

Calibración de cámara CCD para medición de campo evanescente en guía de onda para aplicaciones en LIAD

Oswaldo Alejandro Sandoval León

Asesor

Dr. Eduardo Gómez García



Instituto de Física
Universidad Autónoma de San Luis Potosí
18 de enero de 2022

Calibración de cámara CCD para medición de campo evanescente en guía de onda para aplicaciones en LIAD © 2022 by Oswaldo Alejandro Sandoval Leon is licensed under CC BY-NC-SA 4.0

Agradecimientos

Primero me gustaría agradecer al Dr. Eduardo Gómez, por confiar y asesorarme durante la elaboración de este proyecto, por las enseñanzas de física cuántica a lo largo de los cursos de la maestría, pero sobre todo por mostrarme el camino de como es ser un físico experimental.

A la Dra. Karina Garay y al Dr. Rafael Salas por aceptar colaborar con nosotros a lo largo de este proyecto y por la fabricación de la guía de onda sobre la cual trata este trabajo.

A todos los amigos que forme durante la maestría que hicieron que mi estancia desde que llegue a San Luis Potosí fuera más divertida.

Quisiera agradecer a mi familia en especial a mi hermano Carlos Sandoval, que a pesar de no tenerlos cerca siempre me enviaban sus palabras de ánimo o un mensaje para saludarme lo cual me hizo sentir siempre acompañado durante este camino.

Por último, quiero agradecer a CONACYT por el apoyo económico brindado durante mis estudios de posgrado.

Índice general

1. Introducción a LIAD	9
1.1. Tecnologías cuánticas	9
1.2. Fenomenología de LIAD	10
1.2.1 Dependencia de LIAD con intensidad de la luz . .	13
1.2.2 Dependencia de LIAD con la longitud de onda . .	14
1.2.3 Dependencia de LIAD con la configuración de la celda	15
1.3. Tipo de recubrimientos	17
1.4. Aplicaciones de LIAD	19
1.4.1 Control de la densidad atómica	19
1.4.2 Carga de una MOT	20
2. Teoría de campo evanescente	23
2.1. Introducción	23
2.2. Demostración de la existencia del campo evanescente	23
2.2.1 Ley de Snell y reflexión total interna	23
2.2.2 Ecuaciones de Fresnel	25
2.2.3 El campo evanescente	25
2.3. Transmisión de energía de un campo evanescente	28
2.3.1 Reflexión total interna frustrada	28
2.3.2 Espectroscopia de Absorción de campo evanescente	31
3. Montaje experimental	33
3.1. Arreglo experimental	33
3.2. Construcción del láser	35
3.3. Sistema de imagen	37
3.4. Acoplamiento a la guía de onda	39

4. Analisis y resultados	45
4.1. Distribucion gaussiana 2D	46
4.2. Medicion de la distribucion del campo evanescente	47
4.3. Calculo de κ	50
4.4. Calibración del campo evanescente	51
5. Conclusiones y perspectivas	55

Índice de figuras

1.1.	Típica señal de LIAD y su ajuste, figura tomada de [45]. . . .	12
1.2.	Cambio máximo de la densidad de vapor relativa en función de la intensidad, figura tomada de [36].	13
1.3.	Cambio de la densidad de átomos con la potencia del láser por LIAD para diferentes longitudes de onda, figura tomada de [36].	14
1.4.	Dispensadores de rubidio y cesio, figura tomada de [45].	15
1.5.	Señal de LIAD para configuración abierta (azul) y cerrada (rojo), figura tomada de [45].	16
1.6.	Control de la densidad de átomos con la intensidad de luz, figura tomada de [1].	19
1.7.	Cambio periódico en la densidad de átomos de sodio por una función senoidal de la intensidad de la luz, figura tomada de [1].	20
2.1.	Ley de Snell descripción grafica.	24
2.2.	Propagación de vectores para la reflexión total interna. Imagen tomada de [18].	26
2.3.	Ilustración del fenómeno de reflexión total interna frustrada. .	29
2.4.	Transmitancia del campo evanescente con reflexión total interna frustrada para el modo de polarización perpendicular del campo eléctrico con distintos valores de índice de refracción($n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,4$ y $n_3 = 1,3$).	30
2.5.	Transmitancia del campo evanescente con reflexión total interna frustrada para el modo de polarización paralelo del campo eléctrico con distintos valores de índice de refracción($n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,4$ y $n_3 = 1,3$).	30
2.6.	Perdida de energía en una guía de onda a través de un medio absorbente. Imagen tomada de [49].	31
3.1.	Vista general del arreglo experimental.	34

3.2.	Diodo láser thorlabs l405p20, figura tomada de [47].	35
3.3.	A la izquierda se ilustra la vista desde la parte trasera del diodo con la numeración de cada uno de los pines y a la derecha se muestra la asignación de cada uno de los pines y la forma en que se conectan los diodos, figura tomada de [48].	36
3.4.	Posición de los interruptores para la configuración tipo B, figura tomada de [46].	36
3.5.	Posición de las ranuras del LDM21 y su correspondiente pin del diodo, figura tomada de [46].	37
3.6.	Imagen ampliada del campo de visión con el sistema de imagen.	38
3.7.	Imagen del acoplador tomada por SEM, cortesía del doctor Rafael Salas Montiel.	39
3.8.	Expansión del haz en la dirección del eje x	41
3.9.	Expansión del haz en la dirección del eje y	42
4.1.	Visión de la parte superior del prisma tomada con la cámara DCC1545M-GL.	47
4.2.	Vista desde arriba de la cara superior del prisma y su semejante puesta en una escala de color falso.	48
4.3.	Visión de la parte superior del prisma con un trozo de toalla delgada encima del prisma.	48
4.4.	Visión de la parte superior del prisma con un trozo de toalla delgada con metanol encima del prisma	49
4.5.	dispersión de luz del campo evanescente	49
4.6.	Esquemático de la trayectoria del haz dentro del prisma. . . .	51
4.7.	Propuesta de dispersión de fotones en la guía de onda plana. .	52

Resumen

Como objetivo principal partimos de el interés de generar un dispensador de rubidio que tuviera un bajo consumo de energía. Los trabajos realizados alrededor del fenómeno de LIAD mostraban que con tan solo $10mW/cm^2$ eran mas que suficientes para desabsorber átomos y atraparlos en una MOT. En esta dirección se propuso el uso de una guía de onda a través de la cual podríamos distribuir la luz de manera uniforme de manera que el campo evanescente en la superficie tuviera la suficiente intensidad para desabsorber los átomos de rubidio.

En este trabajo de tesis exponemos el proceso que se requirió seguir para obtener la medición de un campo evanescente a través de la dispersión de fotones, explicando todo el proceso de determinar la existencia de dicho campo hasta la medición final de su distribución de intensidad. Se describe el arreglo experimental necesario para las mediciones que se realizaron, así como la función que desempeña cada uno de los componentes dentro del arreglo. Finalmente, a través de la medición de la potencia de incidencia y de salida realizamos un calculo de la constante de proporcionalidad entre la intensidad real del campo evanescente y la intensidad relativa a las cuentas de nuestras mediciones para la calibración de la cámara, para su uso en la medición de la distribución de intensidad en la guía de onda plana.

Capítulo 1

Introducción a LIAD

1.1. Tecnologías cuánticas

La mecánica cuántica es una de las ramas de la física más recientes de la física, incluso una de las ramas más jóvenes de toda la ciencia si la comparamos con otras disciplinas milenarias como lo es la geometría, esta se encarga del estudio de la naturaleza a escalas muy pequeñas como lo son los sistemas atómicos y subatómicos. Esta surge a principios del siglo XX para dar solución a los problemas que en aquel momento las teorías clásicas no pudieron describir tal es el caso del problema de la radiación de cuerpo negro [33]. La mecánica cuántica junto con la teoría de la relatividad forma el conjunto de la física moderna hoy en día.

A mediados del siglo XX se encuentra en la mecánica cuántica una gran cantidad de aplicaciones en las diferentes ramas de la ciencia, la conocida primera revolución cuántica [19]. Durante este periodo se desarrollaron diferentes inventos como lo son los transistores, las celdas fotovoltaicas, los láseres entre otros, estos han encontrado gran aplicación en los campos de la industria, la computación, la electrónica, medicina, energía e incluso aplicación en la misma rama de la física en los diferentes campos de investigación, principalmente los láseres en el campo de la física atómica y la óptica cuántica.

Como mencionamos anteriormente uno de los campos que más se ha beneficiado de la aplicación del láser y de las que más ha tenido impacto en sus aplicaciones es el campo de la física atómica, con lo cual se han desarrollado técnicas para atrapar y enfriar átomos cerca del cero absoluto, lo cual en

1997 les hizo merecedores del premio nobel de física a C. Cohen-Tannaudji, William D. Philips y Steven Chu [9, 10, 32]. Posteriormente otra de las aplicaciones fue la creación de los condensados de Bose-Einstein por el cual en 2001 hizo ganadores del premio nobel de física a Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle y Carl E. Wieman [22, 51].

Estos sistemas atómicos han demostrado tener grandes aplicaciones en el campo de la computación e información cuántica, sensores cuánticos, metrología cuántica entre otros, en este último una gran aplicación de la metrología cuántica con átomos fríos son las mediciones de precisión del tiempo aplicados en los relojes atómicos, así como la medición de campos como lo es la magnetometría y la gravimetría [8, 15]. En particular en el laboratorio de átomos fríos de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí estamos interesados en las pruebas de gravimetría para la realización de mediciones de precisión de la aceleración de la gravedad.

Hoy en día uno de los retos más importantes para el desarrollo de nuevas tecnologías cuánticas es el diseñar dispositivos portátiles capaces de crear gases atómicos ultra fríos para poder hacer estas mediciones de precisión en un ambiente fuera de laboratorio. Algunos de los inconvenientes al diseñar estos dispositivos son la miniaturización de las trampas atómicas, el control sobre el vacío y el enfriamiento de los gases atómicos fuera del laboratorio, así como los grandes consumos de energía que requiere para que todo funcione correctamente. En este último aspecto los dispensadores de átomos alcalinos por medio de termalización suelen tener un gran consumo de energía con corrientes de funcionamiento de algunos amperes y liberando átomos a gran temperatura que suelen arruinar el vacío que se necesita para la trampa atómica [7, 16]. De esta forma la desorción de átomos inducida por luz (LIAD por sus siglas en inglés) presenta una solución para estos problemas que se presentan [2, 11, 13, 34].

1.2. Fenomenología de LIAD

LIAD son las siglas de Light Induced Atomic Desorption, este fenómeno se da cuando los átomos que se encuentran inmersos en una superficie son liberados cuando esta es iluminada con luz. Este efecto puede ser comparable con el efecto fotoeléctrico en el cual un material emite electrones cuando es iluminado con luz a cierta frecuencia que supera el umbral de la función de trabajo. A pesar de esto no debe confundirse con el efecto fotoeléctrico ya que

en este los electrones emitidos provienen del mismo material que está siendo iluminado, mientras que en el efecto de LIAD los átomos que son liberados no pertenecen al material de la superficie del cual son desabsorbidos y del cual puede depender la eficiencia de este efecto.

Las primeras reportes de LIAD se observaron en experimentos de desorción de átomos de rubidio (Rb) [2, 4, 5, 12, 13, 20, 21, 23–27, 34–37, 39, 41, 45], cesio (Cs) [5, 31, 45] y sodio (Na) [1, 14], en átomos de Rb y Cs la superficie sobre la cual se había recubierto la celda era un recubrimiento de polidimetilsiloxano (PDMS) y un recubrimiento de octametilciclotetrasiloxano (OCT) para los átomos de Cs, hasta incluso ha sido observado en moléculas de Na₂ [36].

Hasta el día de hoy se ha demostrado que el efecto de LIAD se puede observar en casi todos los átomos alcalinos como el potasio (K) [4, 24, 25, 45], el francio (Fr) [38, 42] y recientemente también observado en átomos de litio (Li) [11]. Una de las razones por las cuales LIAD se ha observado en este tipo de átomos es por sus aplicaciones en la física atómica, esto debido a que las trampas atómicas son cargadas con estos elementos debido a que es fácil crear un vapor atómico de estos elementos y que para atraparlos en una MOT solo se requieren de dos láseres, los cuales son el haz trampa y el rebombeador.

Además, la estructura que tienen estos átomos es realmente similar a la del átomo de hidrogeno, todos comparten la característica de tener su ultimo electrón en la capa S, esto tiene su ventaja a la hora de hacer los cálculos de la función de onda y los niveles de energía del último electrón de estos átomos ya que suelen ser muy similares a los del átomo de hidrogeno.

