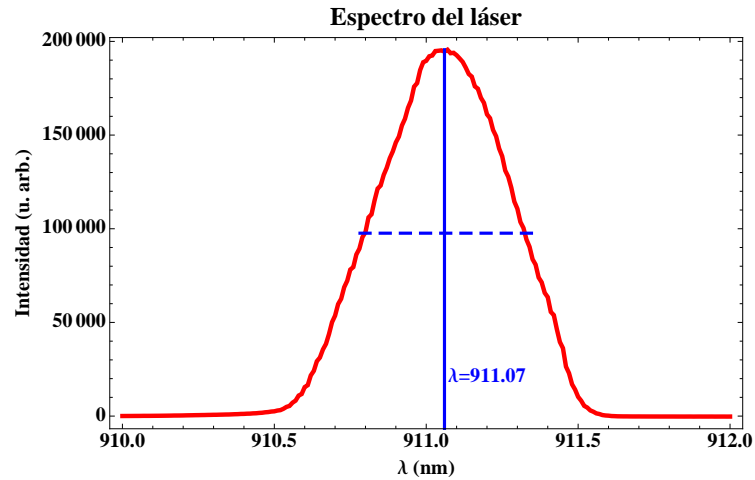
extendida al ajustar el tamaño de la cavidad también fue necesario ajustar la retroalimentación; esto obligó a que se diera un proceso iterativo en el cual se ajustaba primero la sintonía y luego se debía ajustar la retroalimentación del láser.

Para los distintos pasos del proceso de sintonización se obtuvieron las siguientes mediciones en los distintos equipos utilizados. Todas las mediciones aquí presentadas se realizaron en un ambiente con temperatura controlada de 19°C , de modo que se minimizaban las fluctuaciones en la sintonía del láser debido a variaciones térmicas. Adicionalmente, el láser utilizado se mantuvo a una temperatura de operación constante de 17.1°C a través del enfriador termoeléctrico colocado en la base de la montura utilizada.

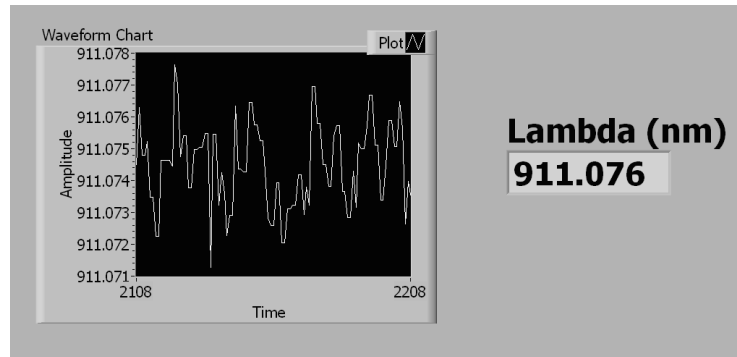
De la figura 3.5 se puede observar que la emisión del láser está centrada en aproximadamente 911.07 nm . Si bien no se pudo alcanzar la sintonía exacta de 911.075 nm realizando ajustes al tamaño de la cavidad, se tiene que al barrer el piezoeléctrico con una rampa de voltaje o cambiar la corriente aplicada al diodo es posible desplazar el centro de la curva de emisión. De esta manera se pudo asegurar que mediante estos barridos y cambios en corriente el láser emitía a la longitud de onda correspondiente a la transición cuadrupolar.

Los barridos de la sintonía se monitorearon de manera simultánea tanto en el medidor de longitud de onda como en un interferómetro confocal (Thorlabs SA200-8B). En este último también fue posible monitorear los modos de emisión del láser; se buscaba una emisión mono-modo (ver figura 3.6) ya que así se garantiza que no haya emisión en más de una longitud de onda. Esto a su vez permite tener la totalidad de la potencia del láser concentrada en la longitud de onda central.

Al realizar los barridos variando el voltaje en el piezoeléctrico se observó que los picos se podían mover



(a) Medición de sintonía en espectrómetro.



(b) Medición de sintonía en medidor de longitud de onda.

Figura 3.5: Sintonía de láser; se muestran los valores obtenidos en dos equipos comerciales distintos. La longitud de onda deseada para excitar la transición cuadrupolar es de 911.075 nm.

una distancia de aproximadamente dos FSR antes de tener un salto de modo en el que se perdía la sintonía. De manera análoga los barridos de corriente movían los picos una distancia de cerca de medio FSR sin saltos de modo. En total se observó que se podía barrer una distancia de aproximadamente 3 GHz (~ 2 FSR) alrededor del centro de la línea de emisión del láser si perder la sintonía.

Como se mencionó al inicio de esta sección, al ajustar la sintonía del láser fue necesario modificar ligeramente la retroalimentación; la caracterización inicial de la corriente umbral utilizando el diodo en modo libre se hizo a una longitud de onda de ~ 913 nm. Debido a esto se tuvo que medir nuevamente la potencia en función de la corriente aplicada al diodo para determinar un nuevo valor de la corriente umbral con la sintonía deseada de 911.07 nm. Al hacer esto se encontró que después del proceso de sintonización la corriente umbral del láser se encontraba en $I = 20.7109$ mA.

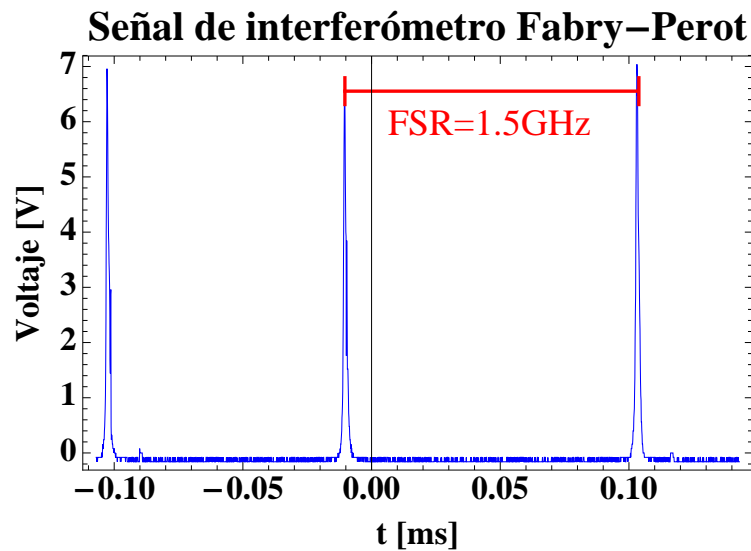


Figura 3.6: Emisión del láser vista en el interferómetro. Los picos que se observan indican una emisión del láser en un solo modo y se dan cuando la longitud de la cavidad del interferómetro es un múltiplo de la longitud de onda de éste. La separación entre dos picos consecutivos corresponde al FSR (rango espectral libre, “Free Spectral Range” por sus siglas en inglés) del interferómetro, mientras que el ancho de dichos está limitado a la resolución del mismo, 7.5 MHz.

3.4 Detección de la fluorescencia violeta

La detección de la transición cuadrupolar se hizo por medio del decaimiento al estado base del nivel $6p_{3/2}$, el cual se da por medio de un fotón cuya longitud de onda está en el espectro visible. Para observar esta fluorescencia fue necesario optimizar los distintos elementos del sistema de detección descritos en el capítulo anterior.

Inicialmente el sistema de detección se operaba con valores para el voltaje del tubo fotomultiplicador, la ganancia y constante de tiempo del filtro del amplificador de corriente y los parámetros del detector de fase (sensibilidad, constante de tiempo, frecuencia del cortador de haz y fase) elegidos en base a pruebas realizadas para minimizar el ruido en la señal; se eligieron estos parámetros en particular ya que al variarlos se veía que la amplitud del ruido variaba. Estos valores se podían elegir dentro de los rangos presentados en la tabla 3.3.

Voltaje a tubo V_{PMT}	Ganancia	Tiempo de subida de filtro
500 – 1100 V	$10^3 - 10^{11}$ V/A	$10 \mu s - 300 ms$

(a) Rangos para parámetros del tubo fotomultiplicador [29].

Fase	Sensibilidad	Cte. de tiempo	Frec. chopper
$-180^\circ - 180^\circ$	$1 nV - 3V$	$1 ms - 300 ks$	0 – 1000 Hz

(b) Rangos para parámetros del amplificador de fase.

Tabla 3.3: Rangos de valores para los distintos parámetros en el sistema de detección de fluorescencia.

Al comenzar a notar cambios en la señal de salida del amplificador de fase, indicando que se estaba excitando la transición deseada, se optimizaron los distintos parámetros uno por uno viendo que la intensidad de la señal creciese. El voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador se determinó por medio de los resultados presentados en [29]. De esta manera se llegó a un conjunto de parámetros (tabla 3.4) que optimizaba la señal obtenida, permitiendo en principio distinguir mejor los picos de fluorescencia y tener una mejor razón de señal a ruido.

Voltaje a tubo V_{PMT}	Ganancia	Tiempo de subida de filtro
950 V	10^3 V/A	300 μs

(a) Parámetros de detección utilizados en tubo fotomultiplicador.

Fase	Sensibilidad	Cte. de tiempo	Frec. chopper
61.1°	100 μV	300 ms	800 Hz

(b) Parámetros de detección utilizados en el amplificador de fase.

Tabla 3.4: Parámetros óptimos para sistema de detección. Dichos parámetros se determinaron al ir ajustando cada uno de manera individual hasta que se tuviese la mejor razón señal a ruido. Cabe mencionar que en toda ocasión la detección se hace en condiciones a oscuras, así eliminando de la señal el ruido debido a la luz de fondo en el laboratorio.

Es relevante mencionar que la señal del tubo fotomultiplicador se procesaba en tres pasos: primero pasaba por el amplificador de corriente para cambiar la señal a un voltaje y hacer un primer filtrado de la señal. De aquí pasaba al amplificador de fase, en el cual se filtraba tanto a la entrada como a la salida de éste. Por último, el programa de adquisición de datos promediaba los datos, efectivamente filtrando aún más cualquier ruido que quedase en la señal a la salida del amplificador de fase, tal como las fluctuaciones en la frecuencia de los láseres durante el intervalo de medición.

Además de la optimización de los parámetros de los distintos equipos utilizados en el sistema se hicieron también ajustes al alineamiento y polarización de los haces y al sistema óptico acoplado al tubo fotomultiplicador para mejorar la calidad de la señal. Se verificó que el haz del láser de 911 nm fuese contrapropagante al haz del láser de 780 nm y que ambos entraran por el centro de la celda, dando así una mayor región en la que se pudiese dar la transición cuadrupolar y la producción de fluorescencia. También se verificó que la polarización del láser de 911 nm fuese tal que se tuviese la mayor potencia posible entrando en la celda de rubidio (*e.g.* que esta fuese vertical para reflejarse completamente en el cubo divisor).

Por otra parte también se modificaron los elementos ópticos directamente involucrados en la detección de la fluorescencia (*i.e.* en el tubo fotomultiplicador). Inicialmente se contaba con una sola lente biconvexa de $f = 24.5$ mm en configuración $6f$, con el centro de la celda y el fotocátodo en los extremos. Adicionalmente, se tenía colocado un filtro violeta de modo que no hubiese contaminación de otras fuentes de luz (*e.g.* luces del cuarto, pantallas de computadora, controladores del láser, etc.) en la señal de fluorescencia. La señal que se veía con esta configuración tenía razón señal a ruido pequeña ($< 10 : 1$), por lo que no se podía definir completamente la estructura hiperfina del nivel $6p_{3/2}$ (figura 3.7)

Posteriormente se cambió dicho sistema para que, usando la misma lente, se tuviese un sistema $4f$; esta modificación aumentó de manera significativa la razón señal a ruido que se podía medir (figura 3.8). Con esta primera modificación al sistema óptico también fue necesario optimizar nuevamente los parámetros

de sensibilidad y constante de tiempo del amplificador de fase, y ganancia del amplificador de corriente, para evitar saturar el sistema de detección.

