



INAOE

**Instituto Nacional de Astrofísica,
Óptica y Electrónica.**

**Estudio experimental de las propiedades no
lineales del vapor de rubidio**

Por

Lic. Yadira Ortega Barrera

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD DE OPTICA**

Director de Tesis:

Dr. Nikolai Korneev Zabello

Tonanzintla, Puebla

INAOE 2015

©INAOE 2015

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de
reproducir y distribuir copias de esta tesis en su
totalidad o en partes mencionando la fuente



Índice

Introducción.....	4
-------------------	---

Capítulo 1

Propagación no lineal.....	5
No linealidad Kerr.....	5
Efectos Vectoriales.....	8
Rotación Faraday no lineal.....	9
Auto rotación.....	10
Modulación de fase cruzada.....	11
Biestabilidad óptica.....	12
<i>Biestabilidad de absorción</i>	12
<i>Biestabilidad óptica de refracción</i>	13
Inestabilidad modulacional.....	14
Amplificación de luz y rompimiento.....	15

Capítulo 2

Propiedades del rubidio.....	17
Vapor de rubidio.....	18
Propiedades ópticas.....	19
Transiciones de los niveles de energía.....	21
Niveles de energía del rubidio.....	21
Efecto Zeeman.....	24
Calculo Teórico.....	25

Capítulo 3

Arreglo experimental.....	28
Auto rotación.....	31
Mezcla de tres ondas.....	31
Ruptura del haz.....	32

Capítulo 4

Resultados

Auto rotación	33
Bombeo en $F_g=2$	33
Bombeo en $F_g=1$	40
Eficiencia de difracción	46
Rompimiento del haz.....	50
Conclusiones.....	51
Referencias.....	53

INTRODUCCIÓN

Los vapores de metales alcalinos poseen una estructura de nivel de energía atómica simple; su configuración electrónica contiene un electrón en su capa de valencia. Por otra parte son medios con fuertes propiedades ópticas no lineales. [1]

Especialmente nos interesa en esta tesis el vapor de rubidio, el cual ha sido estudiado ampliamente desde mediados del siglo pasado [2,3], y que recientemente se ha tratado de utilizar para aplicaciones como la compresión de vacío electromagnética (“squeezing”) y espectroscopia no lineal [4,6] entre otras. Sus transiciones atómicas D1 y D2 se encuentran alrededor de los 795nm y 780nm.

En este trabajo nos concentraremos en la transición D2 de 780nm.

Investigamos la mejora de la característica de cambio de fase no lineal en vapor de rubidio para un haz de señal mediante el uso de un láser de bombeo adicional en una frecuencia diferente. Para la explicación teórica se utiliza un modelo numérico basado en el formalismo de matriz de densidad. Se muestran los resultados experimentales de auto-rotación y la difracción en un proceso de mezcla de tres ondas, así como la amplificación del haz. Demostramos, que las propiedades no lineales del medio, en particular la razón entre el coeficiente no lineal y el índice de absorción se pueden mejorar de manera eficiente con una iluminación adicional adecuada.

CAPITULO 1

1. PROPAGACION NO LINEAL

La óptica no lineal describe las interacciones material-luz donde el principio de superposición no se puede aplicar. Por lo general, la respuesta óptica se describe mediante un cambio de polarización P ante un campo electromagnético E . Para poder observar el efecto no lineal (NL) se requieren de campos muy intensos comparables a los campos eléctricos inter-atómicos como los que se obtienen por fuentes láser. [7,8]

No linealidad Kerr

Un material dieléctrico es un aislante eléctrico que puede ser polarizado por un campo eléctrico aplicado. Cuando un dieléctrico se coloca en un campo eléctrico, las cargas eléctricas no fluyen a través del material como lo hacen en un conductor, pero sólo ligeramente cambian de sus posiciones medias de equilibrio provocando la polarización dieléctrica.

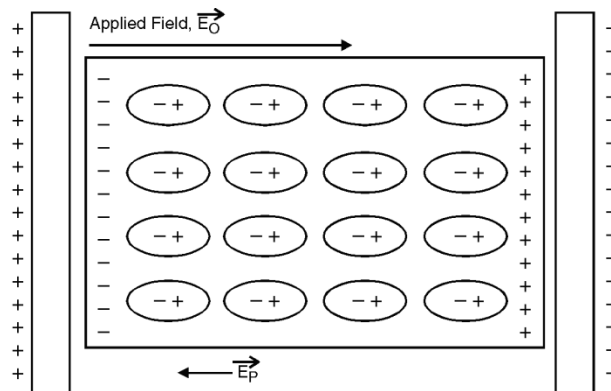


Fig1 Polarización en un dieléctrico debido a un campo externo E_0

En el caso de la óptica convencional la polarización inducida depende linealmente de un campo eléctrico de la siguiente manera

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (1.1)$$

Donde la constante de la proporcionalidad $\chi^{(1)}$ es conocida como la susceptibilidad lineal y ϵ_0 es la permitividad del espacio libre.