La efectividad que podemos obtener con LIAD depende de muchos factores entre los que más resaltan son la intensidad y longitud de onda de la luz, así como también el átomo que nosotros deseamos liberar, el recubrimiento o superficie del cual vamos a desabsorber los átomos, así como también la geometría de este, en el cual puede influir el volumen, superficie, así como si el sistema es abierto o cerrado.

Podemos observar el comportamiento de LIAD en la gráfica que se muestra en la figura 1.1, En esta podemos observar tres regiones importantes las cuales son divididas por los tiempos t_0 y t_{off} , los cuales corresponden a los tiempos en los cuales la luz que desabsorbe los átomos es encendida y el tiempo en el que la luz se apaga. Estos se caracterizan por provocar un incremento y decaimiento en la densidad de átomos alcalinos que son liberados respectivamente.

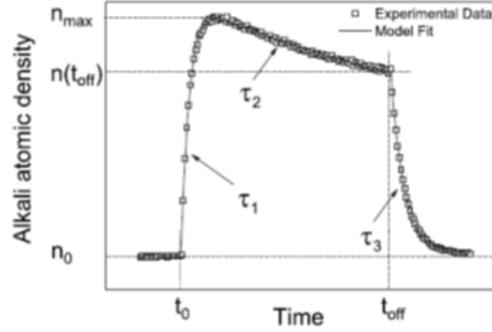


Figura 1.1: Típica señal de LIAD y su ajuste, figura tomada de [45].

Estas tres regiones son caracterizadas por tres constantes de tiempo τ_1 , τ_2 y τ_3 . Cada uno de estos tiempos característicos se obtiene haciendo un ajuste exponencial en cada una de las tres diferentes regiones. La exponencial a la que se ajusta es de la forma $e^{((-t)/\tau)}$, donde τ es el tiempo característico de la exponencial que marca el tiempo en el que la señal cae un valor de $1/e$ del valor inicial, τ_1 es el tiempo que transcurre desde el momento en que se enciende la luz de LIAD desde el tiempo t_0 y se caracteriza por un rápido incremento en la densidad atómica n_{max} . Posteriormente τ_2 caracteriza un pequeño decrecimiento en la densidad de átomos mientras que la luz de desabsorción permanece encendida. Finalmente τ_3 representa un tiempo de relajación en la densidad atómica hasta nuevamente alcanzar el punto de equilibrio a la densidad inicial n_0 una vez que la luz de desabsorción es apagada.

Algunos de los valores característicos de una curva de LIAD como lo son el valor máximo de densidad alcanzado, o el tiempo de incremento de densidad τ_1 dependen de algunos parámetros como lo pueden ser la intensidad de la luz con la que se ilumina o la longitud de onda que se utiliza como veremos a continuación.

1.2.1 Dependencia de LIAD con intensidad de la luz

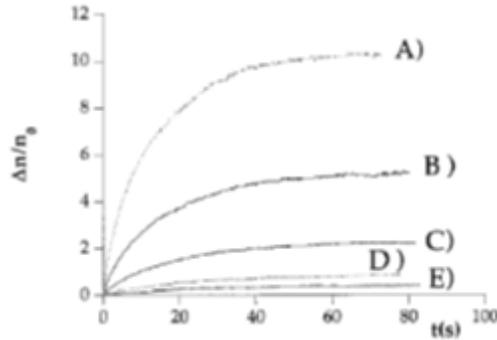


Figura 1.2: Cambio máximo de la densidad de vapor relativa en función de la intensidad, figura tomada de [36].

En la figura 1.2 se ilustra el cambio relativo de la densidad de vapor de átomos de rubidio en función del tiempo. Las diferentes curvas corresponden a diferentes intensidades de la luz con la cual se ilumina el dispensador, la longitud de onda del láser que se utilizó es de 800nm, la intensidad del láser para cada curva fue de 181mW, 51.7mW, 12.4mW, 2mW y 0.78mW para las curvas A, B, C, D y E respectivamente. Como podemos ver en las gráficas una vez que la desorción de átomos inicia la densidad de vapor incrementa hasta alcanzar un valor máximo.

Podemos ver la relación entre la efectividad de LIAD con la intensidad de luz, en la figura 1.2 para las diferentes potencias del láser se ilumina sobre una misma superficie durante el experimento por lo cual es fácil hacer un cálculo de la intensidad que se usó simplemente dividiendo los diferentes valores de la potencia sobre el área común, esto es pues solo un reescalamiento de los valores de potencia a intensidad, pero la dependencia final entre el efecto de LIAD con la potencia es similar al que se obtendría con la intensidad.

La dependencia de LIAD con la intensidad de la luz se puede entender de manera similar a la relación que hay entre la intensidad de la luz y el efecto fotoeléctrico, en el cual un incremento en la intensidad de la luz se representa como un aumento en el número de fotones enviados, los cuales arrancan una mayor cantidad de electrones en los metales. De manera análoga el incremento en la intensidad de la luz provoca un mayor número de átomos desabsorbidos de la superficie provocando así un aumento en la densidad

atómica.

Aunque con lo visto sabemos que a mayor intensidad obtenemos un mejor efecto de LIAD no hace falta ir muy lejos, ya que en diferentes trabajos se ha mostrado que no se requiere de una gran intensidad para poder observar y usar LIAD, con tan solo una intensidad de $10\text{mW}/\text{cm}^2$ es más que suficiente para trabajar con rubidio [2, 4, 34, 36].

1.2.2 Dependencia de LIAD con la longitud de onda

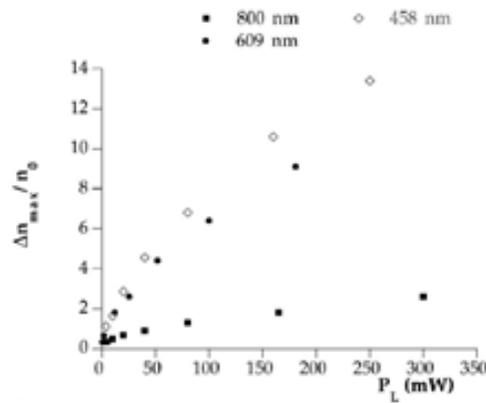


Figura 1.3: Cambio de la densidad de átomos con la potencia del láser por LIAD para diferentes longitudes de onda, figura tomada de [36].

Como vimos en la figura 1.2 mientras la fuente de luz que produce la desorción este encendida tendremos un incremento en la densidad relativa del vapor de átomos. En la figura 1.3 lo que podemos ver es una comparación del máximo cambio de densidad de átomos en la trampa como una función de la potencia de emisión del láser, las diferentes series de puntos se refieren al mismo experimento, pero utilizando diferentes longitudes de onda. Aquí podemos observar dos cosas: la primera es que tomando cualquiera de las series podemos ver que el máximo cambio de densidad incrementa conforme aumentamos la intensidad de la luz; y la segunda es que tomando diferentes valores de longitud de onda para una intensidad de laser determinada, la densidad de átomos cambia en mayor medida también cuando disminuimos la longitud de onda.

Si nuevamente hacemos una comparación con el efecto fotoeléctrico es claro que la longitud de onda juega un papel similar en los dos fenómenos, y

es que a menor longitud de onda se logra un mayor cambio en la densidad de átomos, hay que notar que a diferencia del efecto fotoeléctrico para LIAD no hay definido algo parecido a la función de trabajo que nos define el máximo valor de longitud de onda para el cual podemos tener desabsorción atómica. Esto se debe a que a diferencia de los electrones en un metal en el cual todos los electrones interactúan simétricamente con sus vecinos el potencial requerido para extraerlos es el mismo para todos, mientras que en LIAD la interacción puede depender tanto del tipo de átomo como de la superficie y recubrimiento que se utiliza de esta manera la diferencia entre las interacciones hace que no haya un mínimo de energía bien definido para este, sino que hay diferentes valores de energía para los cuales pueden ser desabsorbidos.

Como mencionamos anteriormente LIAD tiene una gran aplicación en la física atómica en el área de carga de una trampa ya que la desabsorción de los átomos depende en gran medida de la intensidad y longitud de onda de la luz que se aplica sobre el recubrimiento. De esta manera se puede tener un gran control sobre la densidad de átomos en la trampa simplemente modulando estos parámetros.

1.2.3 Dependencia de LIAD con la configuración de la celda

Existen otros parámetros que pueden también alterar la cantidad de átomos que son liberados mediante LIAD, como lo pueden ser la geometría, superficie o material del que este hecho la superficie sobre la que reposan los átomos. Por ejemplo, algunas de las celdas para liberar átomos suelen tener un tallo, en el cual se pone una gota de la muestra del cual se obtiene el vapor de átomos que se piensa liberar como los que se ven en la siguiente figura.

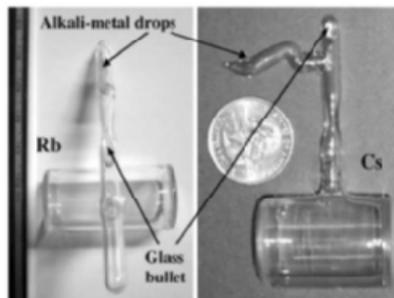


Figura 1.4: Dispensadores de rubidio y cesio, figura tomada de [45].

Además de este tallo que contiene una gota de la muestra de los átomos cuentan en su interior también con una esfera de vidrio, la cual se puede desplazar a lo largo del tallo para abrir y cerrar el acceso al resto de la celda. El hecho de que el sistema este cerrado o abierto tiene un efecto en la efectividad de LIAD como se muestra en la figura 1.5.

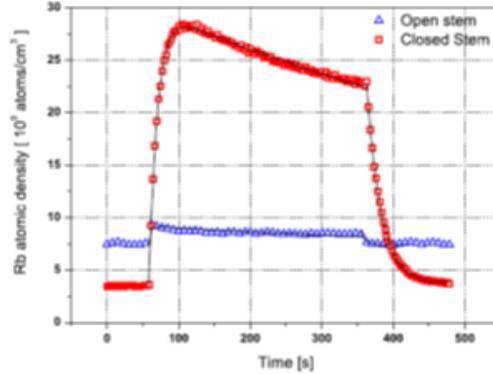


Figura 1.5: Señal de LIAD para configuración abierta (azul) y cerrada (rojo), figura tomada de [45].

En las dos diferentes configuraciones podemos notar varias cosas. Lo primero es que el máximo cambio en la densidad de rubidio que se puede alcanzar se logra en el sistema cerrado; y además el valor de la densidad inicial n_0 es menor en el caso cerrado. Otro detalle a tomar en cuenta es que en el caso de configuración abierta la tasa de disminución en la densidad durante el periodo de tiempo τ_2 es menor que en la configuración cerrada. Si bien el máximo cambio en la densidad atómica es menor la densidad permanece más constante en este intervalo de tiempo.

Estas diferencias ocurren debido a que cuando el sistema tiene el tallo abierto, esto es, nuestro sistema tiene acceso a la gota del metal alcalino esta gota actúa como un reservorio de átomos para el dispensador incrementando la densidad atómica hasta alcanzar una nueva densidad de equilibrio, mientras que con el tallo cerrado no observamos esta interacción y la densidad inicial es menor. Esto además provoca que, al momento de aplicar luz sobre el dispensador el cambio de densidad sea más significativo con el sistema cerrado, que con el sistema abierto pues el crecimiento obtenido cuando está cerrado es más notable al crecimiento que alcanza estando abierto.

Otra diferencia que se puede apreciar además del crecimiento relativo

es que con el tallo cerrado se alcanzan densidades mas altas, esto es como mencionamos anteriormente el vapor el rubidio con el tallo abierto es menor que con el tallo cerrado, lo cual permite en el caso cerrado que haya mas átomos disponibles en la superficie a la hora de aplicar LIAD.

Otra de las características de LIAD es que esta no depende de otras características más complejas de la luz como lo pueden ser su polarizabilidad, su ancho de línea, o la coherencia que tenga [21, 24, 37], si no que solamente depende de la cantidad de luz que le llega, longitud de onda, así como de la superficie sobre la que incide lo cual lo hace un mecanismo simple de implementar.

1.3. Tipo de recubrimientos

Otro de los puntos importantes para la desabsorción atómica es el tipo de recubrimiento sobre el cual el vapor de átomos inicial es expuesto sobre la celda. LIAD es un efecto que está presente en diferentes tipos de superficies, el uso de ciertos recubrimientos puede mejorar el desempeño de este, además de que el mismo recubrimiento cumple también la función de un reservorio para los átomos. Estos cambios en la efectividad de LIAD pueden deberse a diferentes factores que van desde la estructura misma de la superficie hasta la interacción que pueda haber entre átomos y superficie.