La última modificación realizada consistió en colocar dos lentes, una plano-convexa de $f = 35.0$ mm y otra la biconvexa mencionada anteriormente, para crear un sistema $f - f$ donde la apertura numérica fuese la máxima posible. Esto permitió aumentar por un factor de aproximadamente tres la amplitud de la señal observada, ajustando de nueva cuenta ciertos parámetros de los equipos. En esta configuración fue posible definir completamente la señal para así observar la estructura hiperfina del nivel $6p_{3/2}$ (figura 3.9).

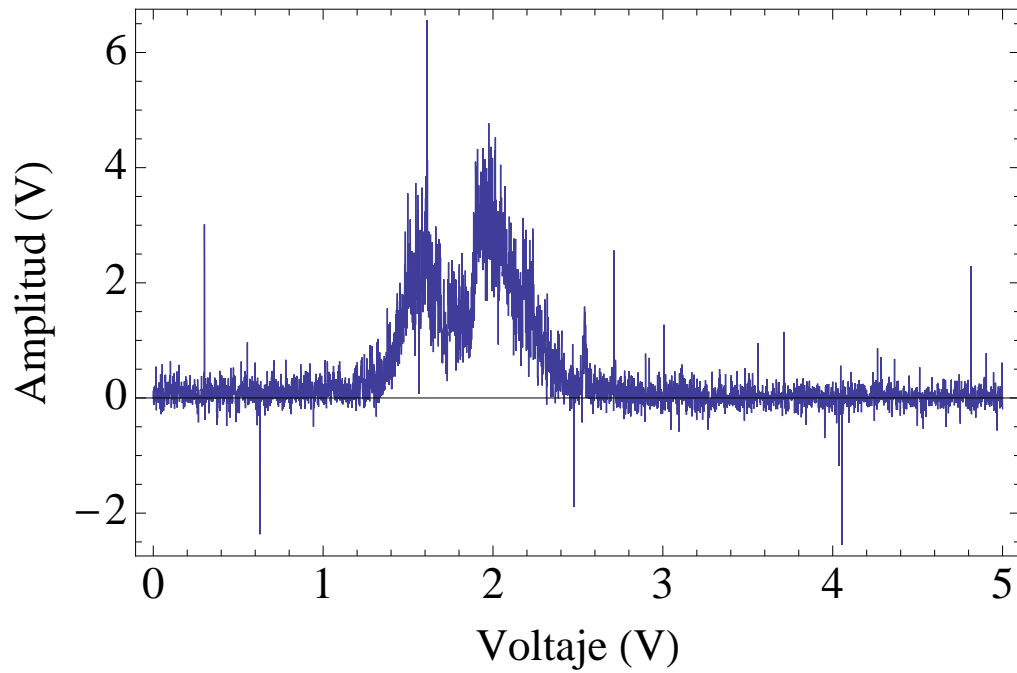
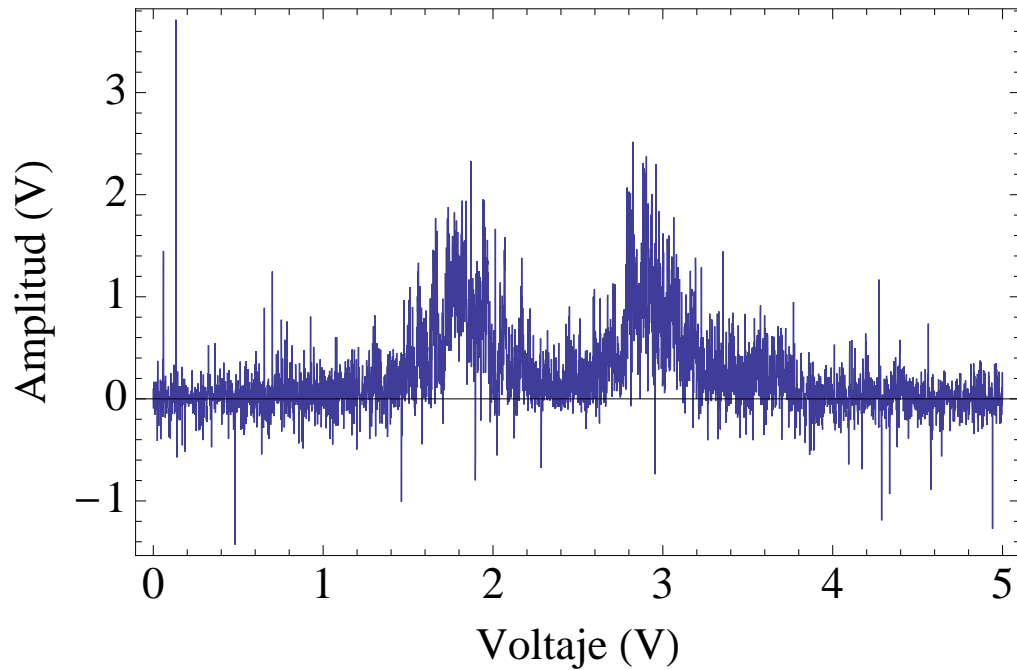
(a) Señal de fluorescencia para ^{85}Rb .(b) Señal de fluorescencia para ^{87}Rb .

Figura 3.7: Señales de fluorescencia del decaimiento $6p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$; sistema óptico en configuración $6f$. Los datos presentados fueron tomados antes de optimizar tanto el sistema de lentes para coleccionar luz dentro de la celda de rubidio como los parámetros del sistema de detección de fase. Esto dio lugar a una razón señal a ruido muy baja.

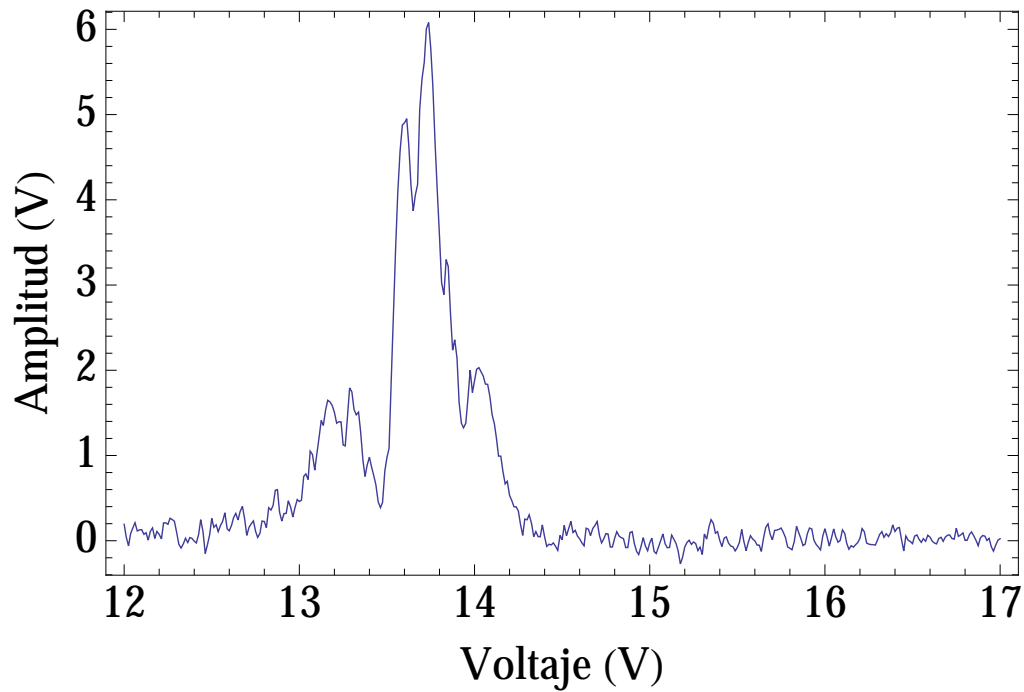
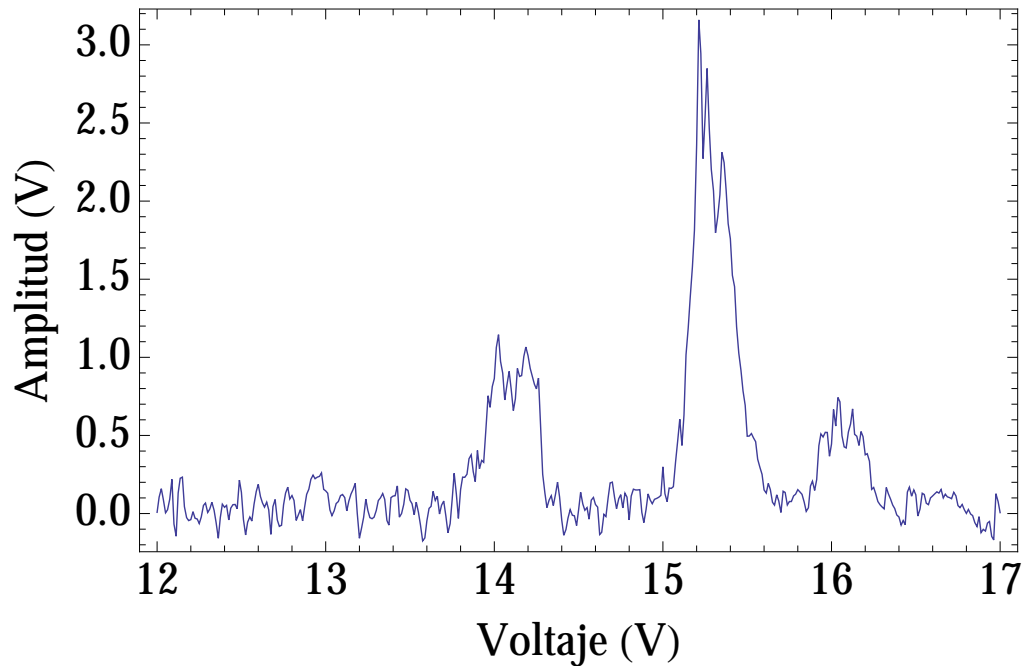
(a) Señal de fluorescencia para ^{85}Rb .(b) Señal de fluorescencia para ^{87}Rb .

Figura 3.8: Señales de fluorescencia del decaimiento $6p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$; sistema óptico en configuración $4f$. Los espectros se obtuvieron al cambiar la configuración del sistema óptico y empezar a optimizar la fase del amplificador de fase. Cabe mencionar que aún quedaban algunos parámetros por optimizar (*e.g.* la constante de tiempo). Adicionalmente no se estaba controlando la potencia del láser de 780 nm.

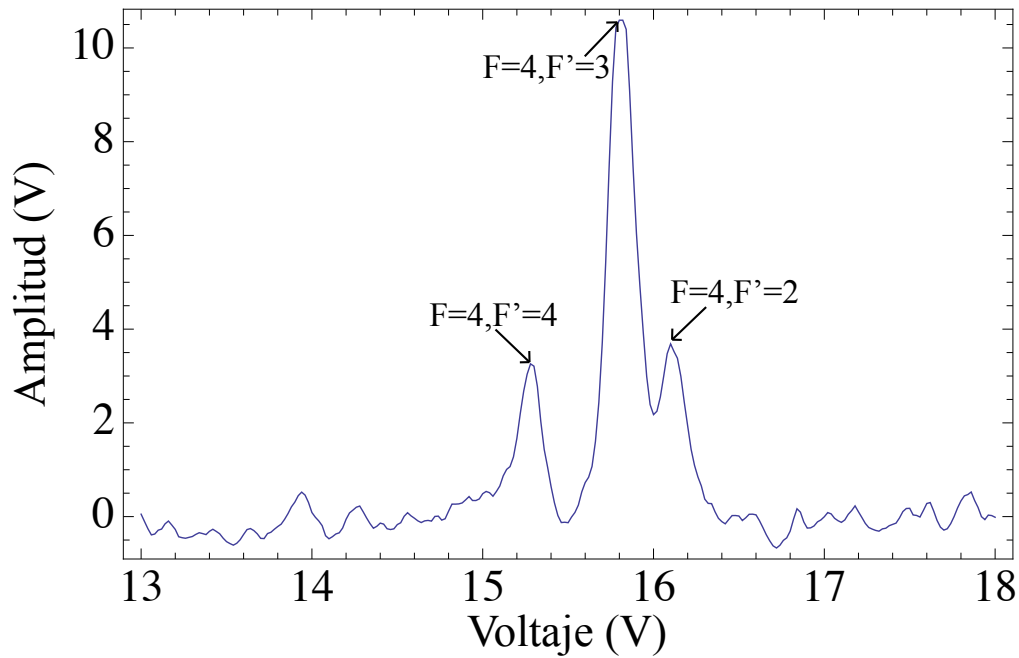
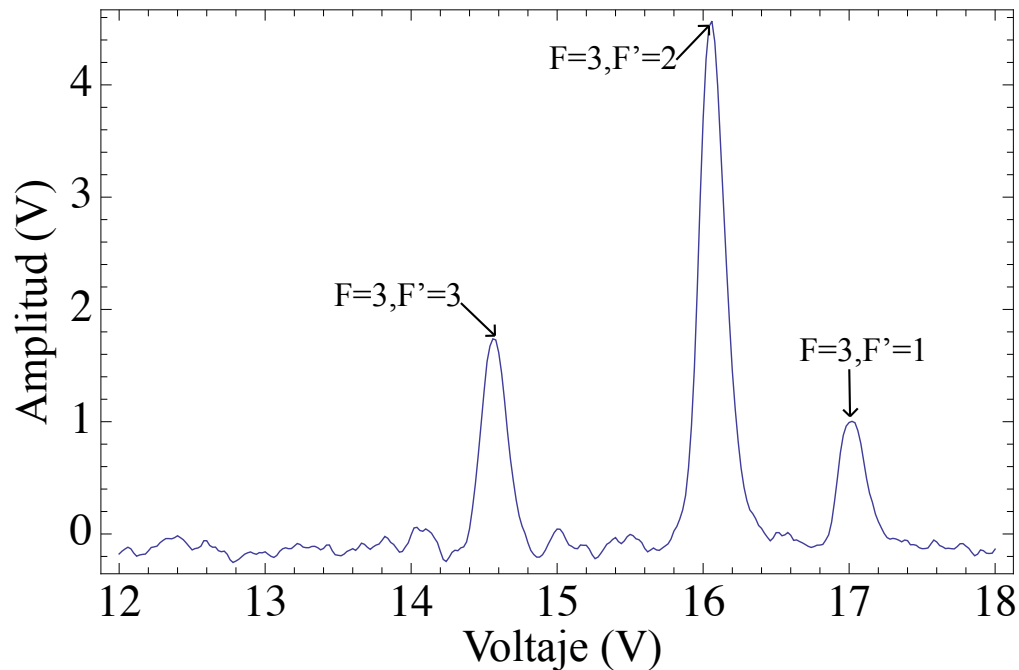
(a) Señal de fluorescencia para ^{85}Rb .(b) Señal de fluorescencia para ^{87}Rb .

Figura 3.9: Señales de fluorescencia del decaimiento $6p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$; dicho decaimiento ocurre por medio de un fotón violeta de $\lambda = 420.18 \text{ nm}$. La presencia de esta señal indica que se ha llevado a cabo la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. Los espectros se tomaron con el sistema óptico en configuración $f - f$ del tubo fotomultiplicador.

Tomando los espectros de la figura (3.9) y aplicando una calibración de 64 MHz/V se obtiene que la

separación entre los picos es la siguiente:

Isótopo	Niveles hiperfinos (F'_2, F'_1)	$\Delta\nu_{F'_2, F'_1}$ (MHz)
^{85}Rb	(4, 3)	33.28
	(3, 2)	18.56
^{87}Rb	(3, 2)	81.28
	(2, 1)	51.84

Tabla 3.5: Separación experimental entre los estados hiperfinos del nivel $6p_{3/2}$. Se tomaron los espectros de la figura 3.9 y tomando la separación entre picos consecutivos se aplicó una calibración de 64 MHz/V para determinar la separación en frecuencia.

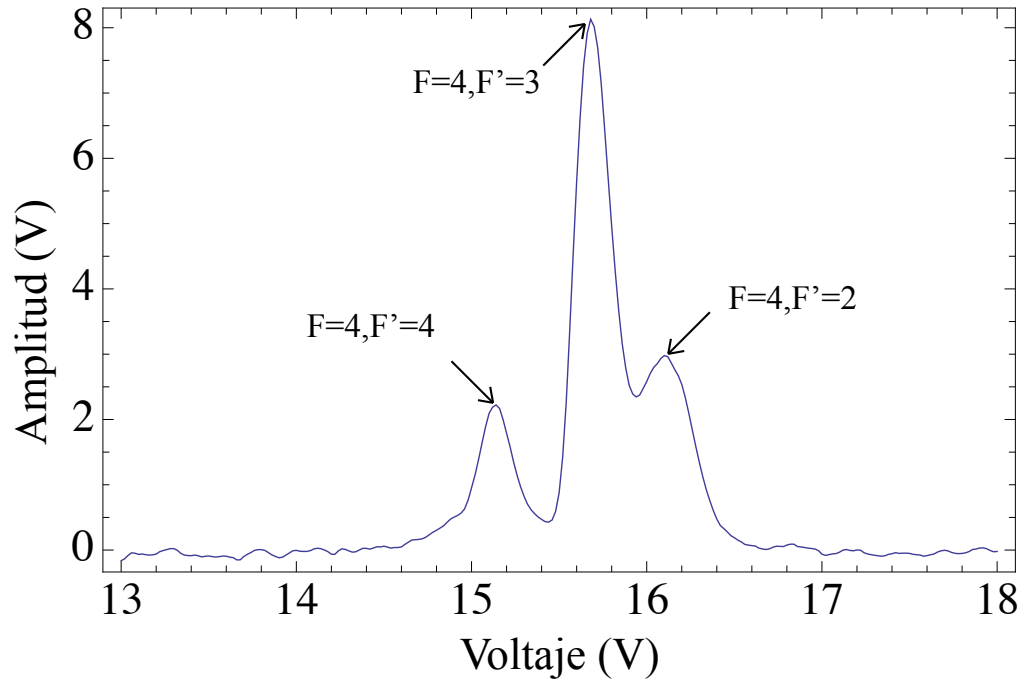
Se puede observar que dichos valores coinciden, dentro de un margen de error de aproximadamente 15%, con los valores que se muestran en la sección 1.1.2. Se observa que el error en la separación entre los primeros dos picos (*i.e.* entre los dos estados hiperfinos más altos) es mayor; esto puede deberse a fluctuaciones de sintonía, por diversos factores, en alguno de los láseres utilizados. En particular se tiene que la diferencia entre los valores experimentales y teóricos se debe al sistema de anclaje para la transición $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$. Sin embargo, esto junto con el hecho de que el espectro cambia al cambiar de isótopo en el anclaje del láser de 780 nm permite asegurar que las señales observadas corresponden a la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$.

Cabe mencionar que al barrer el voltaje en el piezoeléctrico se modifica ligeramente la longitud de la cavidad y el ángulo de la rejilla, así en efecto moviendo la sintonía del láser: la frecuencia de emisión del láser se corre hacia el azul (*i.e.* disminuye) al aumentar el voltaje en el piezoeléctrico.

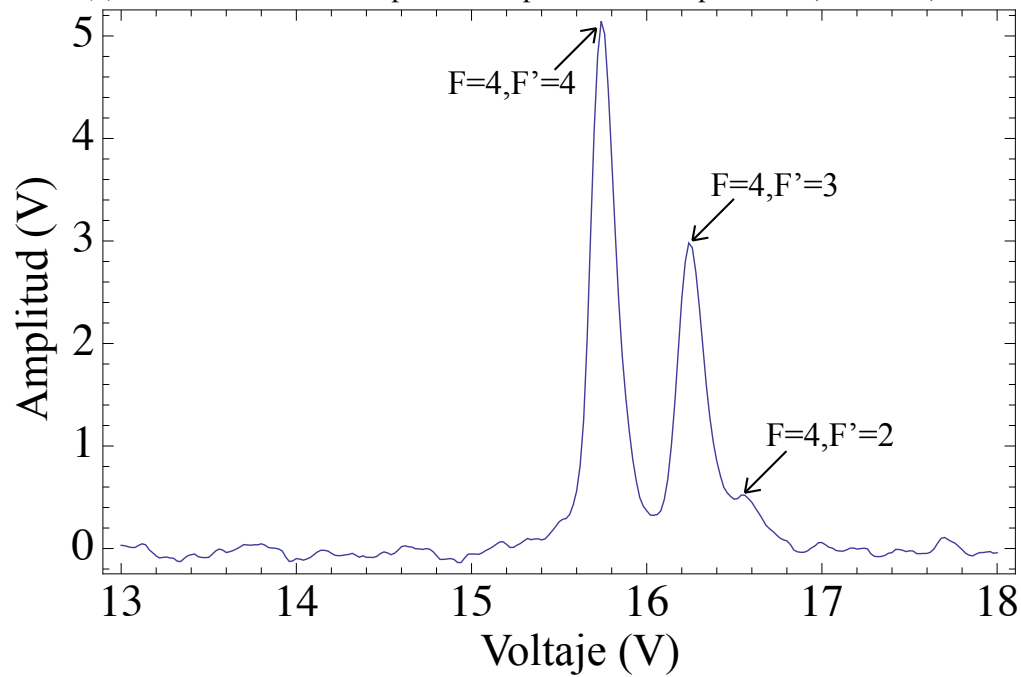
Una vez obtenida la señal de fluorescencia correspondiente al decaimiento del estado $6p_{3/2}$ se procedieron a realizar algunas pruebas de espectroscopía básicas. Entre estas estaba observar la dependencia en polarización y en potencia de los láseres del espectro observado. Inicialmente las polarizaciones de los haces se encontraban paralelas (en dirección vertical); al variar la orientación de una respecto a otra se observa que la intensidad relativa de los picos varía. En particular, al tener las polarizaciones perpendiculares se tiene que la intensidad del pico a frecuencia alta se maximiza, mientras que las intensidades de los otros picos disminuyen (figura 3.10).

En cuanto a la variación de los espectros con potencia, por un lado se observó que disminuyendo la potencia del láser de 911 nm también disminuía la intensidad de la señal detectada. Sin embargo, al variar la potencia del láser de 780 nm, correspondiente a la transición $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$, se tenían variaciones en el ancho de las líneas. Se tomó una potencia de $\sim 100 \mu\text{W}$ como la máxima antes de ver dichos efectos de ensanchamiento de línea.

Por otro lado, se observó que al aumentar la potencia de este último láser se tenía no solo un ensanchamiento de línea, sino también un desdoblamiento de niveles degenerados. Este efecto, conocido en la literatura como el efecto Autler-Townes, es consecuencia del desdoblamiento de niveles por el efecto Stark dinámico y da lugar a un doblete por cada línea (figura 3.11); la separación de los picos en el doblete en este caso en particular está en función de la potencia del láser de 780 nm (figura 3.12). Un análisis de estos resultados en particular cae fuera del marco de este trabajo; sin embargo, estos mismos muestran el avance realizado y las nuevas líneas de investigación que surgieron a partir de este trabajo.