Existen diferentes tipos de recubrimientos que se utilizan como los ya anteriormente mencionados que fueron los primeros en utilizarse, el PDMS y el OCT [13, 36]. Otros recubrimientos son por ejemplo la parafina, vidrio poroso, vycor, pyrex, acero inoxidable, quartz, entre otros [11, 14, 21, 24, 35, 41, 45].

Algo que podemos notar es que a pesar de ser diferentes muestras el efecto de LIAD es realmente muy eficiente en rubidio teniendo uno de las tasas de carga más altas entre los diferentes átomos como se muestra en el cuadro 1.1.

Átomo	Tasa de carga (átomos/ segundo)	Superficie	Referencia
Litio	4×10^3	Silica	[11]
Sodio	3×10^6	$TiO_2 + SiO_2$	[14]
Potasio	8×10^7	Vycor	[4]
Rubidio	2×10^8	PDMS	[37]

Cuadro 1.1: Diferentes valores de carga de átomos para diferentes superficies y muestras.

El uso de cada uno de los diferentes recubrimientos puede dar como resultado tasas de carga de átomos que van del orden de 10^5 átomos por segundo hasta 10^8 átomos por segundo como en el caso del rubidio. Si tomamos por ejemplo los átomos de rubidio con diferente recubrimiento obtenemos diferentes tasas de carga como las que se ilustran en el cuadro 1.2.

Superficie	Tasa de carga (átomos/ segundo)	Referencia
Pyrex	3×10^8	[24]
Acero inoxidable	8×10^5	[21]
PDMS	2×10^8	[37]
Quartz +pyrex	10^6	[41]
Vycor	$1,2 \times 10^9$	[4]

Cuadro 1.2: Diferentes valores de carga de trampas de átomos de rubidio por LIAD con diferentes superficies.

Hay que tener en cuenta que los cuadros 1.1 y 1.2 a pesar de tener diferencias de algunos ordenes de magnitud entre los diferentes tipos de superficie, las diferencias entre los valores pueden variar con parámetros externos, como la intensidad de la luz y la longitud de onda, esto debido a que estas pruebas fueron realizadas por diferentes grupos.

En nuestro caso en el laboratorio de átomos fríos de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, se han logrado atrapar 8×10^8 átomos de rubidio con un tiempo de vida de $\tau = 12s$ [28]. La tasa de carga se puede calcular aproximadamente con el cociente de estos dos valores [4].

En el caso de un dispensador portátil en la práctica bastara solo con atrapar una cantidad de tan solo 10^7 átomos que con el tiempo de vida mencionado bastaría con una tasa de carga de $8,3 \times 10^6$ átomos/segundo. Con esto último y de acuerdo a la literatura el PDMS es un recubrimiento

que da buenos resultados con los diferentes tipos de átomos alcalinos y de acuerdo al cuadro 1.2 la tasa de carga que se ha logrado en rubidio nos dice que es más que suficiente para lo que esperamos.

1.4. Aplicaciones de LIAD

1.4.1 Control de la densidad atómica

Como vimos al inicio del capítulo existen diferentes parámetros que pueden hacer más o menos eficiente el efecto de LIAD, uno de los más importantes es la intensidad de la luz con la que se aplica la desabsorción de los átomos llegando de esta manera a poder controlar la densidad de átomos que son liberados.

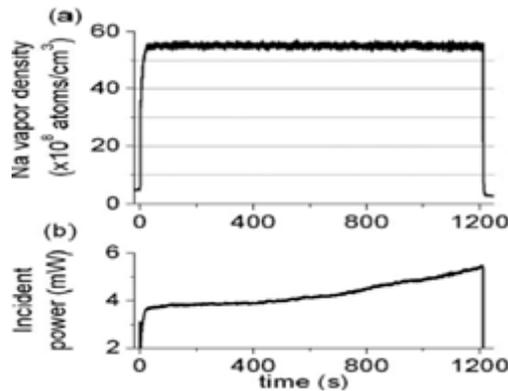


Figura 1.6: Control de la densidad de átomos con la intensidad de luz, figura tomada de [1].

Como podemos ver en la figura 1.6 se ha logrado mantener un valor constante de la densidad de átomos de sodio incrementando gradualmente la intensidad de la luz con la que se aplica LIAD, con este incremento lo que se hace es compensar el pequeño decaimiento de la densidad de átomos durante el intervalo de tiempo de τ_2 después de que este alcanza su valor máximo.

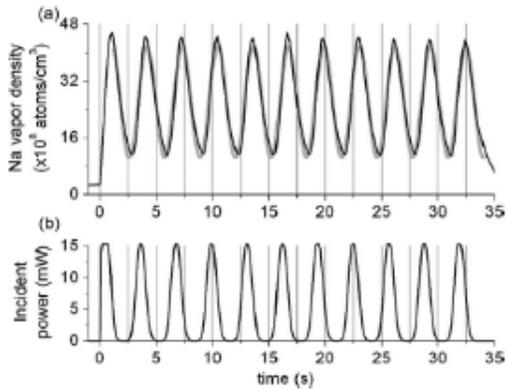


Figura 1.7: Cambio periódico en la densidad de átomos de sodio por una función senoidal de la intensidad de la luz, figura tomada de [1].

De la misma forma en la figura 1.7 podemos ver una modulación senoidal en la densidad de átomos de sodio, que es provocado de la misma manera por un cambio senoidal en la intensidad de la luz que desabsorbe los átomos.

1.4.2 Carga de una MOT

Otra de las aplicaciones más importantes de LIAD hoy en día es en la carga de una MOT (Magneto-optical trap) y las ventajas que este presenta sobre los dispensadores de uso más común que son los dispensadores tipo Getter. Estos dispensadores liberan átomos al calentar el dispositivo a través de una corriente, la desventaja es que estos agregan una carga significativa de gas al vacío que provoca una disminución en el tiempo de vida de la trampa [7, 16].

En este rubro LIAD presenta una alternativa pues un dispensador basado en este fenómeno favorece a que se preserve el vacío en la trampa. Esto se puede ver en la figura 1.1, en esta podemos observar como la densidad de átomos alcalinos que hay en la cámara disminuye hasta su valor inicial poco tiempo después de apagar la luz de desabsorción. Lo cual favorece a que el vacío de fondo de la trampa regrese a su valor inicial prolongando el tiempo de vida de esta.

Otra de las ventajas de un dispensador a base de LIAD en comparación con los dispensadores de uso común es en el consumo de energía. Un dispensador de tipo Getter requiere de una corriente de alimentación alrededor de los 3-4A y requiere de un voltaje entre 3-4V, en promedio un dispensador de

estos requiere de una potencia de 12.5W. Si bien no representa un problema en el laboratorio al querer implementarlo en un dispositivo portátil para aplicaciones de física atómica se hace muy ineficiente debido al alto consumo de energía.

En esta trayectoria un dispensador basado en el fenómeno de LIAD es más eficiente pues como hemos visto LIAD se puede apreciar con una fuente de luz que irradie al menos unos cuantos mW/cm^2

De esta manera un diodo láser como el l405p20 de thorlabs el cual opera con una corriente de 38mA y con un voltaje de 4.8V solo necesita una potencia de 182.4mW, la cual es una potencia que puede ser suministrada con una batería. El diodo emite una potencia de 20mW por lo cual aplicándolo sobre un área pequeña de algunos centímetros cuadrados podrá suministrar la intensidad suficiente para observar LIAD.

Finalmente, en esta dirección nuestro objetivo es el de crear un dispositivo basado en LIAD, el cual solucione los problemas que generan los dispensadores de uso común y que además sea de muy bajo consumo para su implementación en dispositivos portátiles como lo son los gravímetros para sus distintas aplicaciones.

Capítulo 2

Teoría de campo evanescente

2.1. Introducción

En este capítulo revisaremos los principales conceptos del campo evanescente partiendo de la ley de refracción o la ley de Snell aplicándolo al caso de la reflexión total interna, esto es, cuando la luz que viaja de un medio con menor índice de refracción a uno mayor y como esta propiedad tiene su aplicación en la transmisión de luz a través de las guías de onda como lo son las fibras ópticas.

Posteriormente combinaremos las ecuaciones del caso de reflexión total interna con las ecuaciones de Fresnel que nos describen el cambio en la amplitud del campo eléctrico al pasar un haz de luz de un medio a otro para la demostración de la existencia del campo evanescente. Finalmente, y en dirección de nuestro trabajo de tesis, vamos a hablar sobre los trabajos que se han realizado en dirección de la medición del campo evanescente.

2.2. Demostración de la existencia del campo evanescente

2.2.1 Ley de Snell y reflexión total interna

Como mencionamos anteriormente comencemos describiendo la ley de Snell y las condiciones que se deben presentar para la existencia de la reflexión total interna.

En óptica de rayos, la ley de Snell nos describe el cambio en la trayectoria

que sigue un haz de luz cuando este pasa de un medio a otro. Este cambio en la trayectoria es descrito por el índice de refracción de los dos medios y el ángulo de inclinación que sigue el rayo con respecto a la normal a la superficie que separa a los dos medios [3, 18].

$$n_i \text{sen}(\theta_i) = n_t \text{sen}(\theta_t) \quad (2.1)$$

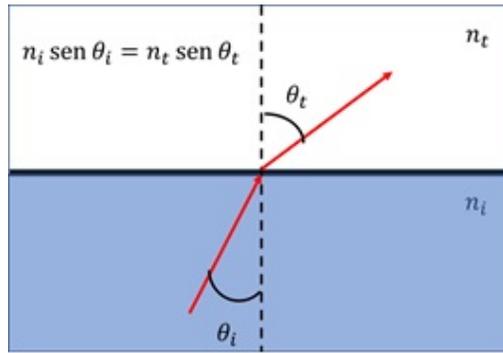


Figura 2.1: Ley de Snell descripción grafica.

Como se muestra en la figura 2.1 los subíndices i y t se refieren a los valores de índice de refracción y ángulo incidente y transmitido respectivamente. La reflexión total interna es un fenómeno en el cual existe un cierto ángulo crítico en el cual la luz es completamente reflejada, es decir, no hay ningún tipo de transmisión. Esto se da cuando la luz viaja de un medio con mayor índice de refracción a otro con uno menor ($n_t < n_i$).

El ángulo crítico es perfectamente descrito por la ley de Snell en la siguiente expresión:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right) \quad (2.2)$$

Para el caso mencionado anteriormente ($n_t < n_i$) es claro ver que para el valor de $\theta_i = \theta_c$ el valor para el ángulo de transmisión es de 90 grados. Como el seno es una función creciente cualquier valor incidente por encima del ángulo crítico significaría que el seno del ángulo transmitido tendría que ser mayor que 1, pero esto no es posible ya que $\text{sen}\theta_t$ alcanza su máximo en 90 grados. Mas allá de esto la luz solo se refleja de tal manera que no existe ningún tipo de transmisión hacia el otro medio.

2.2.2 Ecuaciones de Fresnel

Con la ley de Snell junto a la ley de reflexión podemos estudiar perfectamente cómo se divide y viaja un rayo de luz cuando pasa de un medio a otro. Ahora las ecuaciones de Fresnel nos dan las relaciones de conservación de la energía pues estas nos determinan la relación entre la amplitud de una onda incidente y las amplitudes de los rayos que se reflejan y transmiten .

Explícitamente las ecuaciones de Fresnel nos dan el cociente entre la amplitud de la onda incidente y el de la onda transmitida o reflejada que son descritos por los coeficientes de reflexión y transmisión que aparecen en las siguientes ecuaciones [18]:

$$r_{\perp} \equiv \left(\frac{E_{or}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{n_i \cos(\theta_i) - n_t \cos(\theta_t)}{n_i \cos(\theta_i) + n_t \cos(\theta_t)} \quad (2.3)$$

$$t_{\perp} \equiv \left(\frac{E_{ot}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2n_i \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_i) + n_t \cos(\theta_t)} \quad (2.4)$$

$$r_{\parallel} \equiv \left(\frac{E_{or}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{n_t \cos(\theta_i) - n_i \cos(\theta_t)}{n_i \cos(\theta_t) + n_t \cos(\theta_i)} \quad (2.5)$$

$$t_{\parallel} \equiv \left(\frac{E_{ot}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{2n_i \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_t) + n_t \cos(\theta_i)} \quad (2.6)$$

Como se puede apreciar existen dos expresiones para los cocientes de transmisión y reflexión que se refieren a los símbolos de \parallel y de \perp [18], estos se refieren al vector de polarización del campo eléctrico cuando viaja de un medio a otro, el primero se refiere al caso en el que la dirección del campo eléctrico está sobre el plano en el que viaja la luz que se está propagando de un medio a otro y el segundo es cuando la polarización del campo eléctrico es perpendicular a este plano, dependiendo de cuál sea el caso son las ecuaciones que se utilizan.