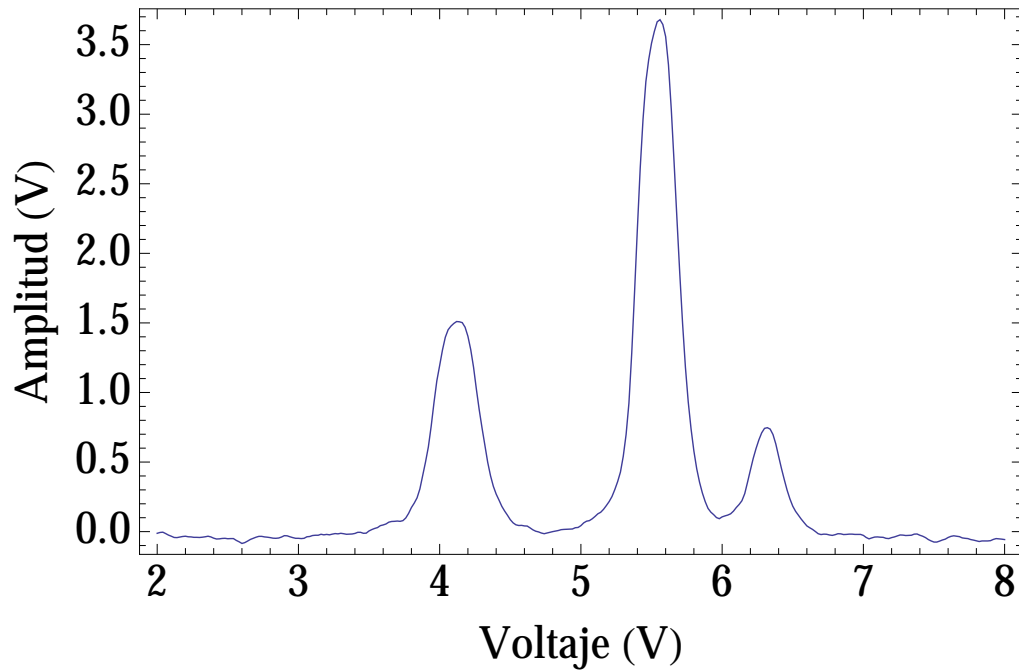


(a) Señal de fluorescencia para ^{85}Rb ; polarizaciones paralelas (verticales).

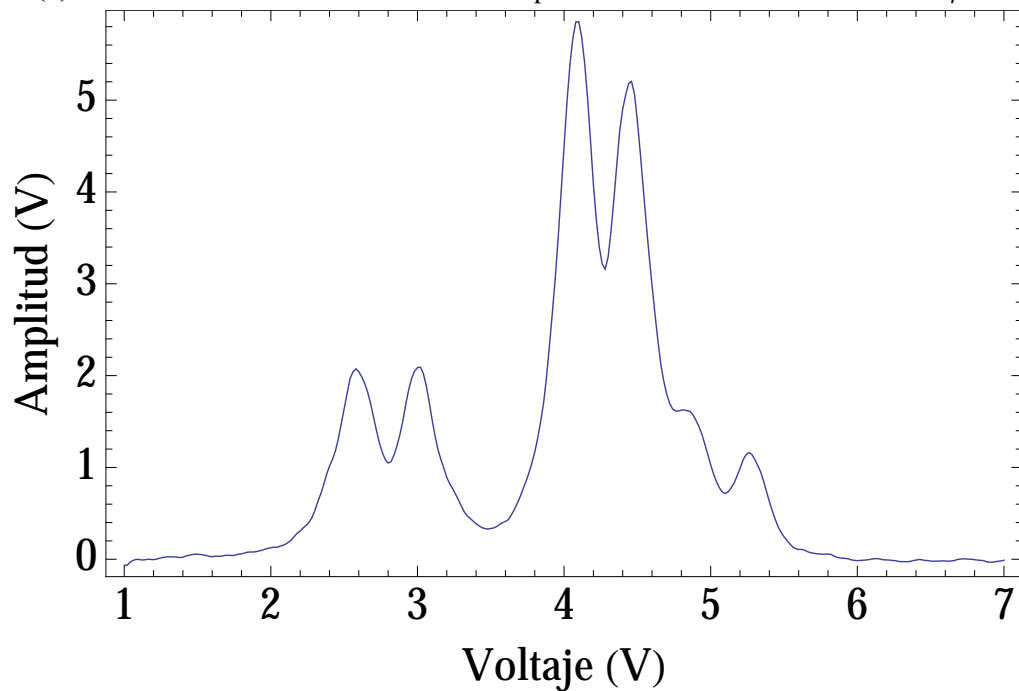


(b) Señal de fluorescencia para ^{85}Rb ; polarizaciones perpendiculares (vertical y horizontal).

Figura 3.10: Señales de fluorescencia para ^{85}Rb mostrando el cambio de intensidad como función de la polarización de los haces. En este caso se controló la polarización tanto del láser de 780 nm como la del láser de 911 nm utilizando placas retardadoras de media onda.



(a) Ensanchamiento de líneas en ^{87}Rb . La potencia del láser de 780 nm es $402\mu\text{W}$.



(b) Desdoblamiento del doblete Autler-Townes en ^{87}Rb . La potencia del láser de 780 nm es 2.92mW .

Figura 3.11: Efectos de variación de potencia del láser de 780 nm sobre los espectros de fluorescencia de ^{87}Rb . Se puede observar el ensanchamiento de las líneas y el desdoblamiento de niveles debido al efecto Autler-Townes.

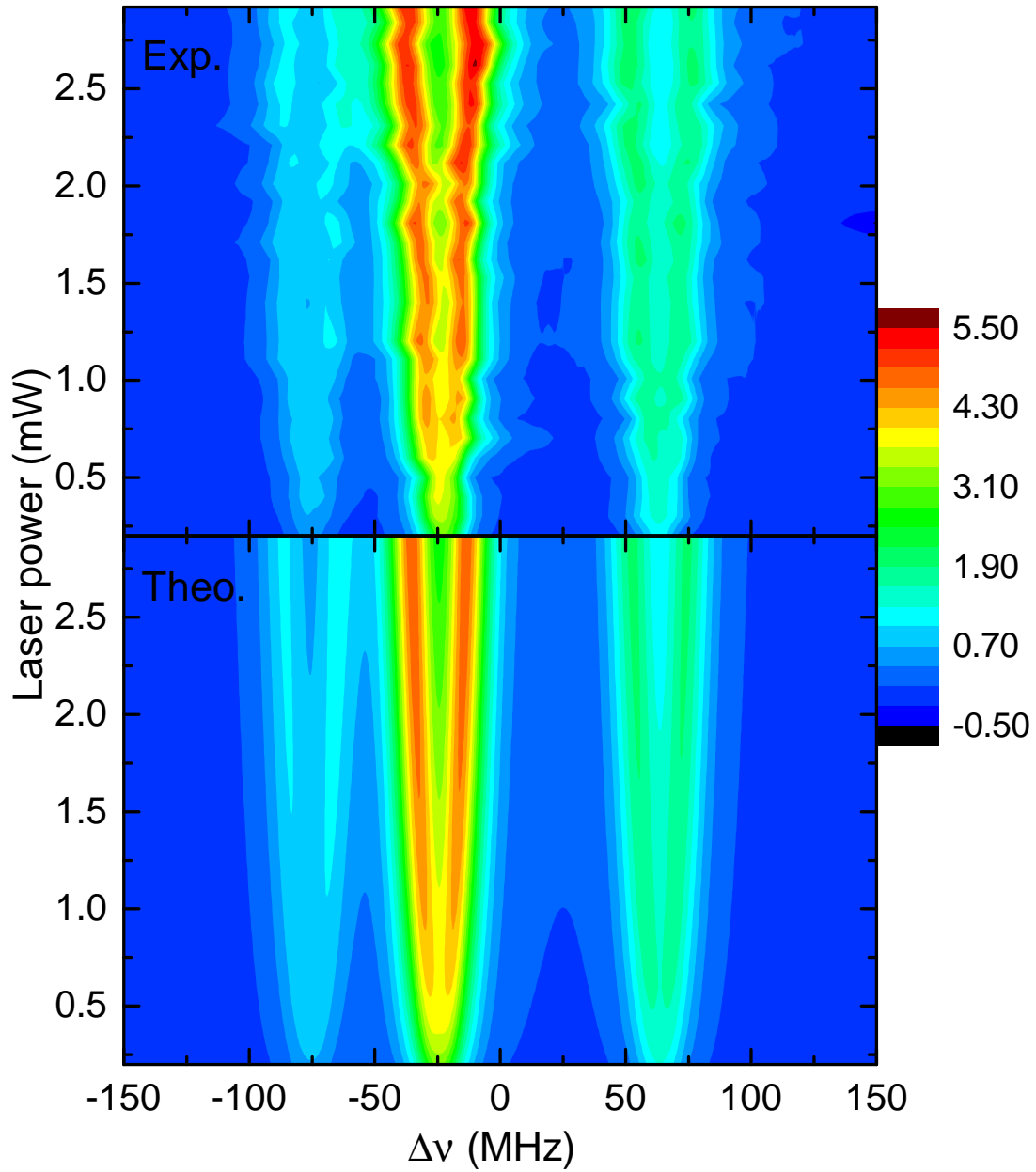


Figura 3.12: Comparación entre los datos obtenidos y el modelo teórico para el desdoblamiento de niveles por el efecto Autler-Townes.

4 Conclusiones

Los resultados obtenidos dan muestra definitiva de que el sistema construido permite realizar la excitación y detección de una transición cuadrupolar en rubidio. En particular se pudo realizar la excitación de la transición $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ y observar el decaimiento del estado $6p_{3/2}$ por medio de la fluorescencia a 420.18 nm.

La fuente de excitación utilizada, un láser de diodo de cavidad extendida, produce un haz colimado con un ancho de línea de menos de 7.5 MHz que puede ser modulado aproximadamente 3 GHz alrededor de la sintonía deseada de 911.075 nm. También se tiene que provee la potencia suficiente (≈ 100 mW) para realizar la espectroscopía de la transición cuadrupolar.

La construcción, caracterización y manejo del láser es sencilla. Los elementos comerciales empleados se pueden conseguir con los proveedores indicados y las partes construidas de manera local pueden fabricarse en un taller mecánico con la herramienta adecuada. Al igual que con cualquier láser infrarrojo y cualquier láser de alta potencia, las medidas de seguridad para el manejo de este equipo son las mismas.

En términos del sistema óptico para dar lugar al proceso de dos fotones deseado se concluye que este es adecuado y se ha optimizado, de la manera posible, para la detección de la señal de fluorescencia. La celda de rubidio utilizada contiene una cantidad de átomos dada de los cuales solo una pequeña parte ($\approx 8.05 \times 10^{10}$ átomos) están disponibles para realizar espectroscopía láser a temperatura ambiente. A pesar de esto, el montaje de la celda dentro de un tubo aislado de luz del cuarto y campos magnéticos permite registrar la producción de pocos fotones en su interior.

La adición a dicho montaje de un sistema óptico que acopla un tubo fotomultiplicador permite hacer la detección de los fotones generados en la transición de manera más eficiente. El uso dos lentes en configuración $f - f$ permite coleccionar luz de una región amplia del interior de la celda y concentrarla sobre el fotocátodo del fotomultiplicador. Se incluye un filtro a 420 nm para garantizar que sólo se vea la fluorescencia y no fotones provenientes de los haces láser. Es posible observar en dicha señal los estados hiperfinos del nivel $6p_{3/2}$.