2.2.3 El campo evanescente

Supongamos que tenemos un campo eléctrico inicial como el que se ilustra en la figura 2.2.

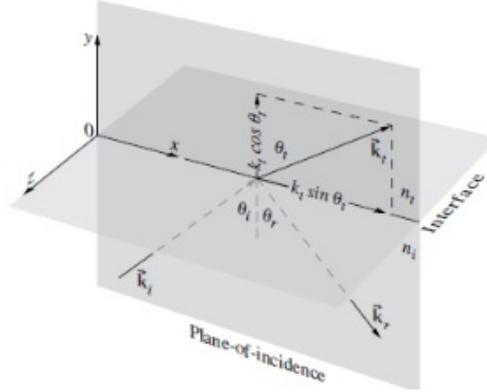


Figura 2.2: Propagación de vectores para la reflexión total interna. Imagen tomada de [18].

La expresión para el campo que se transmite a través de la interfase está dado por la siguiente expresión:

$$E_t(\vec{x}, t) = E_{0t} \exp\{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)\} \quad (2.7)$$

En donde:

$$k_{tx} = k_t \text{sen}(\theta_t) \quad (2.8)$$

$$k_{ty} = k_t \text{cos}(\theta_t) \quad (2.9)$$

Usando la ley de Snell y la relación de $\text{sen}^2(\theta) + \text{cos}^2(\theta) = 1$, podemos encontrar la expresión de $\text{sen}(\theta_t)$ y $\text{cos}(\theta_t)$ en función del ángulo de incidencia y los índices de refracción como sigue:

$$\text{sen}(\theta_t) = \frac{n_i}{n_t} \text{sen}(\theta_i) \quad (2.10)$$

$$\text{cos}(\theta_t) = \pm \left(1 - \frac{n_i^2}{n_t^2} \text{sen}^2(\theta_i)\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

Como vimos al inicio del capítulo el caso de reflexión total interna implica que $n_t < n_i$ por lo tanto $\frac{n_i}{n_t} > 1$, como el seno es una función creciente de 0 a

90 grados quiere decir que, para cualquier valor del ángulo de incidencia que sea mayor que el ángulo crítico tendremos que:

$$1 - \frac{n_i^2}{n_t^2} \text{sen}^2(\theta_i) < 0 \quad \text{si} \quad \theta_i > \theta_c$$

De esta manera podemos reescribir la expresión del $\cos(\theta_t)$ como sigue:

$$\cos(\theta_t) = \pm i \left(\frac{n_i^2}{n_t^2} \text{sen}^2(\theta_i) - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

Ahora tenemos una expresión para el campo evanescente o el campo que se propaga al segundo medio en condiciones de reflexión total interna, y es:

$$E_t(\vec{x}, t) = \vec{E}_{0t} \exp\{-\beta y\} \exp\left\{ik_t \left(\frac{n_i}{n_t} \text{sen}(\theta_i)x - \omega t\right)\right\} \quad (2.13)$$

en donde:

$$\beta = k_t \left(\frac{n_i^2}{n_t^2} \text{sen}^2(\theta_i) - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.14)$$

Como podemos ver de la expresión anterior para el campo evanescente, el primer término corresponde a la amplitud que se transmite en la interfase. El segundo termino es una exponencial negativa real, el cual se desvanece rápidamente conforme nos alejamos en la dirección del eje y. Finalmente el tercer termino corresponde a una onda que viaja en la dirección del eje x cuya amplitud varia con los valores de los primeros dos términos.

Finalmente, solo queda determinar el valor de \vec{E}_{0t} para esto utilizaremos a modo de ejemplo el caso para el modo de polarización perpendicular del campo eléctrico. De esta manera tenemos que $\vec{E}_{0t} = t_{\perp} \vec{E}_0$. Para el caso de reflexión total interna reemplazamos la ecuación (2.12) en la (2.4) y obtenemos que:

$$t_{\perp} = \frac{2n_i \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_i) + in_t \sqrt{\frac{n_i^2}{n_t^2} \text{sen}^2(\theta_i) - 1}} \quad (2.15)$$

La ecuación (2.15) se puede expresar como un numero complejo a la forma exponencial de la forma $t_{\perp} = r \exp\{i\phi\}$ en donde r y ϕ nos quedan como:

$$r = \frac{\sqrt{(2n_i^2 \cos^2(\theta_i))^2 + (n_i n_t \cos(\theta_i) \alpha)^2}}{n_i^2 \cos^2(\theta_i) + n_t^2 \alpha^2} \quad (2.16)$$

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{n_i n_t \cos(\theta_i) \alpha}{2n_i^2 \cos^2(\theta_i)}\right) \quad (2.17)$$

En las ecuaciones anteriores $\alpha = \sqrt{\frac{n_i^2}{n_t^2} \operatorname{sen}^2(\theta_i) - 1}$.

De esta manera nos queda que el valor del coeficiente de transmitancia para calcular el campo eléctrico externo consta de dos partes, el primero es un coeficiente de atenuación que representa el cambio en la magnitud del campo eléctrico y el segundo es un cambio en la fase del al momento de trasmitirse el campo.

Si bien en el caso de reflexión total interna el campo eléctrico no es nulo en el segundo medio hay que tener en cuenta la expresión anterior, pues la dirección en la que viaja la onda evanescente es en la dirección de la interfase entre los dos medios y ninguna componente del campo transmitido va en dirección del segundo medio. Por lo cual podemos decir que no hay ningún tipo de transmisión de energía del campo eléctrico fuera del primer medio.

2.3. Transmisión de energía de un campo evanescente

Como mencionamos en la sección anterior, una onda evanescente a pesar de poseer campo eléctrico no transmite ningún tipo de energía hacia el otro medio. En esta última sección hablaremos de los mecanismos mediante los cuales se puede lograr la transmisión y medición de esta misma. Estas técnicas de medición en las que otros grupos ya han trabajado son las técnicas de reflexión total interna frustrada, y la espectroscopia de absorción de onda evanescente.

2.3.1 Reflexión total interna frustrada

La reflexión total interna frustrada ocurre cuando en condiciones de reflexión total interna aparece un tercer medio con un índice de refracción mayor que el del segundo medio tal como se ilustra en la siguiente figura 2.3, si este

está lo suficientemente cerca del primer medio la onda evanescente se podrá propagar a través de este [17, 40, 50].

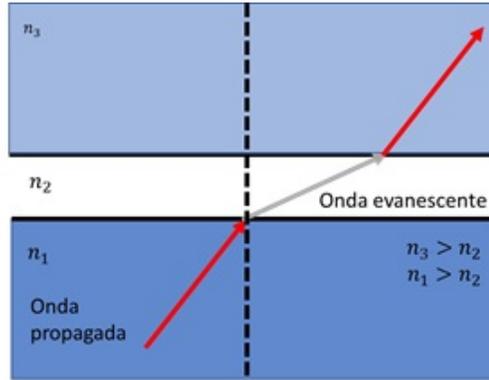


Figura 2.3: Ilustración del fenómeno de reflexión total interna frustrada.

Ahora originalmente teniendo solamente dos medios la amplitud del campo evanescente decae exponencialmente al punto de que para distancias más grandes que $\frac{1}{\beta}$ el valor del campo ya a caído en un factor de $\frac{1}{e}$ de su valor inicial. Sin embargo, cuando acercamos un tercer medio para que la luz se refracte hacia este la amplitud del campo evanescente es lo suficientemente grande como para medirlo.

Un experimento sencillo para ver este fenómeno es utilizando un vaso transparente con agua, si miramos por encima de el acierto ángulo mayor al crítico al punto de que no podremos ver lo que hay más haya pues toda la luz se reflejara internamente, pero sosteniendo con la mano aplicando algo de presión nuestra mano se acercara tanto que actuara como este tercer medio al punto de poder ver el relieve de nuestros dedos. Este mismo principio es el que se usa para distintas aplicaciones como los detectores de huellas dactilares.

La proporción de luz que se transmite depende de diferentes factores como el índice de refracción de los medios que se utilizan, los modos de polarización del campo eléctrico o de la distancia que hay entre el primer y tercer medio. Para el caso en el cual el índice de refracción del primer y tercer medio es el mismo la expresión para la transmitancia total tiene la siguiente forma: [40]:

$$T = \frac{1}{1 + \gamma \operatorname{senh}^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 \operatorname{sen}^2(\theta_i) - 1}\right)} \quad (2.18)$$

En la ecuación (2.18) γ puede tomar dos valores dependiendo del modo de polarización del campo eléctrico los cuales son:

$$\gamma_{\perp} = \left[\frac{(n^2 - 1)}{2n} \right]^2 \left[\frac{1}{[\cos^2(\theta_i)(n^2 \text{sen}^2(\theta_i) - 1)]} \right] \quad (2.19)$$

$$\gamma_{\parallel} = \gamma_{\perp} [(n^2 + 1)\text{sen}^2(\theta_i) - 1]^2 \quad (2.20)$$

En la figura (2.4) y (2.5) se observa las curvas para la transmitancia para los dos modos de polarización de campo eléctrico para diferentes valores del índice de refracción.

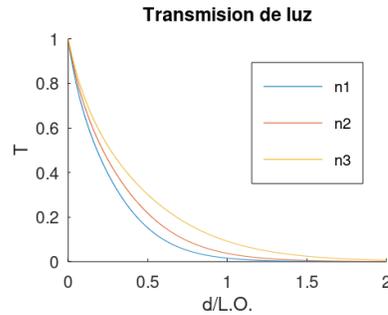


Figura 2.4: Transmitancia del campo evanescente con reflexión total interna frustrada para el modo de polarización perpendicular del campo eléctrico con distintos valores de índice de refracción ($n1 = 1,5$, $n2 = 1,4$ y $n3 = 1,3$).

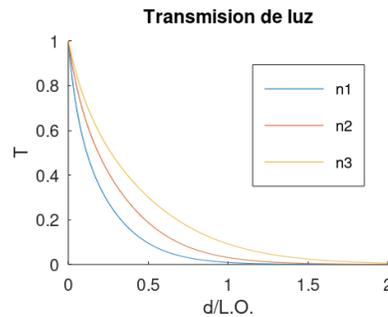


Figura 2.5: Transmitancia del campo evanescente con reflexión total interna frustrada para el modo de polarización paralelo del campo eléctrico con distintos valores de índice de refracción ($n1 = 1,5$, $n2 = 1,4$ y $n3 = 1,3$).

2.3.2 Espectroscopia de Absorción de campo evanescente

Tal como su nombre lo indica en este método se realiza una medición de la cantidad de luz que sale de una guía de onda por ejemplo una fibra óptica. Posteriormente lo que se hace es poner un material o medio que se desea estudiar alrededor de la fibra óptica, haciendo un escaneo en frecuencia de este y midiendo la potencia total de salida se puede hacer una medición de las pérdidas en la intensidad de la luz, lo cual se traduce en la absorción de energía del medio en cuestión y que posteriormente salió dispersado [29, 30, 43, 49, 51].

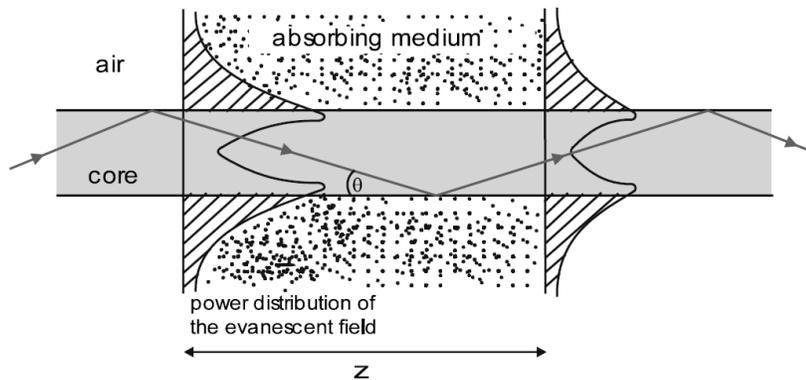


Figura 2.6: Pérdida de energía en una guía de onda a través de un medio absorbente. Imagen tomada de [49].