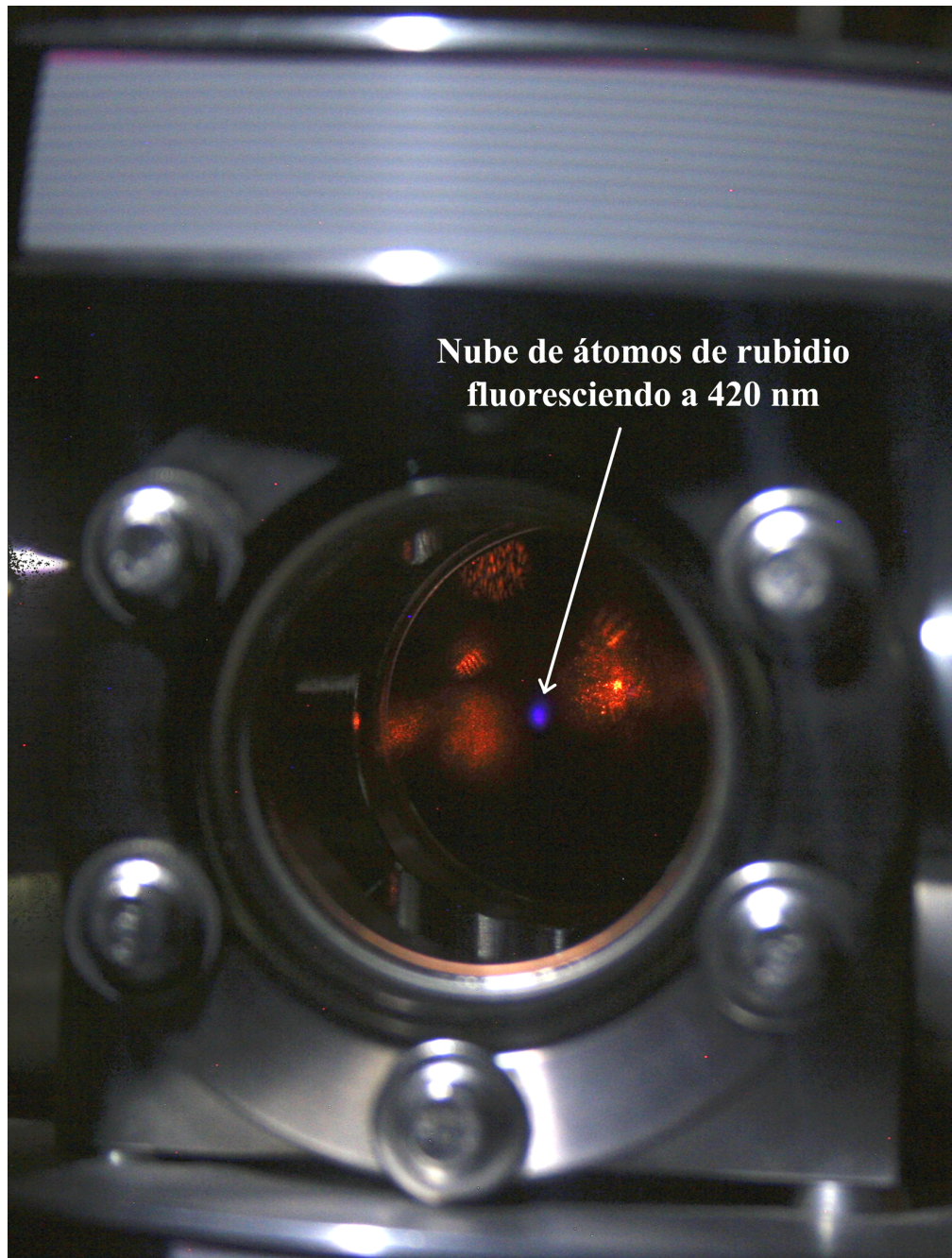
El sistema de detección en fase optimizado para este trabajo permite filtrar la señal del tubo fotomultiplicador para así obtener una señal de fluorescencia con una razón de señal-a-ruido mayor a 10 : 1. La ganancia necesaria para la amplificación de la señal del fotomultiplicador es mínima (10^3 V/A) ya que se utiliza una frecuencia de 800 Hz para hacer la detección en fase; se tiene además que la constante de tiempo y sensibilidad del detector de fase son 100 ms y $100 \mu V$, respectivamente.

La señal de fluorescencia detectada indica claramente la excitación de los átomos de rubidio del estado $5p_{3/2}$ al $6p_{3/2}$. En particular se tiene que en esta señal se pueden observar los niveles hiperfinos de este último estado; realizando una calibración de frecuencia en términos del voltaje aplicado al elemento

piezoeléctrico se puede verificar que las separaciones entre los picos de estos niveles hiperfinos coinciden, dentro de un margen de error de aproximadamente 15%, con los valores teóricos.

La optimización del sistema de detección también ha permitido hacer algunas primeras pruebas espectroscópicas sobre la transición cuadrupolar, a decir la variación de los espectros en función de la polarización de los láseres utilizados y en función de la potencia de los haces. Se observa que al cruzar las polarizaciones de los haces se tiene una redistribución de la intensidad en la señal de fluorescencia, indicativo de una redistribución de poblaciones entre los distintos niveles hiperfinos del estado $6p_{3/2}$. También se observa que se da el efecto Autler-Townes (efecto Stark dinámico) en esta transición como función de la potencia del láser de 780 nm que da el primer paso en la excitación $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$. El análisis de estos datos cae fuera del marco de esta tesis.

El desempeño de este sistema, basado en los resultados obtenidos, presenta una línea de investigación nueva en el área de espectroscopía atómica en el Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) de la UNAM. Para empezar, se tienen actualmente datos para realizar un análisis y estudiar así los efectos de polarización sobre los espectros; de igual manera se buscará estudiar con mayor detalle el efecto Autler-Townes observado. Se ha propuesto también realizar esta transición con una mayor cantidad de átomos de rubidio, presentes en la trampa magneto-óptica del Laboratorio de Átomos Fríos del ICN. Esto se hizo con la idea de poder tener mayor producción de fotones a 420.18 nm para así posiblemente ver la nube de átomos de rubidio fluorescer violeta. También se ha propuesto generar haces estructurados para ver el efecto del momento angular de la luz sobre las probabilidades de la transición cuadrupolar. En particular se ha considerado el uso de haces de Bessel de orden 0, generados por medio de un axicón.



Nube de átomos de rubidio
fluoresciendo a 420 nm

Figura 4.1: Fluorescencia violeta de la nube de átomos de rubidio en la trampa magneto-óptica del ICN. La fluorescencia se obtiene al realizar las transiciones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2} \rightarrow 5d_{5/2}$; de este último estado se da el decaimiento al estado $6p_{3/2}$, el cual a su vez decae al estado base y emite fotones a 420.18 nm. Se busca producir un efecto similar por medio de la transición cuadrupolar $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$.

A Hojas de datos de los elementos comerciales utilizados



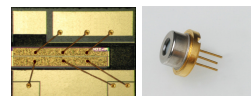
Features

- Up to 300mW CW output power.
- High Quality, Reliability, & Performance

Applications

- Optical Data Storage
- Laser Ranging
- Graphics

Product Specifications 905/915nm Single-Mode Laser Diodes



Description:

High brightness, high quality, and high reliability are the foundation of our single mode product line. Axcel's 905/915nm single mode laser diodes are available with up to 300mW of continuous output power from a single emitter chip. Axcel's trademark laser chip design offers un-measurable degradation and long lifetimes that make our chips among the most reliable in the industry today. Our 905/915nm single mode line serves a broad range of applications including optical data storage, laser ranging, and graphics.

Packaging options include a 9mm TO-can or chip on sub-mount package. More options are available upon request. Please view our website for mechanical drawings of all of our sub-mounts.

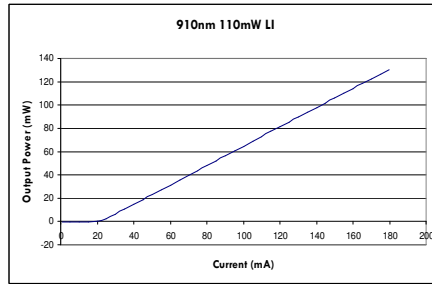
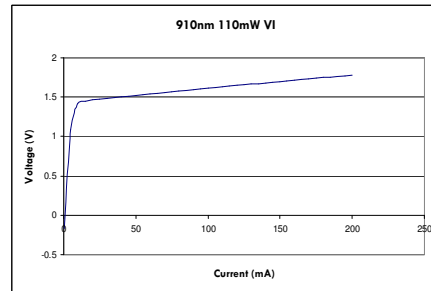
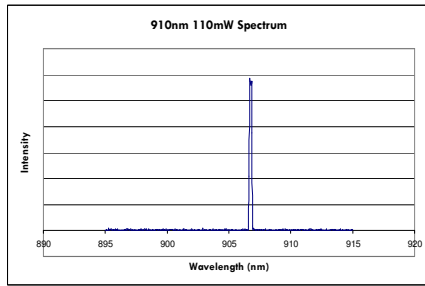
Standard Product Specifications for 915nm Single-mode Diodes

Parameter	Unit	100mW Series			200mW Series			300mW Series		
		Min.	Typical	Max.	Min.	Typical	Max.	Min.	Typical	Max.
Wavelength	nm	900	905	910	910	915	920	910	915	920
Spectrum FWHM	nm	-	0.5	2.0	-	0.5	2.0	-	0.5	2.0
Operating Power (P _o)	mW	-	100	-	-	200	-	-	300	-
Operating Current (I _o)	mA	-	140	170	-	260	300	-	370	420
Operating Voltage (V _o)	V	-	1.9	2.2	-	1.9	2.2	-	1.9	2.2
Kink-Free Power	mW	110	-	-	220	-	-	330	-	-
Lifetime	hour	100,000	-	-	100,000	-	-	100,000	-	-
Vertical Far Field	deg, FWHM	-	28	30	-	28	30	-	28	30
Parallel Far Field	deg, FWHM	-	8	10	-	8	10	-	8	10
Threshold (I _{th})	mA	-	30	50	-	30	50	-	30	50
Slope Efficiency (dP/dI)	W/A	0.8	0.9	-	0.8	0.9	-	0.8	0.9	-
Storage Temperature	°C	-40	-	80	-40	-	80	-40	-	80
Operating Temperature (T _{op})	°C	-20	25	50	-20	25	50	-20	25	50
Lead Soldering Temp. (5 sec)	°C	-	-	250	-	-	250	-	-	250

Note: 1) Specifications are subject to change without notice.
2) All Axcel Photonics products are TE polarized

Germany and other countries: LASER COMPONENTS GmbH, Phone: +49 8142 2864 0, Fax: +49 8142 2864 11, info@lasercomponents.com
Great Britain: LASER COMPONENTS (UK) Ltd., Phone: +44 1245 491 499, Fax: +44 1245 491 801, info@lasercomponents.co.uk
France: LASER COMPONENTS S.A.S., Phone: +33 1 3959 5225, Fax: +33 1 3959 5350, info@lasercomponents.fr

915nm Single Mode Performance Data Graphs



Determining Your Product number:

MM—WWW—PPP—XYZ—(custom add-ons)
(package)-(wavelength)-(power)-(options)

Standard Product Configurations

100mW Series

- C2-905-0100-S50
- M5-905-0100-S50
- M5-905-0100-S5D
- M5-905-0100-D5P
- M9-905-0100-S50
- M9-905-0100-S5D
- M9-905-0100-D5P

200mW Series

- C2-915-0200-S50
- M9-915-0200-S50

300mW Series

- M9-915-0200-S5D
- M9-915-0200-D5P
- C2-915-0300-S50
- M9-915-0300-S50
- M9-915-0300-S5D
- M9-915-0300-D5P

Package:

- C2 2.1mm COS
- M5 5.6mm TO-can
- M9 9mm TO-can

X Option (aperture size)

- S single-mode (cathode ground)
- D single-mode (anode ground)

Wavelength:

- 905 905nm
- 915 915nm

Y Option (wavelength tolerance)

- 5 ±5 nm

Power Options:

- 0100 100mW
- 0200 200mW
- 0300 300mW

Z Option (additional options)

- 0 none
- D w/ photodiode (anode ground)
- P w/ photodiode (cathode ground)

Safety

Caution: Laser light emitted from any diode laser is invisible and may be harmful to the human eye. Avoid looking directly into the diode laser aperture when the device is in operation.

Note: The use of optical instruments with this product will increase eye hazard.

ESD Caution

Always handle diode lasers with extreme care to prevent electrostatic discharge, the primary cause of unexpected diode failure. You can prevent ESD by always wearing wrist straps, grounding all applicable work surfaces, and following extremely rigorous anti-static

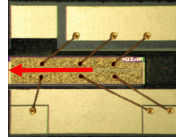
Operating Considerations

Operating the diode laser outside of its maximum ratings may cause device failure or a safety hazard. Power supplies used with the component must be employed such that the maximum peak optical power cannot be exceeded. CW diode lasers may be damaged by excessive drive current or switching transients. When using power supplies, the diode laser should be connected with the main power on and the output voltage at zero. The current should be increased slowly while monitoring the diode laser output power and the drive current. Device degradation accelerates with increased temperature, and therefore careful attention to minimize the case temperature is advised. A proper heat-sink for the diode laser on a thermal radiator will greatly enhance laser life.