Lo descrito anteriormente puede verse más claramente a través de la figura 2.6 en la cual tenemos dos interfaces diferentes una en la que tenemos reflexión total interna con el revestimiento y el aire y una segunda interfase en la que también hay reflexión total interna, pero en lugar de aire tenemos un medio que dispersa luz a través de la absorción del medio que está lo suficientemente cerca del revestimiento que la intensidad del campo evanescente es lo suficientemente grande como para poder interactuar con él.

Esta técnica se puede utilizar para caracterizar el espectro de absorción de ciertos materiales para después aplicar a ciertos tipos de sensores para detectar los niveles de humedad, por ejemplo [29, 30, 43, 49], inclusive se han encontrado posibles aplicaciones por ejemplo en la detección de ciertos tipos de cánceres en la piel [44].

En nuestro caso, utilizaremos la dispersión de fotones para medir la distri-

bución del campo eléctrico en el interior del prisma, después con la medición de la potencia almacenada en el interior por la reflexión total interna obtendremos una expresión para el campo eléctrico interno y haciendo uso de la ecuación (2.16) y (2.17) podremos calcular el campo en el exterior y a su vez con esto obtener la distribución de intensidad.

Capítulo 3

Montaje experimental

En este capítulo daremos una descripción del montaje experimental que utilizamos para medir el campo evanescente en la superficie del prisma, haciendo énfasis en los materiales utilizados y su función dentro del arreglo. Así como también la construcción de sistemas que utilizamos como el sistema de imagen y la construcción de nuestro láser.

Describiremos las características principales de la guía de onda la cual queremos utilizar para medir la distribución de intensidad basándonos en la calibración de la constante de proporcionalidad entre la intensidad real y la intensidad en cuentas medidas por la cámara para en un futuro poder utilizarlo como un dispensador de átomos de rubidio basado en LIAD.

3.1. Arreglo experimental

En la figura 3.1 se puede ver una vista general del arreglo experimental visto desde la parte de arriba de la mesa óptica, los índices que se refieren a los IN, AN, EN, corresponden a los iris atenuadores y espejos que se utilizaron en el arreglo experimental que se muestra a continuación.

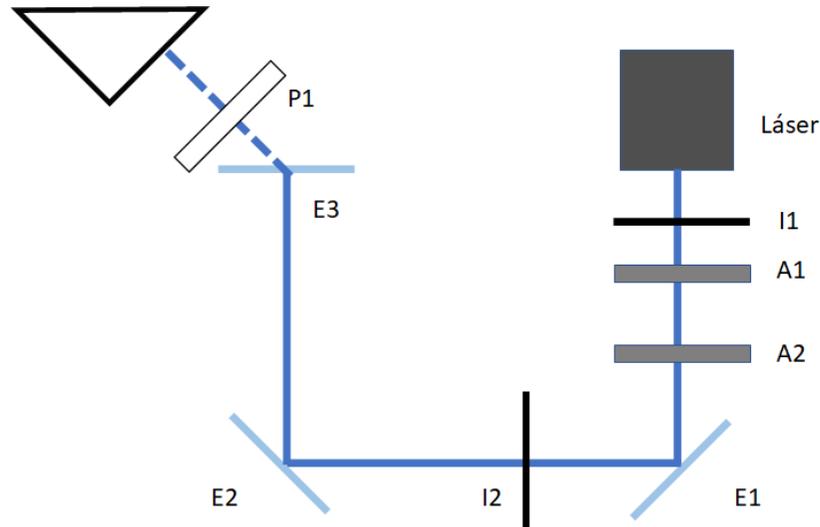


Figura 3.1: Vista general del arreglo experimental.

La primera parte en todo el arreglo es nuestro láser del cual daremos más detalles en la siguiente sección, el siguiente es un primer iris a través del cual bloqueamos parte de la luz que proviene del láser. Esto es debido a que la lente esférica que utilizamos para colimar nuestro haz no posee un recubrimiento antirreflejante para la longitud de onda que utilizamos, ya que en un principio en nuestro laboratorio este todo preparado para longitudes de 780nm. En consecuencia, internamente entre la salida de luz del diodo y la lente colimadora ocurren internamente múltiples reflexiones que terminan dispersando la luz en diferentes direcciones, los cuales son bloqueados por I1 como se ve en la figura del arreglo experimental. I1 tiene un diámetro de aproximadamente 1mm.

Además de eso y como veremos en la sección 3.2 el diodo laser emite con una apertura diferente en cada uno de los ejes por lo cual utilizando el iris como una rendija sobre la cual se propaga un haz de luz uniforme podemos difractar la luz para obtener un perfil que se aproxime mas a uno gaussiano.

Lo siguiente en el arreglo es el uso de los atenuadores A1 y A2, esto debido a la intensidad de luz que emite nuestro láser, lo cual como veremos más adelante provoca una saturación en la medición de la distribución de intensidad de luz en el sensor ccd. Los atenuadores utilizados son ND06B y ND10B, los cuales atenúan la intensidad de la luz a un 25 % y un 10 % respectivamente. En total con estos logramos una disminución de la intensidad de la luz hasta

un 2.5 % del valor original.

En la sección horizontal que va del espejo uno y el espejo dos volvemos a preparar el haz de salida a través del iris I2, en la primera parte del arreglo con los atenuadores tenemos una parte de la luz que se termina reflejando y transmitiendo lo cual hace que haya múltiples haces viajando en el camino hacia el espejo E1. Antes de que estos viajen hacia el prisma colocamos el segundo iris para bloquear estos haces.

Finalmente, antes de que nuestro haz llegue al prisma se coloca un polarizador para asegurarnos de fijar el vector de polarización, que como vimos en el capítulo anterior dependiendo de la polarización serán las ecuaciones que utilizemos para el cálculo del campo fuera del prisma. La polarización que seleccionamos es la que corresponde a la perpendicular al plano en el que se propaga nuestro haz.

3.2. Construcción del láser

La parte principal en la construcción de nuestro láser es el diodo que utilizaremos. Como hemos mencionado en el capítulo 1 el diodo que utilizaremos será el l405p20 el cual emite luz azul a una longitud de onda de 405nm con una potencia de 20mW, el cual es alimentado por una corriente de 38mA a un voltaje de 4.8V.



Figura 3.2: Diodo láser thorlabs l405p20, figura tomada de [47].

Este diodo tiene un empaquetamiento tipo B que nos describe la manera en que están asignados cada uno de los pines del diodo, una de las singularidades especiales de este diodo es su forma de emisión pues la apertura a la cual emite este diodo es a través de una sección rectangular lo cual le hace emitir la luz con una apertura diferente en cada una de las direcciones. Esto lo hace con una abertura de 19° en la dirección del eje y y en el eje x lo hace con una abertura de 8.5° [47], mas adelante veremos que esto genera un cierto nivel de astigmatismo óptico a la hora de querer enfocar nuestro haz.

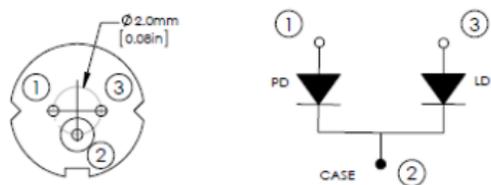


Figura 3.3: A la izquierda se ilustra la vista desde la parte trasera del diodo con la numeración de cada uno de los pines y a la derecha se muestra la asignación de cada uno de los pines y la forma en que se conectan los diodos, figura tomada de [48].

El siguiente componente en la construcción del láser es la montura LDM21 sobre el cual va el diodo conectado a través de la inserción de los pines. Además, la función de este no se limita a ser el lugar donde se coloca el diodo, sino que también actúa como una interfaz entre el diodo láser y la fuente de corriente para su alimentación, así como también para el controlador de temperatura. La figura 3.4 muestra la configuración de los switches de la montura

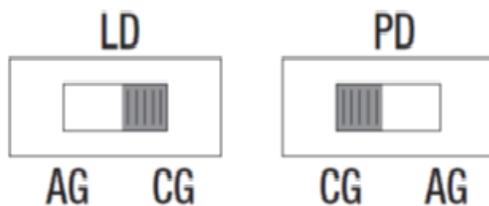


Figura 3.4: Posición de los interruptores para la configuración tipo B, figura tomada de [46].

Finalmente solo identificamos los pines del diodo en las ranuras de la montura de la siguiente manera: el pin 1 corresponde a la ranura PD (photo diode), el pin 2 a la tierra (ground), y el pin 3 a la ranura LD (láser diode). Estos se colocan sobre el socket como se muestra en la figura 3.5.

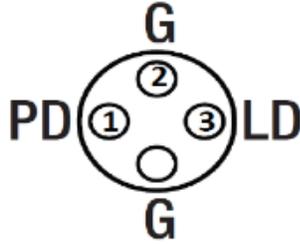


Figura 3.5: Posición de las ranuras del LDM21 y su correspondiente pin del diodo, figura tomada de [46].

Lo que sigue es la conexión de la fuente de corriente. Para ello utilizamos un conector VGA de 9 pines y tal como lo indica el manual de LDM21 utilizamos los pines 3 y 8 para conectar la tierra y la corriente respectivamente a nuestro diodo, la corriente que utilizamos fue de 38mA obteniendo una potencia de salida de 13mW. Finalmente, solo falta colocar una lente esférica para colimar nuestro láser, en nuestro caso hicimos uso de la C110TMD-B de thorlabs, esta tiene una distancia focal de 6.24mm.

3.3. Sistema de imagen

El arreglo óptico que describiremos se encargará de recolectar la luz procedente del campo evanescente, que posteriormente enviará la luz a la cámara. Para esto utilizaremos una lente plano-convexa con un foco de 4cm. La cámara que utilizaremos será una BFLY-PGE-0552M-CS, la cual cuenta con un sensor ccd (charge-coupled device) con una resolución de 808x608 pixeles, el tamaño por cada pixel es de 6 μ m.

Haciendo uso de una cámara ccd podemos hacer la medición de la distribución de intensidad de la luz, aunque esta solo sea una medida relativa al número de cuentas que esta realiza, para poder aprovechar al máximo el área de la ccd con la de nuestra área de interés construimos con una lente un sistema de imagen que amplificara el área de visión de la guía de onda, o en este caso el prisma con el que trabajamos.

Para esto partimos de el hecho que nuestra guía de onda plana es un cuadrado de 2.2cm de lado por lo que si queremos aprovechar al máximo la distribución de los pixeles tenemos que usar una lente para para que la imagen quepa dentro del sensor . El lado más corto de la cámara tiene una longitud de 3.6mm por lo que requeríamos de una amplificación de $M =$

$3,6mm/24mm = 0,15 = \frac{s_i}{s_o}$ [18]. en este cálculo para dar un margen al rango de visión se tomó como 2.4cm el rango de visión del objeto, en donde s_i es la distancia de la lente a la imagen que estamos formando y s_o es la distancia de la lente al objeto que queremos enfocar.

Para determinar las distancias correctas para colocar la lente hace falta la ecuación de la lente delgada de Gauss la cual nos relaciona la distancia focal de la lente que utilizamos, y la distancia de la lente a la imagen y de la lente al objeto [18].

$$\frac{1}{s_i} + \frac{1}{s_o} = \frac{1}{f} \quad (3.1)$$

Ahora utilizando la expresión para la amplificación y la ecuación de la lente delgada resolvemos para las dos incógnitas lo que nos da como resultado que $s_o=30.7cm$ y $s_i=4.6cm$. de esta manera el arreglo para el sistema de imagen nos queda de una longitud total de 35.3cm.

Finalmente, para mejorar la calidad nuestro sistema de imagen, este fue montado sobre una jaula óptica a lo largo de un tubo negro para evitar lo más posible la llegada de luz que apareciesen de fuentes externas, además de que en la mínima distancia entre la lente y la cámara se recubrió con papel aluminio negro por las mismas razones explicadas anteriormente.



Figura 3.6: Imagen amplificada del campo de visión con el sistema de imagen.

En la figura 3.6 se puede ver el campo de visión final que obtuvimos con nuestro sistema de imagen en el cual podemos ver que obtuvimos el valor de

aumento esperado, en esta se puede apreciar a lo largo del lado corto una distancia total de 2.5cm que es cercano a lo que esperábamos.

Ahora la resolución última de nuestro sistema de imagen esta dado por la distancia en metros que cada uno de los pixeles es capaz de distinguir. En nuestro caso, en el lado menor de nuestro campo de visión tiene una longitud de 2.5cm sobre los cuales se distribuyen los 608 pixeles, lo cual nos da una resolución última de $41.1\mu\text{m}/\text{pixel}$.