Power Output Danger Label



WARNING! Invisible laser radiation is emitted from devices as shown below



21 CFR 1040.10 Compliance

Because of the small size of these devices, each of the labels shown are attached to the individual shipping container. They are illustrated here to comply with 21 CFR 1040.10 as applicable under the Radiation Control for Health and Safety Act of 1968.

www.lasercomponents.com

Germany and other countries: LASER COMPONENTS GmbH, Phone: +49 8142 2864 0, Fax: +49 8142 2864 11, info@lasercomponents.com
Great Britain: LASER COMPONENTS (UK) Ltd., Phone: +44 1245 491 499, Fax: +44 1245 491 801, info@lasercomponents.co.uk
France: LASER COMPONENTS S.A.S., Phone: +33 1 3959 5225, Fax: +33 1 3959 5350, info@lasercomponents.fr

01/11 / V3 / HW/axcel/sm/905nm-915nm-sm-laserdiode.pdf

HAMAMATSU

**PHOTOMULTIPLIER TUBE
1P28**

FEATURES

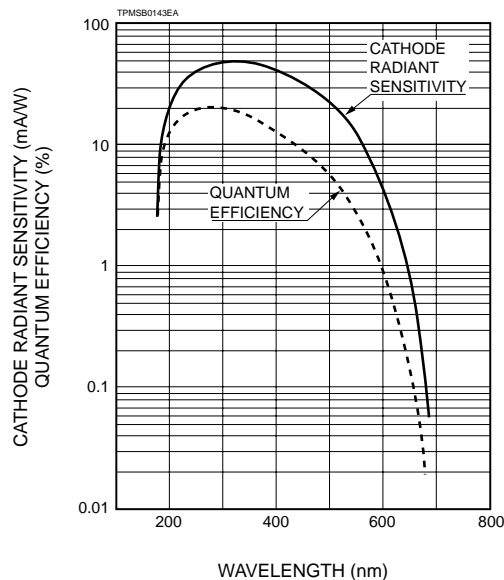
- 28mm (1-1/8 Inch) Diameter Side-on
- 185 to 650nm Spectral Response
- For UV to Visible Range Photocathode



GENERAL

Parameter		Description/Value	Unit
Spectral Response		185 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		340	nm
Photo-cathode	Material	Sb-Cs	—
	Minimum Useful Size	8 × 24	mm
Window Material		UV glass	—
Dynode	Structure	Circular-cage	—
	Number of Stages	9	—
Direct Interelectrode Capacitances	Anode to Last Dynode	4	pF
	Anode to All Other Electrodes	6	pF
Base		JEDEC No. B11-88	—
Suitable Socket		E678-11A	—

Figure 1: Typical Spectral Response



Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office. Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. © 1999 Hamamatsu Photonics K.K.

PHOTOMULTIPLIER TUBE 1P28

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1250	Vdc
	Between Anode and Last Dynode	250	Vdc
Average Anode Current		0.1	mA
Ambient Temperature		-80 to +50	°C

CHARACTERISTICS (at 25°C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	20	400	—	A/lm
	Radiant at 400nm	—	4.8×10^5	—	A/W
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	25	40	—	μ A/lm
	Radiant at 400nm	—	48	—	mA/W
	Quantum Efficiency at 340nm	—	21	—	%
Gain		—	1.0×10^7	—	—
Anode Dark Current (after 30 minute)		—	5	50	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	2.2	—	ns
	Electron Transit Time	—	22	—	ns

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	P
Ratio	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage: 1000Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

Figure 2: Typical Gain Characteristics

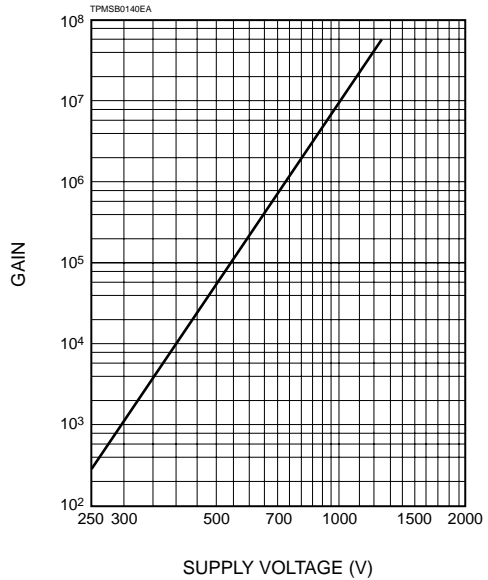
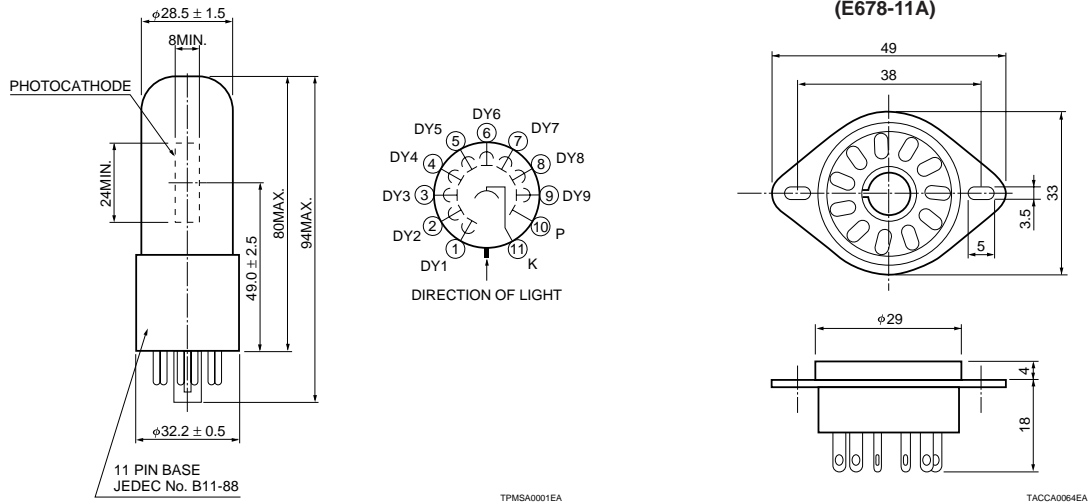


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)



HAMAMATSU

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center
 314-5, Shimokanzo, Toyooka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205
 U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218
 Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658
 France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 8, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10
 United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: Lough Point, 2 Gladbeck Way, Windmill Hill, Enfield, Middlesex EN2 7JA, United Kingdom, Telephone: (44)181-367-3560, Fax: (44)181-367-6384
 North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SÖLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01
 Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741

TPMS1062E01
 FEB. 1999

Models 5209 and 5210

Single and Dual-Phase Analog Lock-in Amplifiers



SIGNAL RECOVERY

FEATURES

- ♦ 0.5 Hz to 120 kHz operation
- ♦ Voltage and current mode inputs
- ♦ Continuous full-scale sensitivity control
- ♦ Sinewave or squarewave demodulation
- ♦ Powerful fourth-order signal channel Bandpass, Low Pass or Notch filter
- ♦ Up to 130 dB dynamic reserve
- ♦ Synchronous 15-bit ADC for lower output jitter

APPLICATIONS

- ♦ Auger spectroscopy
- ♦ Feedback control loops
- ♦ Replicating existing experimental setups
- ♦ Direct optical transmission/reflection measurements

DESCRIPTION

Over the past few years, the **SIGNAL RECOVERY** models 5209 (single-phase) and 5210 (dual-phase) have become the benchmark lock-in amplifiers against which others are judged. They are widely referenced in technical publications describing a diverse range of research applications including optical, electrochemical, electronic, mechanical and fundamental physical studies.

Although more recently the introduction of instruments using digital signal processing has brought advances in phase sensitive detection techniques, instruments using analog demodulators are still the first choice for many experiments. These include those requiring a true analog output, for example in some feedback control loops, or where the instrument is used to recover the envelope modulation of a carrier frequency. Of course, they are also chosen for compatibility with previous experimental setups.

Voltage or current inputs...

The instruments include a current preamplifier with two transimpedance settings and so can directly measure signals from current sources such as photodiodes. With an input impedance of down to typically only 25 Ω , the resulting voltage generated across the source by the signal current is minimized for the very best performance.

Continuous full-scale sensitivity control...

As with all lock-ins the models 5209 and 5210 have a range of calibrated full-scale sensitivity settings. However, unlike other units they also have a sensitivity vernier control, allowing the full-scale sensitivity to be set to any value between the calibrated values. Suppose you are performing an optical transmission experiment and you want to measure transmission in terms of a percentage relative to that of a "reference" sample. All you need to do is put the reference sample in the optical path and press the auto vernier control on the lock-in. It will then adjust the sensitivity so that the display reads 100%. Now replace the reference sample with the test sample and read the percentage transmission directly.

Unique Walsh Function Demodulators...

The simplest method of implementing the phase sensitive detector at the heart of an analog lock-in is with a reversing switch driven at the reference frequency, giving excellent linearity, dynamic range and stability. This is known as a "squarewave" demodulator since the instrument responds to signals not only at the reference frequency but also at its odd harmonics. It offers much better performance than can be achieved by using a true analog multiplier, which requires the synthesis of a very pure reference sinusoid and is very nonlinear when handling large levels of interfering signal.

Squarewave demodulation is ideal for many applications, such as experiments using chopped light beams where the signal being detected is a square-wave, since the odd

Lock-in Amplifiers

harmonics contain useful information. However in other cases the requirement is for "sinewave" or "fundamental" response where only signals at the reference frequency are measured. In theory, a squarewave can be modified to a sinewave response by inserting a low-pass or bandpass filter in the signal channel ahead of the demodulator. However this requires a highly selective filter in order to reject signals at the third harmonic without at the same time causing significant phase and magnitude errors for signals at the reference frequency.

The **SIGNAL RECOVERY** models 5209 and 5210 use a modified form of switching demodulator, known as the Walsh demodulator, which multiplies the applied signal by a stepped approximation to the reference sinusoidal waveform. This gives a demodulator that does not respond to signals at the third and fifth harmonics, although it does respond to higher harmonics. A fourth-order signal channel filter is therefore included to reject these harmonics, giving an overall sinewave response. The advantages of the switching demodulator are thereby retained without the phase and magnitude errors associated with the use of highly selective filters.

The instruments can be switched to operate in either sinewave or squarewave mode, giving you the choice of the optimum detection method for your experiment. Only **SIGNAL RECOVERY** gives you this flexibility.

Choice of signal channel filter modes...

In the usual sinewave response mode, the filter is set to the bandpass or low-pass modes. But what if you are trying to measure a signal at twice the reference frequency in the presence of a strong signal at the reference frequency? In this case, the filter can be set to a notch (band-stop) mode and tuned to the reference frequency, leaving the signal at 2F unattenuated and easy to measure.

In addition to the main signal channel filter, a line-frequency rejection filter operating at 50/60 Hz and/or 100/120 Hz is also included, for elimination of troublesome line pickup.

High dynamic reserve...

The combination of the Walsh demodulator(s) and the signal channel filter gives the instruments a dynamic reserve of up to 130 dB - implying that you can, for example, measure a signal of 1 μ V in the presence of an interfering signal of more than 1 V. No other analog lock-in amplifiers can deliver this performance.

Output filters...

The output low-pass filters offer time constants in the range 1 ms to 3 ks, with all settings available at slopes of both 6 and

12 dB/octave. In addition, the instruments include a rear-panel connector giving the signal at the output of the in-phase (X-channel) demodulator with a time constant of typically only 100 μ s, for use in those applications such as tandem demodulation where the largest output bandwidth is required.

Synchronous ADC trigger...

The analog outputs from the demodulator(s), after filtering by the output low-pass filter(s), need to be digitized by an analog to digital converter (ADC) for display or for transfer to the controlling computer. If this conversion is carried out asynchronously then the resulting values can display significant jitter. This is because the demodulator output contains not only the required DC level, but also signals at twice the reference frequency. When the output is sampled for conversion, this 2F signal means that some samples will be smaller and some larger than the mean. Of course, the 2F component can be reduced to any arbitrarily small value by increasing the time constant, but this reduces the response time to changes in input signal, slowing down data throughput. The **SIGNAL RECOVERY** models 5209 and 5210 therefore offer a unique reference synchronous ADC trigger mode, which guarantees that the output is sampled at the same point in time relative to the reference waveform and thereby removes this source of error.