3.4. Acoplamiento a la guía de onda

Una vez calculada la constante de proporción entre la intensidad real y la intensidad en cuentas medida por la cámara, podemos calcular la intensidad del campo evanescente en la guía de onda y su distribución a lo largo de esta. Esta guía de onda está hecha de vidrio con un acoplador de Bragg acompañado de un expansor en forma de ‘pétalos de flor’ cuyo propósito es el de distribuir de manera uniforme la luz que viaja en la guía de onda la cual se puede apreciar en la figura 3.7.

Este acoplador fue diseñado y fabricado por el doctor Rafael Salas Montiel del Universite de Technologie de Troyes y la doctora Karina Garay Palmett del Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE).

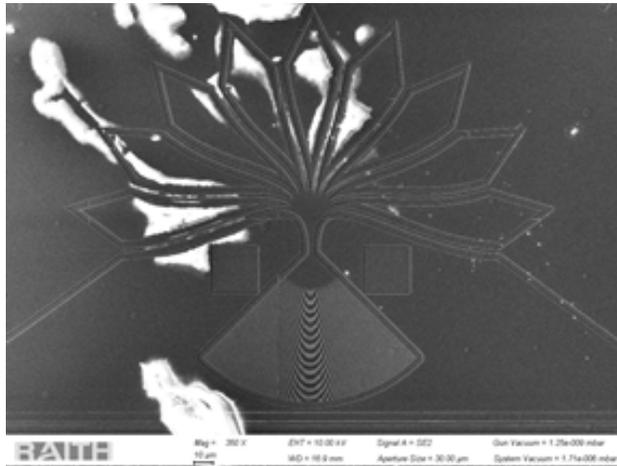


Figura 3.7: Imagen del acoplador tomada por SEM, cortesía del doctor Rafael Salas Montiel.

El objetivo del diseño en la configuración de pétalos es debido a que nuestro haz al llegar al acoplador de Bragg no logra expandirse lo suficientemente rápido [6] para distribuir la luz sobre toda la superficie de la guía de onda en el recorrido que este hace, haciendo que dependamos de las reflexiones para que la luz llegue en todas las direcciones. De esta forma cada uno de los canales entre los pétalos distribuyen la luz en diferentes direcciones.

Para que este acoplador pueda guiar la luz sin problema hace falta que sobre el acoplador de Bragg se haga incidir luz sobre el a un ángulo de 8° respecto a la normal, además para poder acoplar la mayor cantidad de luz en él, es necesario reducir el tamaño de nuestro haz de tal manera que sea del orden del tamaño del acoplador que es aproximadamente alrededor de unas 80 micras.

Ahora la ecuación normalizada para la distribución de intensidad de un haz gaussiano es como sigue [3]:

$$G(x, y) = \frac{\sqrt{2}}{a\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{a^2}\right) \quad (3.2)$$

En donde a es el ancho de la gaussiana.

Si nosotros realizáramos la integral de esta distribución en el intervalo de $-a$ hasta a obtendríamos que el 90% de la distribución esta contenida en ese segmento esto es, reduciendo nuestro haz a un tamaño de tal manera que el ancho de nuestro haz fuera la mitad del acoplador es decir alrededor de 40 micras lograríamos acoplar la mayor cantidad de la potencia a la guía de onda.

Lo primero que hicimos fue colocar nuestro láser frente a una serie de atenuadores, en este caso a diferencia del arreglo experimental original colocamos una serie de 5 atenuadores 3 de ellos ND06B y 2 ND10B. esto debido a que para la medición del ancho de nuestro haz tuvimos que poner nuestra cámara ccd directamente en la dirección del láser lo cual nos ayudaría a tener una buena medición de la distribución de intensidad sin que la cámara se saturara. Posteriormente utilizamos una lente plano convexa con una distancia focal de 20 cm para enfocar nuestro haz.

Después utilizamos la cámara DCC1545M-GL la cual tiene un tamaño de 1280x1024 pixeles, cada uno de estos pixeles tiene una longitud de 5.2 micras. Medimos la distribución de la intensidad de luz a diferentes distancias, iniciando a una distancia de 23.4cm tomamos 23 mediciones de la distribución de nuestro haz con una diferencia entre ellos de 0.5cm con un margen de

error de ± 0.25 cm. El ultimo punto fue colocado a una distancia de 34.4cm.

Con las mediciones de la distribución de luz realizamos un ajuste en el programa Igor Pro para hacer el ajuste a una gaussiana en dos dimensiones para cada una de las distribuciones y de esta manera obtener los anchos del haz en las direcciones de x y y. Finalmente, una vez que tenemos los anchos de las distribuciones en los diferentes puntos realizamos un nuevo ajuste para la función de la expansión de un haz gaussiano que está dada por la siguiente expresión [3]:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{(z_R)^2}} \quad (3.3)$$

En la expresión anterior los valores que buscamos son W_0 que es el ancho mínimo de nuestro haz a lo largo de todo el trayecto, z_0 que es la distancia a la cual nuestro haz alcanza el enfoque mínimo en toda su expansión y finalmente z_R que es el valor de la longitud de Rayleigh, el cual nos da un margen de enfoque para nuestro haz. Esta longitud nos dice que tanto nos podemos alejar del valor de z_0 sin que nuestro haz se expanda más allá de un factor de $\sqrt{2}W_0$.

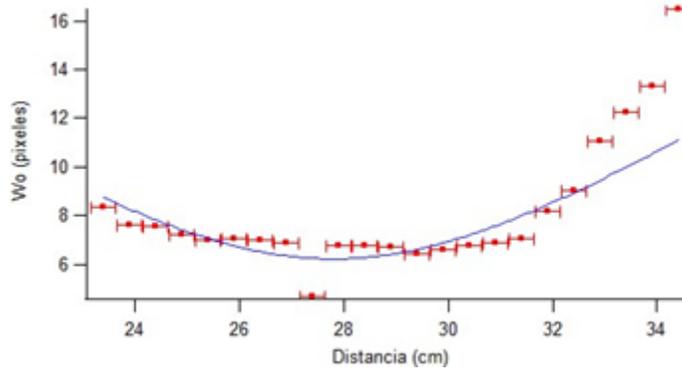


Figura 3.8: Expansión del haz en la dirección del eje x .

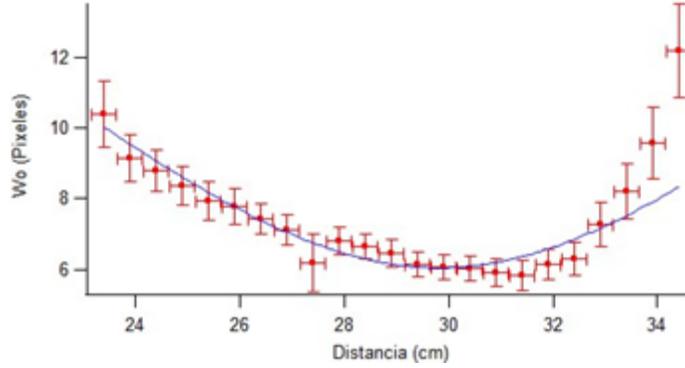


Figura 3.9: Expansión del haz en la dirección del eje y .

En las figuras 3.8 y 3.9 vemos el ajuste a la curva de la expansión de un haz gaussiano aplicado en la dirección de cada uno de los ejes x y y . Como habíamos mencionado en la sección 3.2, el diodo utilizado emite luz con una apertura diferente en cada una de las direcciones, este efecto se transmite a la hora de hacer la medición de la cintura del haz al enfocarlo pues como se puede ver la distancia en la cual este alcanza su mínimo es diferente en ambas direcciones. Los datos de los parámetros de ajuste se pueden consultar en el cuadro 3.1.

	W_0 (μm)	z_0 (cm)	z_R (cm)
Eje x	32.2 ± 1.2	27.8 ± 0.3	4.5 ± 0.6
Eje y	31.2 ± 0.5	29.8 ± 0.3	4.8 ± 0.4

Cuadro 3.1: Resultados de los parámetros de ajuste de la expansión de un haz gaussiano de las figuras 3.8 y 3.9.

Algo que podemos notar es que la longitud de Rayleigh en ambos casos es mayor que 4cm esto nos dice que a la hora de querer enfocar nuestro haz alrededor del centro tenemos un margen de al 8 cm centrado en z_0 en el cual nuestro haz podemos asegurar no crecerá más allá de un factor de $\sqrt{2}$. En la misma dirección analizando la longitud de Rayleigh podemos ver que si bien la expansión del centro en el eje x y en el eje y no coinciden, pues la diferencia entre sus centros es de 2cm la distancia que los separa es menos a la mitad de la longitud de Rayleigh en cada uno de los dos ejes. Esto quiere decir que en el punto donde nos enfoquemos podemos decir con una buena

aproximación que ambos ejes el valor del ancho de la gaussiana permanece bastante cercano al valor mínimo.

Finalmente, el tamaño de nuestro haz en cada uno de los ejes es menor a las 40 micras que habíamos discutido en un principio para poder acoplar la mayor cantidad de luz en la guía de onda.

Capítulo 4

Analisis y resultados

En este capítulo demostraremos que podemos sacarle una foto al perfil de un haz evanescente y mostraremos la manera de calcular su magnitud. Para esto calcularemos la constante de proporcionalidad κ , que nos relacionara la intensidad del campo en cuentas y la intensidad del campo real medido. Para esto primero hablaremos un poco de la distribución de intensidad de un haz gaussiano con diferentes anchos en los ejes, a su vez plantearemos como es que se relaciona la distribución de la intensidad con la potencia total que almacena este mismo haz. De esta manera nosotros podemos hacer una distribución de la intensidad real utilizando como base la calculada a partir de la distribución en potencia.

Una vez que hemos sentado las bases de la teoría de esta medición sigue conocer la distribución de intensidad en cuentas del campo evanescente, para esto utilizaremos la cámara de nuestro sistema de imagen para hacer una medición de la distribución de intensidad y nuevamente haciendo uso del programa Igor Pro haremos un ajuste a una distribución gaussiana.

Finalmente, una vez tengamos la distribución de intensidad real y la distribución de intensidad en cuentas de nuestra cámara finalmente podremos hacer una relación entre ambas a través del cálculo de la potencia que deberá ser el mismo en ambos casos pero que posteriormente nos será de utilidad para hacer la relación entre la intensidad de cuentas y la intensidad real a través de la constante κ , y con esta tener una medición de la intensidad real medido por el campo evanescente

4.1. Distribucion gaussiana 2D

En esta sección hablaremos de la distribución de intensidad de un haz gaussiano y como hacer el cálculo de esta distribución a partir de la medida del ancho del haz y la potencia total que este transmite. Para empezar, veamos la forma que tiene un haz gaussiano que se describe en los libros de texto [3].

$$I(x, y) = I_0 \frac{W_0^2}{W^2(z)} \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{W^2(z)}\right) \quad (4.1)$$

En la ecuación anterior W_0 es el radio de la cintura del haz mientras se propaga, $W(z)$ es el radio en el cual la amplitud de la intensidad cae en un factor de $\frac{1}{e^2}$ de su valor inicial, es el ancho que tiene la sección transversal del haz, I_0 es el valor máximo de intensidad que tiene el haz en el centro de la distribución cuando $W(z) = W_0$.

Para el caso de tener un haz elíptico, es decir que la cintura en el eje x sea diferente en el eje y , la expresión para la distribución de intensidad se puede reescribir como sigue:

$$I(x, y) = I_0 \frac{W_{0x}W_{0y}}{W_x(z)W_y(z)} \exp\left(-2\left(\frac{x^2}{W_x^2(z)} + \frac{y^2}{W_y^2(z)}\right)\right) \quad (4.2)$$

A partir de la expresión para la intensidad del campo eléctrico podemos nosotros calcular una expresión para la potencia que transmite el haz haciendo una integral sobre toda la sección transversal de la siguiente manera:

$$P = I_0 \frac{W_{0x}W_{0y}}{W_x(z)W_y(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\left(\frac{x^2}{W_x^2(z)} + \frac{y^2}{W_y^2(z)}\right)\right) dx dy \quad (4.3)$$

$$P = I_0 \frac{W_{0x}W_{0y}}{W_x(z)W_y(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\left(\frac{x^2}{W_x^2(z)}\right)\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\left(\frac{y^2}{W_y^2(z)}\right)\right) dy \quad (4.4)$$

Cada una de las integrales tanto en x como en y ya tienen una solución bien conocida y es la integral de Gauss cuyo resultado es igual a $\frac{W_x(z)\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}}$ y $\frac{W_y(z)\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}}$ para la integral sobre x y y respectivamente

Sustituyendo estos valores en la ecuación de la potencia obtenemos que la potencia es igual a:

$$P = \frac{1}{2}\pi I_0 W_{0x} W_{0y} \quad (4.5)$$

De esta ecuación hay dos cosas a rescatar lo primero es que el valor de la potencia no depende en absoluto de la posición en la dirección de propagación del haz en el cual hagamos la integral de la sección transversal ya que esta únicamente depende de valores que ya están fijos.

La segunda es que si podemos medir la potencia de nuestro haz y además conocemos el ancho de la distribución en cada uno de los ejes podemos conocer el valor de I_0 , y con este utilizando la ecuación 4.2 obtenemos finalmente una expresión exacta para la intensidad del campo eléctrico.

4.2. Medicion de la distribucion del campo evanescente

Lo primero que requerimos para hacer este trabajo es comprobar la existencia del campo evanescente. Para esto utilizamos un prisma con forma de triangulo rectángulo como el que se ilustra en la figura 3.1, de tal manera que en la superficie superior se forme una reflexión total interna. Sobre el prisma se colocó la cámara DCC1545M-GL con su sistema de imagen correspondiente, para tener una visión completa de la parte superior del prisma como se muestra en la figura 4.1.

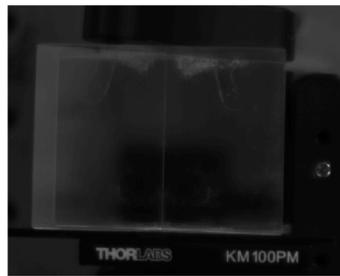


Figura 4.1: Visión de la parte superior del prisma tomada con la cámara DCC1545M-GL.

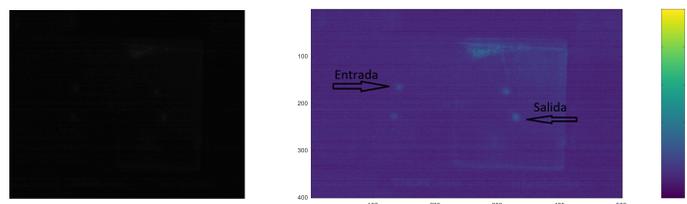


Figura 4.2: Vista desde arriba de la cara superior del prisma y su semejante puesta en una escala de color falso.

Utilizando la cámara y quitando la mayor cantidad de fuentes de luz provenientes del laboratorio excepto claro por el de nuestro láser tomamos una captura de la figura 4.2 en la cual podemos apreciar una toma de la parte superior del prisma y a la derecha la imagen correspondiente en color falso para una mejor visualización de los detalles, esta segunda imagen nos permite ver en contraste la cantidad de fotones que llegan a la cámara.

Algo que podemos notar de esta figura es que en la trayectoria que sigue el láser de entrada y salida del prisma solo hay dos fuentes puntuales de dispersión de luz que son los que marcan los puntos por donde entra y sale la luz del prisma. Mientras que los otros dos puntos son el reflejo de la dispersión de luz en el cateto opuesto del prisma por la entrada y salida del láser.

Sin embargo, esto no es suficiente para demostrar la existencia del campo evanescente, pues si no hay ningún medio que disperse la luz la cámara nunca lo detectara. Para esto sobre la superficie superior del prisma se colocó un trozo de toalla delgada (kimwipe) que cubre toda la superficie del prisma y con las mismas condiciones de laboratorio de tomo la figura 4.3.

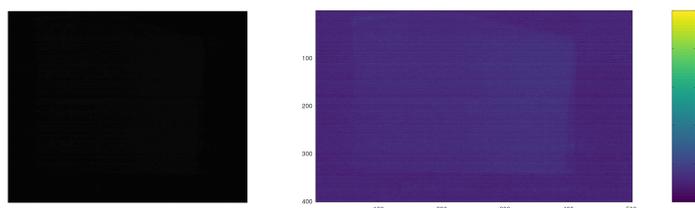


Figura 4.3: Visión de la parte superior del prisma con un trozo de toalla delgada encima del prisma.

En la figura 4.3 podemos notar que a pesar de colocar el trozo de kimwipe no hay ningún tipo de dispersión de luz hacia fuera del prisma a pesar que

el haz de nuestro láser justamente pega y se refleja en esa cara del prisma con lo cual podemos afirmar que estamos en condiciones de reflexión total interna.

Finalmente, para poder ver la distribución de intensidad del campo evanescente agregamos una gota de metanol sobre la kimwipe de tal manera que esta se adhiere perfectamente a la superficie del prisma, es así como el campo evanescente comienza a dispersar luz permitiendo ver la distribución de intensidad de este como se ve en la figura 4.4.

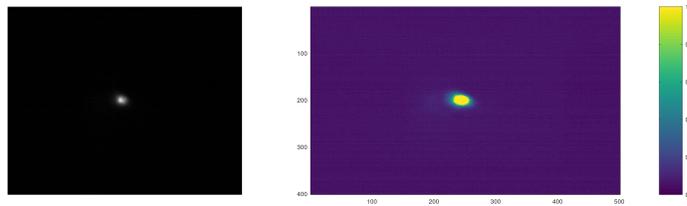


Figura 4.4: Visión de la parte superior del prisma con un trozo de toalla delgada con metanol encima del prisma

Una vez demostrado que podemos fotografiar el perfil del campo evanescente, colocamos nuestro sistema de imagen descrito en la sección 3.3 para la medición de la distribución de intensidad del campo como se muestra en la figura 4.5.



Figura 4.5: dispersión de luz del campo evanescente

Como en el capítulo anterior hacemos uso del programa Igor Pro para calcular las propiedades de la distribución de intensidad haciéndole un ajuste a

una gaussiana bidimensional, que como vimos en la sección 4.1 los parámetros que nos interesan para este caso son tres que son: los valores del ancho de la distribución en los ejes x y y, así como la amplitud de la distribución la cual caracteriza el valor de I_0 , estos valores se pueden consultar en la tabla 4.1.

W_{0x} (μm)	W_{0y} (μm)	I_{0c} (cuentas/pixel)
193.8 ± 1.2	161.4 ± 1.1	126.8 ± 1.1

Cuadro 4.1: Resultados del ajuste a una gaussiana bidimensional de la figura 4.5.

4.3. Calculo de κ

Ahora que tenemos la distribución de la intensidad del campo evanescente relativo al número de cuentas que mide la cámara lo que sigue es hacer una relación entre la intensidad real y la intensidad en cuentas que obtenemos a través de una contante de proporcionalidad κ . Partiendo de que la potencia real es igual a la potencia en cuentas multiplicada por nuestra constante de proporcionalidad obtenemos que:

$$P_r = \kappa P_c \quad (4.6)$$

Ahora si tenemos en cuenta que la ecuación 4.5 tanto la potencia real como la potencia en cuentas vienen de la misma distribución de intensidad por lo cual todos los términos en ambos lados se cancelan exceptuando el de la intensidad central por lo que obtenemos que:

$$I_r = \kappa I_c \quad \text{entonces} \quad \kappa = \frac{I_r}{I_c} \quad (4.7)$$

De la ecuación anterior podemos ver que podemos calcular fácilmente el valor de κ solamente conociendo los valores de I_{0c} y I_{0r} del cual el primero ya lo tenemos a partir de ajuste a una gaussiana de la distribución de intensidad (cuadro 4.1) y el segundo se puede despejar rápidamente de la ecuación 4.5 lo que nos da que I_{0r} es igual a:

$$I_{0r} = \frac{2P_r}{\pi W_{0x} W_{0y}} \quad (4.8)$$

De esta ecuación podemos ver que lo único que nos hace falta para la medición de κ es la medición de la potencia P_r . La potencia que se almacena en el punto donde nuestro laser se refleja en la superficie del prisma se puede calcular de la siguiente manera como se muestra en la figura 4.6.

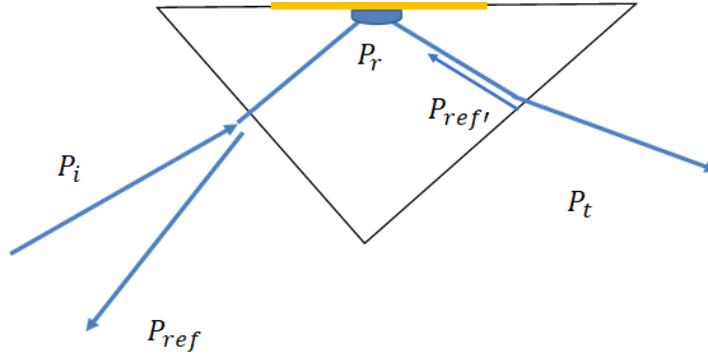


Figura 4.6: Esquemático de la trayectoria del haz dentro del prisma.

Partiendo de la conservación de la energía obtenemos que la potencia real es igual a:

$$P_r = P_i - P_{ref} - P_{ref'} - P_t \quad (4.9)$$

En esta expresión P_i es la potencia de entrada, P_{ref} es la potencia que es reflejada cuando nuestro haz incidente se refleja en la superficie del prisma, $P_{ref'}$ es la potencia reflejada de nuestro haz a la salida del prisma y P_t es la potencia que al final se termina transmitiendo hacia el otro lado del prisma.

En nuestro caso $P_i = 2,3 \pm 0,2mW$, se refleja un 4% de la luz y $P_t < 0,1mW$, por lo tanto, nos queda que $P_r = 2,1 \pm 0,2mW$.

Ahora calculamos P_c , del equivalente de la ecuación 4.8, tomando los valores de la cuadro 4.1, lo que nos da $P_c = 1,73 \pm 0,03 \times 10^5$ cuentas, y de la ecuación 4.6 tenemos que κ es igual a $1,2 \pm 0,1 \times 10^{-5}mW/\text{cuenta}$.

4.4. Calibración del campo evanescente

Una vez obtenido el valor de I_{or} y con los valores ya conocidos de W_{0x} y W_{0y} a partir del ajuste gaussiano podemos conocer el campo real sustituyendo estos parámetros en la ecuación 4.2. Ahora hay que tener en cuenta que el

campo que acabamos de calcular surge de aplicar metanol sobre la kimwipe que estaba en la superficie del prisma, por lo que la dispersión de fotones que nosotros calculamos resulta del almacenado en el interior del prisma. Por lo cual para realmente terminar hace falta multiplicar nuestra expresión para la distribución de la intensidad por el modulo cuadrado del coeficiente de Fresnel para que nos de la distribución de intensidad en el exterior correspondiente al de nuestro campo evanescente, es decir multiplicando por el modulo cuadrado de (2.16).

Finalmente, para el cálculo de la distribución de intensidad en la guía de onda usaremos la constante κ para convertir la intensidad que vayamos midiendo en la guía de onda a una intensidad real. Análogamente como en el caso del prisma usaremos un medio que disperse la luz del campo interno de la guía de onda y con la cámara mediremos el numero de cuentas para hacer un calculo de la distribución de la potencia en la guía de onda como se muestra en la figura 4.7.

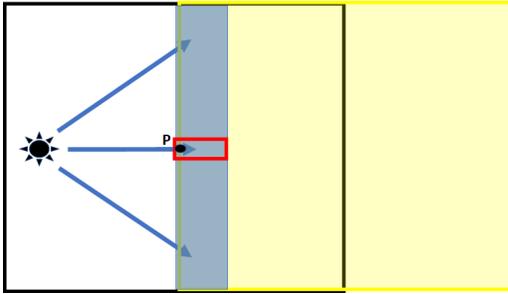


Figura 4.7: Propuesta de dispersión de fotones en la guía de onda plana.

Como se puede apreciar en la figura 4.7 el objetivo será dispersar la luz en diferentes puntos de la guía de onda para hacer un mapeo de su distribución de intensidad en ese punto en el que se esta dispersando la luz. A diferencia que con el prisma no podemos medir la distribución de intensidad de la misma manera debido a que en la guía de onda al momento de medir la distribución de intensidad en un punto la reflexión interna desaparece y no se propaga la luz de la misma manera en el resto de la guía de onda. Para hacer la medición de la intensidad en la guía de onda haremos la proporción de:

$$I_r = \kappa I_{ef} \quad (4.10)$$

En donde I_{ef} es la intensidad eficiente en el punto P y se calcula como:

$$I_{ef} = \frac{\int I_c dA}{A} \quad (4.11)$$

En la expresión anterior la integral de área va sobre el rectángulo rojo que se ilustra en la figura 4.7, y los valores de I_c corresponden al valor de la intensidad relativa medida en cuentas por la cámara.