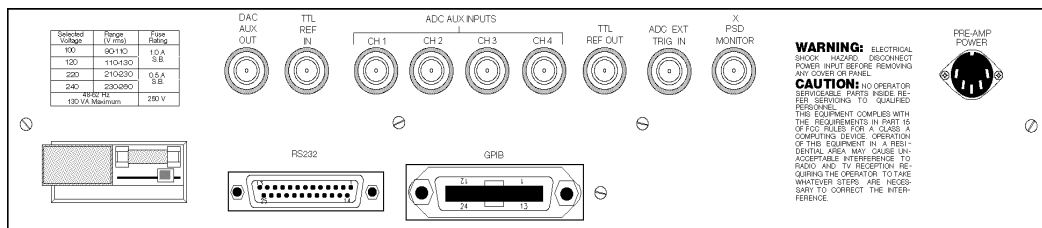
Internal oscillator...

With the models 5209 and 5210 there is no need to buy a separate oscillator to use as an excitation source for your experiment, since both instruments include one capable of generating a low distortion sinewave output signal over a frequency range of 0.5 Hz to 120 kHz. Although in most lock-ins the frequency of the internal oscillator can be adjusted, in the models 5209 and 5210 the amplitude can also be controlled over the range 1 mV to 2 V rms.

Manual or computer control...

In manual operation the backlit control setting indicators, the two digital displays and the analog panel meter make the instruments very easy to use, with the settings of all the important controls being instantly visible. Six auto functions further simplify control adjustment, while red overload and reference unlock LEDs warn of conditions which will result in measurement errors. All the front panel indicators can be turned off for use in blackout conditions.

The instruments include GPIB (IEEE-488) and RS232 computer interfaces, allowing virtually all the controls to be operated, and all the outputs that can be displayed to be read, via simple ASCII mnemonic-type commands. The communications interface parameters, such as baud rate and GPIB address are set by front-panel controls, with no difficult DIP switches to adjust.



Model 5210 Rear Panel Layout

Lock-in Amplifiers

Specifications

General

Single-phase (model 5209) and dual-phase (model 5210) analog lock-in amplifiers operating over a reference frequency range of 0.5 Hz to 120 kHz. Wide range of auxiliary inputs and outputs.

Measurement Modes

The model 5209 can show one of these outputs on the front panel display:

X	In-phase
Noise	
Ratio	X/ADC1
Log Ratio	Log ₁₀ (X/ADC1)

The model 5210 can also simultaneously show one of these outputs on the front panel display:

Y	Quadrature
R	Magnitude
θ	Phase Angle

Harmonic F or 2F

Noise
Measures noise in a given bandwidth centered at the reference frequency F

Displays

Two 3½-digit LCD displays and analog panel meter

Signal Channel

Voltage Input

Modes A only or Differential (A-B)
Full-scale Sensitivity 100 nV to 3 V in a 1-3-10 sequence and vernier adjustment
Max. Dynamic Reserve > 130 dB
Impedance 100 MΩ // 25 pF
Maximum Safe Input 30 V pk-pk
Voltage Noise 5 nV/√Hz @ 1 kHz
C.M.R.R. > 100 dB @ 1 kHz
Frequency Response 0.001 Hz to 120 kHz
Gain Accuracy 1% typical in Flat mode, 2% typical in tracking Bandpass mode

Gain Stability 200 ppm/°C typical
Distortion -90 dB THD (60 dB AC gain, 1 kHz)

Grounding BNC shields can be grounded or floated via 1 kΩ to ground

Current Input

Mode 10⁻⁶ A/V or 10⁻⁸ A/V
Full-scale Sensitivity 10⁻⁶ A/V 100 fA to 3 μA in a 1-3-10 sequence and vernier adjustment
10⁻⁸ A/V 1 pA to 300 μA in a 1-3-10 sequence and vernier adjustment
Max. Dynamic Reserve > 130 dB
Impedance 10⁻⁶ A/V < 250 Ω at 1 kHz
10⁻⁸ A/V < 2.5 kΩ at 100 Hz
Maximum Input 15 mA continuous, 1 A momentary

Noise 10⁻⁶ A/V 130 fA/√Hz at 1 kHz
10⁻⁸ A/V 13 fA/√Hz at 500 Hz

Frequency Response 10⁻⁶ A/V -3 dB at 60 kHz
10⁻⁸ A/V -3 dB at 330 Hz
Gain Accuracy 1% typical in Flat mode, 2% typical in tracking Bandpass mode

Gain Stability 200 ppm/°C typical
Grounding BNC shield can be grounded or floated via 1 kΩ to ground

Signal Channel Filters

Line Frequency Rejection Filter
Center frequency, F (factory set) 50/100 or 60/120 Hz
Mode Off, F, 2F, F & 2F
Main Signal Channel Filter
Mode Fourth-order Low-pass, Bandpass, Notch or Flat (Disabled)
Auto or Manual tuning
Front-panel BNC connector allows viewing of signal immediately ahead of the demodulator(s)

Reference Channel

TTL Input (rear panel)
Frequency Range 0.5 Hz to 120 kHz
Analog Input (front panel)
Impedance 1 MΩ // 30 pF
Sinusoidal Input
Level 1.0 V rms*
Frequency Range 0.5 Hz to 120 kHz
Squarewave Input
Level 250 mV rms*
Frequency Range 2 Hz to 120 kHz

*Note: Lower levels can be used with the analog input at the expense of increased phase errors

Phase Set Resolution 0.005° increments
Phase Set Accuracy ± 1°
Phase Noise 0.005° rms @ 1 kHz,

Phase Drift 100 ms, 12 dB TC < 0.05°/°C
Orthogonality ± 0.5° above 5 Hz, degrading to ± 5° at 0.5 Hz

Acquisition Time 100 ms + 2 cycles max
Lock Indicator LED warns of frequency/phase unlock

Demodulator and Output Processing

Mode Sinewave (Walsh demodulator + BP/LP filter) or Squarewave

Zero stability/Dynamic Reserve

Mode	Dynamic Reserve		Zero Stability
	Filter On	Filter Off	
High DR	130 dB	60 dB	500 ppm/°C
Normal High Stability	110 dB	40 dB	50 ppm/°C
	90 dB	20 dB	5 ppm/°C

Harmonic Rejection > 80 dB with Low-pass, and > 60 dB with Bandpass main signal filter

Output Filters
Time Constant 1 ms - 3 ks (1-3-10 sequence)
Roll-off 6 dB/oct or 12 dB/oct for all TC settings

Offset Auto and Manual on X and/or Y: ±100% full-scale (±1000% full-scale with Expand on)

Oscillator

Frequency Range 0.5 Hz - 120 kHz
Amplitude Range 0 - 2 V rms (front panel or computer); 5 V rms fixed (computer only)
Amplitude Resolution 0 - 500 mV 1 mV
500 mV - 2 V 4 mV
Distortion (THD) 0.5%
Output sinewave from 900 Ω source

Auxiliary Inputs

ADC 1, 2, 3 and 4
Maximum Input ±15 V
Resolution 1 mV
Accuracy ±20 mV
Input Impedance 1 MΩ // 30 pF
Sample Rate 100 Hz
Trigger Mode Internal, External or ref synchronous
Trigger Input TTL compatible

Outputs

Demodulator Monitor 100 μs TC @ 6 dB/octave (5210: X output only)
Main Analog (CH1 and CH2) Outputs
5209: One ±10 V FS
5210: Two ±10 V FS (X, Y or R, θ)
Resolution 1 mV
Impedance 1 kΩ
Update Rate 100 Hz
Expand Expands X output by factor of 10
Auxiliary D/A Outputs
5210 One output, ±15 V
5209 Two outputs, ±15 V
Resolution 1 mV

Lock-in Amplifiers

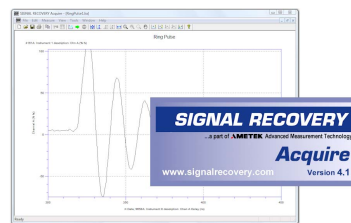
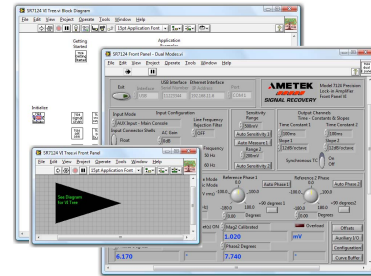
Accuracy ±10 mV
 Output Impedance 1 kΩ
 Reference Output Waveform 0 to 5 V rectangular wave
 Impedance TTL-compatible
 Power - Low Voltage ±15 V at 45 mA rear panel 5-pin 180° DIN connector for powering **SIGNAL RECOVERY** preamplifiers

Interfaces
 RS232 and GPIB (IEEE-488). All instrument controls except A, A-B, 10°A/V, 10°A/V and FLOAT/GND can be operated and all outputs that can be displayed can be read

General
 Power Requirements
 Voltage 110/120/220/240 VAC
 Frequency 50/60 Hz
 Power 130 VA max
 Dimensions
 Width 17¼" (440 mm)
 Depth 19½" (500 mm)
 Height 3½" (90 mm)
 Weight 16.8 lb (7.6 kg)
 Temperature Range 0 - 50°C
 Rack Mounting Hardware included

LabVIEW Driver Software

A LabVIEW driver for these instruments is available from the www.signalrecovery.com website, offering example VIs for all their controls and outputs, as well as the usual Getting Started and Utility VIs. It also includes example soft-front panels built using these VIs, demonstrating how you can incorporate them in more complex LabVIEW programs.



SIGNAL RECOVERY Acquire Software (see page 56)

Those users who do not wish to write their own control code but who still want to record the instrument's outputs to a computer file will find the **SIGNAL RECOVERY Acquire Lock-in Amplifier Applications Software**, available at a small extra cost, useful. This 32-bit package, suitable for Windows XP/Vista, extends the capabilities of the instrument by, for example, adding the ability to record swept frequency measurements.

Ordering Information

Each model 5209 and 5210 is supplied complete with a comprehensive instruction manual. Users may download the instrument's LabVIEW driver software and a free demonstration copy, DemoAcquire, of the **SIGNAL RECOVERY** lock-in amplifier applications software package, from the www.signalrecovery.com website.

Why should you choose SIGNAL RECOVERY products?

Models 5209 and 5210 Analog Lock-in Amplifiers

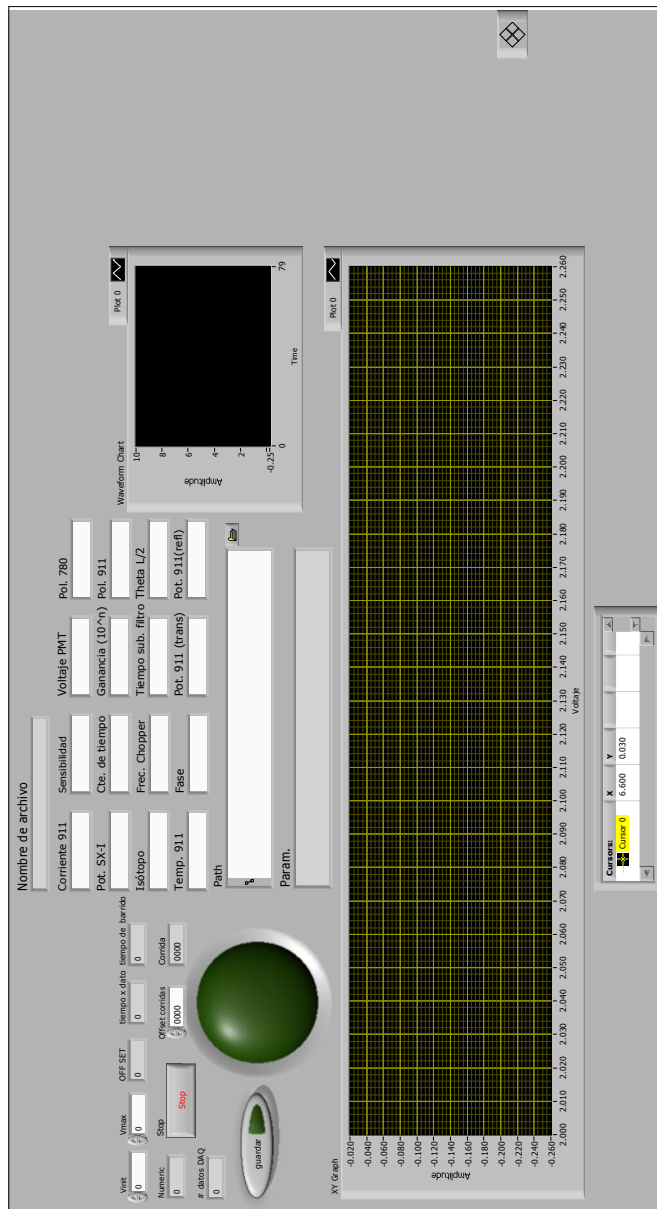
SIGNAL RECOVERY Product Features	Benefit to you
♦ The benchmark analog lock-ins	It is likely that someone else has already successfully used one of these instruments in the same way as you intend
♦ Continuous full-scale sensitivity control	Set up your "100%" signal level and then press Auto Vernier to set the output display to 100%. Read % transmission values directly, saving calculation time
♦ Analog signal channel filtering	Exceptional dynamic reserve - up to 130 dB - means that these instruments can measure signals buried in noise when others can't
♦ Choice of filter modes	Notch filter is especially useful when measuring a signal at 2f in the presence of a strong signal at f
♦ Internal Oscillator can be used independently of rest of instrument.	Set OSC OUT to a different frequency to the reference e.g. Use it to control a SIGNAL RECOVERY chopper at f and then connect the lock-in's reference input to the chopper's #10 SYNC output
♦ Excellent LabVIEW driver	Saves programming time
♦ Compatible with Acquire software	Eliminates the need to develop programs