La intensidad que se determina aquí es la misma que viaja dentro de la guía de onda, por lo que análogamente como en el caso del prisma para calcular el valor de la intensidad en la parte exterior de la guía de onda solo queda aplicar correctamente las condiciones de frontera en la interfaz para conseguir la intensidad en la parte externa.

En este trabajo se demuestra que se puede fotografiar la distribución de campo evanescente y calibrar su magnitud utilizando como sistema de prueba la reflexión total interna en un prisma. Queda como trabajo futuro hacer la medición en la muestra con la guía de onda que esperamos nos la estarán haciendo llegar en breve.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo partimos de la necesidad de encontrar una manera de generar un dispensador de rubidio basado en LIAD, con la principal ventaja de que una MOT basada en este fenómeno tiene la capacidad de mantener el vacío de una manera muy eficiente dentro de la trampa y debido a que el consumo de energía necesario para desabsorber átomos es mucho menor que en los dispensadores de uso común.

Para esto se propuso el uso de una guía de onda plana, de tal manera que esta pudiera distribuir la luz a lo largo de su superficie de manera uniforme y que el campo evanescente que aparece en su superficie sea lo suficientemente intenso para poder desabsorber los átomos de rubidio.

En esta dirección se logró medir el perfil de intensidad de una onda evanescente proveniente de una distribución gaussiana a partir de la cual aplicando las condiciones de frontera se logró conocer el campo externo con totalidad y basándonos en esto, y en base a este calculamos la constante de proporcionalidad que nos relaciona la intensidad del campo real con el campo en cuentas medido por cada uno de los pixeles de la cámara de nuestro sistema de imagen, el cual tiene un valor de $\kappa = 1,2 \pm 0,1 \times 10^{-5} mW/cuenta$.

A partir de esto propusimos un mecanismo mediante el cual se puede calcular el campo evanescente de una distribución de intensidad en la superficie de una guía de onda independiente de la forma que esta distribución tenga.

Como trabajo a futuro quedara pendiente hacer la medición de la distribución de intensidad en la guía de onda plana con lo descrito en este proyecto.

Bibliografía

- [1] A. Burchianti E. Mariotti L. Moi-S. Gozzini L. Marmugi y A. Lucchesini A. Bogi, C. Marinelli. Full control of sodium vapor density in siloxane-coated cells using blue led light-induced atomic desorption. *Optics Letters*, 34(17), 2009.
- [2] A. Bogi A. Burchianti S. Di Renzone A. Khanbekyan C. Marinelli E. Mariotti-L. Tomassetti A. Cappello, C. de Mauro and L. Moi. Light induced atomic desorption from dry-film coatings. *The Journal of Chemical Physics*, 127(044706), 2007.
- [3] Malvin Carl Teich Bahaa EA Saleh. *Fundamental of photonics*. Second Edition. Wisley-interscience, 2007.
- [4] T. Henninger O. Topic E. Rasel W. Ertmer C. Klempt, T. van Zoest and J. Arlt. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Physical Review A*, 73(013410), 2006.
- [5] F Della Valle A Burchianti E Mariotti S Veronesi C Marinelli, A Bogi and L Moi. Light-induced atomic desorption from siloxane film loaded with rb and cs. *Journal of Physics: Conference Series*, 19(015), 2005.
- [6] Haydee Guadalupe Ochoa Campos. Diseño de un dispensador de rubidio de bajo consumo en base al fenomeno de liad. 2021.
- [7] J. A. Fedchak N. Klimov J. Scherschligt CE. B. Norrgard, D. S. Barker and S. Eckel. Note: A 3d-printed alkali metal dispenser. *Review of Scientific Instruments*, 89(056101), 2018.
- [8] Mark Kasevich Chu and Steven chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(181), 1991.

- [9] Steven Chu. The manipulation of neutral particles. *Review of Modern Physics*, 70(685), 1997.
- [10] Claude N. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Review of Modern Physics*, 70(707), 1998.
- [11] J. Scherschligt J. A. Fedchak D. S. Barker, E. B. Norrgard and S. Eckel. Light-induced atomic desorption of lithium. *Physical Review A*, 98(043412), 2018.
- [12] Xiaoke Li Ting-Fai Lam Dajun Wang Dezhi Xiong, Fudong Wang. Production of a rubidium bose-einstein condensate in a hybrid trap with light. *arXiv*, (1303.0333), 2013.
- [13] M. Meucci P. Bicchi C. Marinelli L. Moi E. Mariotti, S. Atutov. Dynamics of rubidium light-induced atom desorption (liad). *Chemical Physics*, 187(11 1-1 15), 1994.
- [14] David Jacob Jean Dalibard Emmanuel Mimoun, Luigi De Sarlo and Fabrice Gerbier. Fast production of ultracold sodium gases using light-induced desorption and optical trapping. *Physical Review A*, 81(023631), 2010.
- [15] A. Witte F. Riehle, Th. Kisters, J. Helmcke, and Ch. J. Borde. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Physical Review Letters*, 67(177), 1991.
- [16] J. Fortagh, T. W. Hänsch A. Grossmann, and C. Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *Journal of Applied Physics*, 84(6499), 1998.
- [17] Sergio Navas Francisco Albiol and Miguel V. Andres. Microwave experiments on electromagnetic evanescent waves and tunneling effect. *American Journal of Physics*, 61(165), 1993.
- [18] Eugene Hecht. *Optics*. Fifth Edition. Pearson, 2017.
- [19] Gerard J. Milburn Jonathan P. Dowling. Quantum technology: The second quantum revolution. *The Royal Society*, 361(1809), 2003.

- [20] K. Goto K. Kitagami, K. Hosumi and A. Hatakeyama. Quantitative measurements of light-induced desorption of rubidium atoms from quartz substrates. *Physical Review A*, 85(062901), 2012.
- [21] B. P. Anderson Kasevich and M. A. Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption. *Physical Review A*, 63(023404), 2001.
- [22] Wolfgang Ketterle. When atoms behave as waves: Bose-einstein condensation and the atom laser. *Review of Modern Physics*, 74(1131), 2002.
- [23] Giuseppe Smirne Donatella Cassettari Lara Torralbo-Campo, Graham D. Bruce. Light-induced atomic desorption in a compact system for ultracold atoms. *Scientific Reports*, (14729), 2015.
- [24] T. Schumm B. Cieslak S. Myrskog A. Stummer S. Aubin J. H. Thywissen M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc. Dual-species quantum degeneracy of 40k and 87rb on an atom chip. *AIP Conference Proceedings*, 869(241), 2006.
- [25] C. T. Fancher A. J. Pyle A. Sensharma B. Chase J. P. Field A. Garcia D. Jervis M. K. Ivory, A. R. Ziltz and S. Aubin. Atom chip apparatus for experiments with ultracold rubidium and potassium gases. *Review of Scientific Instruments*, 85(043102), 2014.
- [26] S Tsvetkov M Taslakov and S Gateva. Light-induced atomic desorption (liad) for all-optical control of light. *Annual Report IE*, 2013.
- [27] S Tsvetkov M Taslakov and S Gateva. Light-induced atomic desorption under different types of illumination. *Journal of Physics: Conference Series*, 514(012028), 2014.
- [28] Jiménez Valenzuela Víctor Manuel. Sistema de enfriamiento láser aplicado a mezclas isotópicas de Átomos fríos. *Review of Scientific Instruments*, 2012.
- [29] H.K. Singh P. Dattaa K.C. Sarmab P. Natha, . All-fiber optic sensor for measurement of liquid refractive index. *Sensors and Actuators A: Physical*, 148(1), 2008.

- [30] J M Pérez-Corte J A Dávila-Pintle J G Ortega-Mendoza P Zaca-Morán, J P Padilla-Martínez and N Morales. Etched optical fiber for measuring concentration and refractive index of sucrose solutions by evanescent waves. *Laser Physics*, 28(11), 2018.
- [31] Yu-chi Zhang Yanqiang Guo Junmin Wang Pengfei Zhang, Gang Li and Tiancai Zhang. Light-induced atom desorption for cesium loading of a magneto-optical trap: Analysis and experimental investigations. *Physical Review A*, 80(053420), 2009.
- [32] Wiliam D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutrals atoms. *Review of Modern Physics*, 70(721), 1998.
- [33] James William Rohlff. *Modern physics from α to Z^0* . WILEY, 1994.
- [34] I. Herrera¹⁻² L. Consolino¹ L. Pappalardo^{1 3} N. Marino^{1 3} G. D'Arrigo⁴ S. Bartalini^{1, 2} and F.S. Cataliotti^{1, 2}. Full characterization of the loading of a magneto-optical trap from an alkali metal dispenser. *The European Physical Journal D*, 36, 2005.
- [35] V. Sarova E. Mariotti S. Cartaleva S. Gateva, M. Taslakov. Light-induced atomic desorption for miniaturization of magneto-optical sensors. *Spie Digital Library*, 8770(87700O-1), 2013.
- [36] P. Bicchi C. Marinelli E. Mariotti M. Meucci A. Nagel K. A. Nasyrov-S. Rachini S. N. Atutov, V. Biancalana and L. Moi. Light-induced diffusion and desorption of alkali metals in a siloxane film: Theory and experiment. *Physical Review A*, 60(6), 1999.
- [37] V. Guidi B. Mai A. G. Rudavets ‡ E. Scansani S. N. Atutov, R. Calabrese and L. Tomassetti. Fast and efficient loading of a rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption. *Physical Review A*, 67(053401), 2003.
- [38] V. Guidi B. Mai E. Scansani G. Stancari S. N. Atutov, R. Calabrese, L. Tomassetti L. Corradi, C. Marinelli E. Mariotti L. Moi A. Dainelli V. Biancalana, A. Burchianti, and S. Veronesi. Cooling and trapping of radioactive atoms: the legnaro francium magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 20(5), 2003.

- [39] M Taslakov E Mariotti S Tsvetkov, S Gateva and S Cartaleva. Light-induced atomic desorption in cells with different pdms coatings. *Journal of Physics: Conference Series*, 514(012030), 2014.
- [40] D. Hawley S. Zhu, A. W. Yu and R. Roy. Frustrated total internal reflection: A demonstration and review. *American Journal of Physics*, 54(601), 1986.
- [41] Yutaka Imai Leslie Czaia RA Saravanan Victor Bright Jakob Reichel TW Hänsch Shengwang Du, Matthew B. Squires and Dana Z. Anderson. Atom-chip bose-einstein condensation in a portable vacuum cell. *Physical Review A*, 70(053606), 2004.
- [42] Roberto Calabrese Lorenzo Corradi Antonio Dainelli Alen Khanbekyan Carmela Marinelli Emilio Mariotti Luca Marmugi Leonardo Ricci Leonardo Stiaccini Luca Tomassetti yAndrea Vanella Steinn Agustsson, Giovanni Bianchi. Enhanced atomic desorption of 209 and 210 francium from organic coating. *Scientific Reports*, 7(4207), 2017.
- [43] Jagdish P.Singh Sunil K. Khijwania, Kirthi L.Srinivasan. An evanescent-wave optical fiber relative humidity sensor with enhanced sensitivity. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 104(2), 2005.
- [44] Marcelo Weinstein Abraham Katzir Max Platkov Svetlana Basov, Yair Dankner. Technical note: Noninvasive mid-ir fiber-optic evanescent wave spectroscopy (fews) for early detection of skin cancers. *Medical Physics*, 2020.
- [45] D. English SM Rochester YJ Rosen K. Tsigutkin D. Budker EB Alexandrov MV Balabas DF Jackson Kimball FA Narducci S. Pustelny y VV Yashchuk T. Karaulanov, MT Graf. Controlling atomic vapor density in paraffin-coated cells using light-induced atomic desorption. *Physical Review A*, 79(012902), 2009.
- [46] Thorlabs. *LDM21 5.6 mm/9 mm Laser Diode Mount User Guide*. 2004.
- [47] Thorlabs. *405 nm Laser Diode, 20 mW datasheet*. 2015.
- [48] Thorlabs. *l404p20 autoCAD*. 2015.

- [49] Irina Kostjucenko Christian Bohling Wolfgang Schadea Ulrike Willer, Dirk Scheel and Eckhard Faberb. Fiber-optic evanescent-field laser sensor for in-situ gas diagnostics. *Spectrochimica Acta A*, 58(11), 2002.
- [50] Yizhuang You Wang and Xiaohan. A new method to demonstrate frustrated total internal reflection in the visible band. *American journal of Physics*, 76(224), 2008.
- [51] E. A. Cornell Wieman and C. E. Bose-einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Review of Modern Physics*, 74(875), 2002.