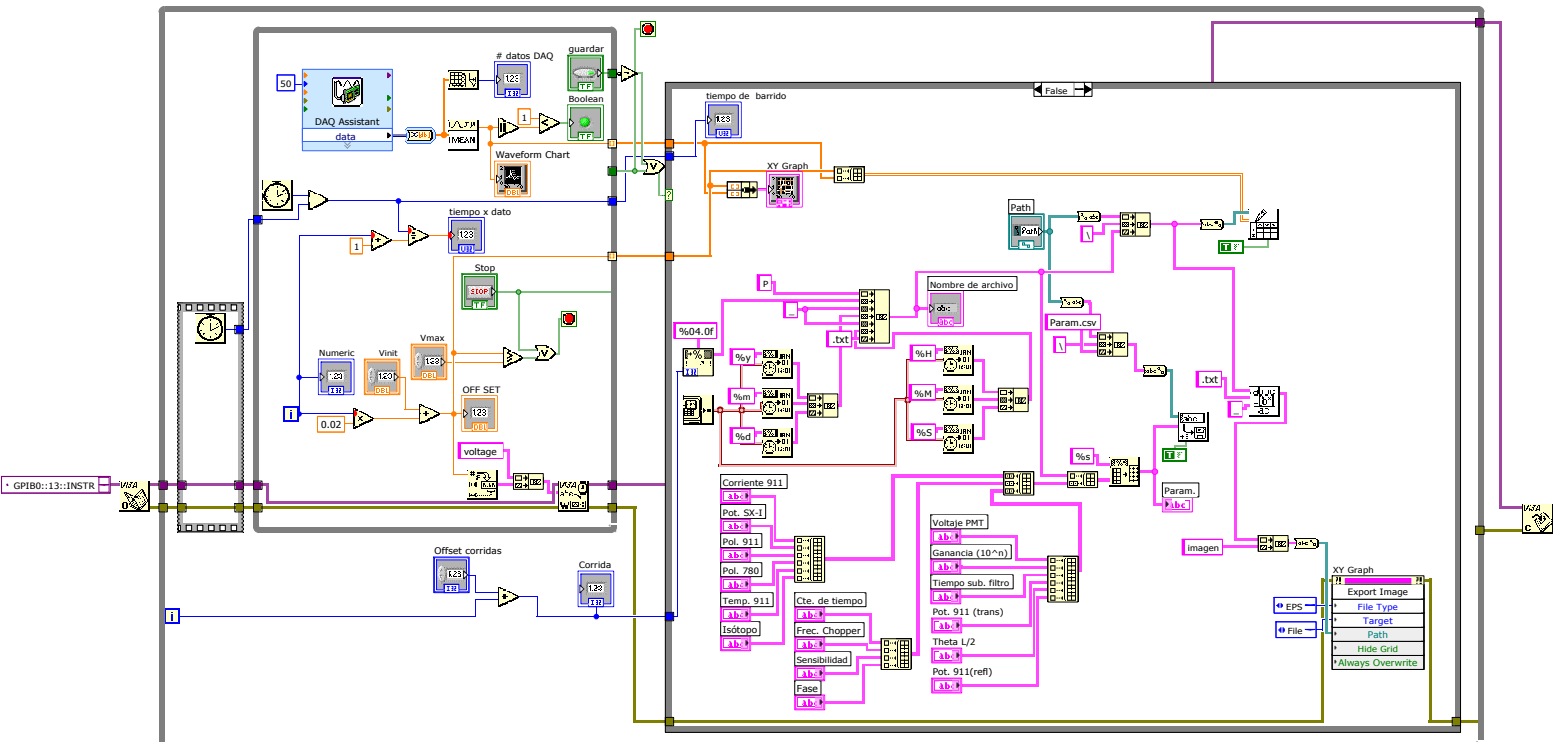
www.signalrecovery.com

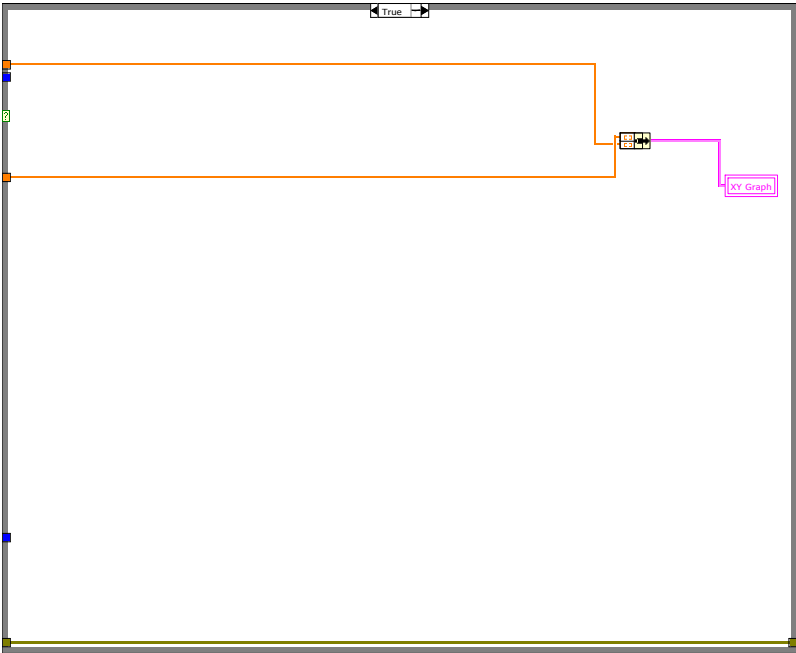
Cat1s7Web:0710UK

B Diagrama de bloque para secuencia de captura de datos

Barrido_prohibidas.vi







Convert from Dynamic Data

Convert from Dynamic Data

Converts the dynamic data type to numeric, Boolean, waveform, and array data types for use with other VIs and functions.



DAQ Assistant

DAQ Assistant

Creates, edits, and runs tasks using NI-DAQmx. Refer to the DAQ Quick Start Guide for information on devices supported by NI-DAQmx.

When you place this Express VI on the block diagram, the DAQ Assistant launches to create a new task. After you create a task, you can double-click the DAQ Assistant Express VI in order to edit that task. For continuous measurement or generation, place a loop around the DAQ Assistant Express VI.

For continuous single-point input or output, the DAQ Assistant Express VI might not provide satisfactory performance. Refer to examples\DAQmx\Analog In\Measure Voltage.llb\Cont Acq&Graph Voltage-Single Point Optimization.vi for techniques to create higher-performance, single-point I/O applications.

Bibliografía

- [1] J. Sansonetti and W. Martin, “NIST Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data.” Online, 2003.
- [2] D. R. Lide, ed., *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 90th Edition (CD-ROM Version 2010)*. CRC Press, 90th ed., 2009.
- [3] A. Reyes Reyes, “Espectroscopia de polarización en vapor de rubidio utilizando un diodo láser con cavidad extendida,” tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2008.
- [4] C. A. Mojica Casique, “Control digital de los láseres de enfriamiento y atrapamiento utilizados en una trampa magneto-óptica,” tesis de maestría, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM, 2011.
- [5] J. Sansonetti, “Wavelengths, Transition Probabilities and Energy Levels for the Spectra of Rubidium (Rb I through Rb XXXVII),” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 35, no. 1, pp. 301–421, 2006.
- [6] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, “Hyperfine structure in the alkali atoms,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 49, no. 1, 1977.
- [7] J. I. Jiménez Mier y Terán, “Curso de física atómica y materia condensada.” Notas personales no publicadas, 2013.
- [8] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. E.E.U.U: John Wiley & Sons, 8th ed., 2005.
- [9] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. E.E.U.U: John Wiley & Sons, 2 ed., 2007.
- [10] “Laser diode technical note 1: Beam circularization and astigmatism-correction,” nota técnica, Coherent, Auburn Group, 1998.
- [11] C. E. Wieman and L. Hollberg, “Using diode lasers for atomic physics,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, January 1991.
- [12] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, “A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb,” *Am. J. Phys.*, vol. 60, pp. 1098–1111, December 1992.
- [13] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, and R. E. Scholten, “Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, pp. 4477–4479, December 2001.

-
- [14] M. W. Fleming and A. Mooradian, "Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-17, January 1981.
- [15] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier, "A simple extended-cavity diode laser," *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, pp. 1236–1239, March 1998.
- [16] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, vol. 1. Springer, 4th ed., 2008.
- [17] F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*. McGraw-Hill Higher Education, 4 ed., 2001.
- [18] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe, *Quantum Mechanics*, vol. 2. Wiley-Interscience, 1977.
- [19] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. E.E.U.U: University of California Press, primera ed. en inglés ed., 1981.
- [20] G. B. Arfken, H. J. Weber, and F. E. Harris, *Mathematical Methods for Physicists*. E.E.U.U: Academic Press, Elsevier, 7th ed., 2013.
- [21] R. Pires, M. Ascoli, E. E. Eyler, and P. L. Gould, "Upper limit on the magnetic dipole contribution to the $5p - 8p$ transition in Rb by use of ultracold atom spectroscopy," *Physical Review A*, vol. 80, no. 6, pp. 062502–1, 2009.
- [22] J. H. Moore, C. C. Davis, M. A. Coplan, and S. C. Greer, *Building Scientific Apparatus*. Nueva York, E.E.U.U: Cambridge University Press, 4th ed., 2009.
- [23] "Photomultiplier Tubes: Basics and Applications," Handbook 3a edición, Hamamatsu Photonics K.K., 2007.
- [24] "Photomultiplier Tube 1P28," hoja de datos, Hamamatsu Photonics K.K., 1999.
- [25] "What is a Lock-in Amplifier? Technical Note TN 1000," nota técnica, Signal Recovery, AMETEK Advanced Measurement Technology Inc., 2008.
- [26] "The Analog Lock-in Amplifier, Technical Note TN 1002," nota técnica, Signal Recovery, AMETEK Advanced Measurement Technology Inc., 2008.
- [27] S. Hernández Gómez, "Implementación de un sistema para producir estados de rydberg con tres fotones en átomos de rubidio a temperatura ambiente," manuscrito de tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2014.
- [28] C. P. Pearman, C. S. Adams, S. G. Cox, P. F. Griffin, D. A. Smith, and I. G. Hughes, "Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 35, no. 24, p. 5141, 2002.
- [29] O. López Hernández, "Detección de transiciones atómicas en rubidio," manuscrito de tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2014.