Pero para la óptica no lineal la interacción de la luz con un medio óptico no lineal puede ser descrita en términos de la polarización no lineal.

La parte de la polarización no lineal que influye en la propagación del haz, está dada como:

$$P^{NL}(\omega) = 3\epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (1.2)$$

Se puede observar que la polarización depende cuadráticamente del campo eléctrico y puede relacionarse con el índice de refracción de la siguiente manera

$$P^{TOTAL} = P^L + P^{NL} \equiv \epsilon_0 \chi_{eff} E(\omega) \quad (1.3)$$

Donde la susceptibilidad efectiva se define como:

$$\chi_{eff} = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \quad (1.4)$$

Este término no lineal modifica la propagación de la onda y por tanto el índice de refracción a frecuencia ω .

El efecto Kerr es un fenómeno en el que el índice de refracción de un material cambia por una cantidad que es proporcional al cuadrado de la fuerza de un campo eléctrico estático aplicado. [9]

Es el efecto de una respuesta no lineal que se produce instantáneamente, lo que puede ser descrito como la modificación del índice de refracción. En particular, el índice de refracción para el propio haz de luz de alta intensidad se modifica según

$$n = n_0 + n_2 \langle \hat{E}^2 \rangle \quad (1.5)$$

Donde n es el nuevo índice de refracción, n_0 es el índice de refracción usual y n_2 es una nueva constante óptica llamada índice de refracción de segundo orden

Esta variación del índice de refracción es responsable de los efectos ópticos no lineales de auto-enfocamiento, la modulación de fase y la inestabilidad modulacional. Normalmente, este efecto sólo se vuelve significativo con rayos muy intensos tales como los de los láseres pulsados, pero en algunos medios, tales como los cristales fotorrefractivos, las intensidades necesarias pueden ser mucho menores.

Los vapores de metales alcalinos para longitudes de onda cercanas a resonancia también tienen intensidades características pequeñas en el rango de mW/cm^2 [10-13]. Esto permite trabajar con láseres semiconductores sintonizables de baja potencia.

EFECTOS VECTORIALES

Los efectos magneto-ópticos producen un cambio en las propiedades ópticas del medio cuando el medio está sujeto a un campo magnético [14-16]. Usando el modelo clásico de la precesión del spin del electrón debido a un campo magnético externo, se explicará fenomenológicamente el efecto Faraday.

Un electrón gira alrededor del núcleo, que gira sobre su propio eje. Y dado que el electrón está cargado, el electrón al girar crea un pequeño bucle de corriente y posee un momento magnético m . Si el momento magnético está bajo la influencia de un campo magnético externo, el momento magnético tiende a alinearse con el campo magnético externo y se aplica una fuerza al momento magnético como se indica por F .

Debido a la fuerza aplicada F , el electrón con un momento angular comienza un movimiento de precesión por el campo magnético externo H . La precesión del momento magnético del electrón que gira es la fuente del efecto Faraday.

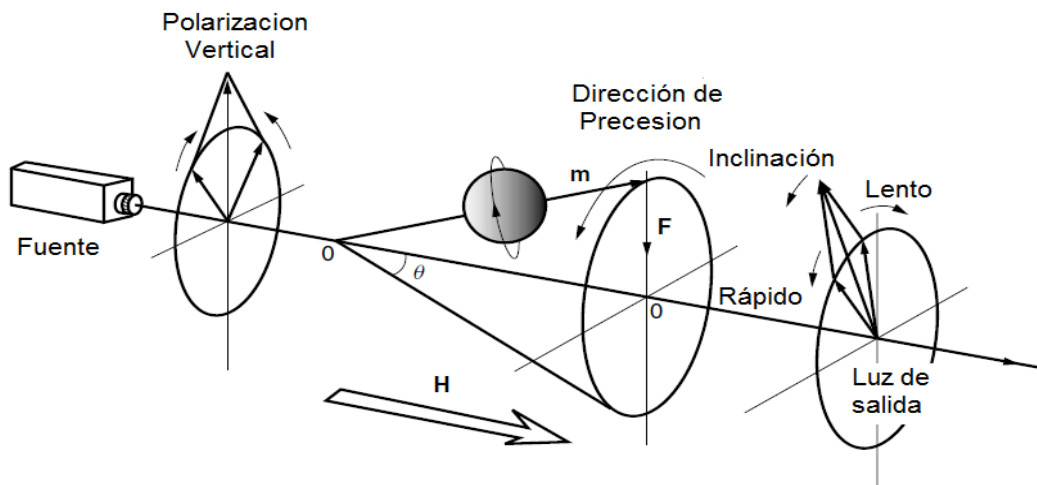


Fig2 Efecto de giro del espín del electrón debido a un campo externo H

Cuando una onda polarizada circularmente incide en un medio, la permeabilidad magnética que la onda detecta depende del sentido de la polarización. La constante de propagación k para una onda polarizada circularmente que se propaga en la dirección de H está dada como:

$$k^2 = \omega^2 \epsilon (\mu \pm K) \quad (1.6)$$

Donde ϵ es la constante dieléctrica, μ es la permeabilidad magnética en ausencia de campo magnético externo y K es la diferencia de la permeabilidad magnética causada por la precesión.

El signo positivo de K corresponde a la polarización circular que tiene la misma dirección que la precesión, y el signo negativo cuando la precesión y la polarización tienen sentidos opuestos.

Rotación de Faraday no lineal

Cuando la luz incidente es polarizada linealmente, se puede descomponer en dos ondas polarizadas circularmente de igual magnitud pero que tiene el sentido opuesto de polarización circular, es decir polarización izquierda y derecha.

Cualquier efecto que cause que las constantes de propagación para estas dos ondas polarizadas circularmente difieran, produce una rotación de la dirección de la onda linealmente polarizada que se llama Efecto Faraday

Cuando las componentes de la luz polarizadas circularmente adquieren diferentes cambios de fase, esto lleva a la rotación óptica. Una diferencia de absorción entre las dos componentes induce elipticidad en la luz de salida.

La expresión cuantitativa para la rotación del ángulo de polarización es

$$\phi = VB \cdot I \quad (1.7)$$

Donde V es la constante de Verdet, I el camino de la luz dentro del medio y B es el campo magnético externo aplicado

Para el vapor de Rubidio en alto vacío la rotación no lineal magneto-óptica corresponde a $V \equiv 10^4 \text{radG}^{-1} \text{cm}^{-1}$

Auto rotación

Cuando la luz elípticamente polarizada interactúa con átomos en la vecindad de resonancia, el plano de polarización elíptica puede rotar; a este efecto se le conoce como auto rotación. [17-23]

Desde el punto de vista microscópico en el caso de vapor atómico el efecto de auto-rotación es causado por el efecto Stark y el bombeo óptico. [24,25]

El efecto Stark es el desplazamiento y la división de las líneas espectrales de los átomos y moléculas debido a la presencia de un campo eléctrico externo.

Puede entenderse la auto rotación de la polarización si se descompone la polarización de la luz en dos componentes de polarización circular de sentido contrario, ambas componentes tienen determinadas fases relativas y amplitudes que determinan la polarización de la luz.

Las ecuaciones acopladas para componentes con polarización circular son:

$$\frac{\partial E_+}{\partial z} = -i \frac{2}{3} \gamma [|E_+|^2 + 2|E_-|^2] E_+ \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial E_-}{\partial z} = -i \frac{2}{3} \gamma [|E_-|^2 + 2|E_+|^2] E_- \quad (1.9)$$

En base a la polarización circular la elipticidad de polarización depende de la relación entre las amplitudes de las componentes circulares derecha e izquierda:

$$e = \frac{|E_-| - |E_+|}{|E_-| + |E_+|} \quad (1.10)$$

Cuando la luz polarizada atraviesa el vapor, interactúa con las transiciones atómicas en la vecindad de resonancia. Los dos componentes de polarización de la luz tienen diferentes subniveles Zeeman.

Si las intensidades de las dos componentes son desiguales, las poblaciones de los subniveles Zeeman se hacen diferentes a través de

bombeo óptico. Como resultado, el índice de refracción del átomo es diferente para las dos componentes de polarización circular, que causa que el plano de polarización de la luz incidente rote.

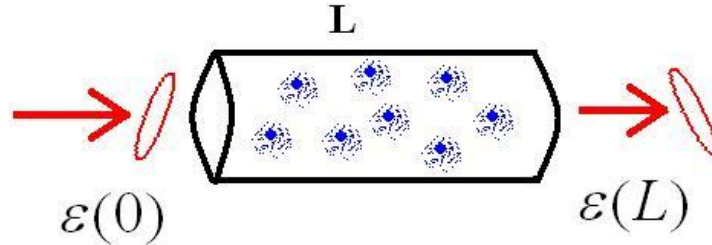


Fig3 Auto-rotación de la polarización: La elipticidad conduce a fuerzas desiguales de polarización circular izquierda y derecha. Estos componentes se propagan a velocidades diferentes que conducen a la rotación.

Modulación de fase cruzada

La no linealidad del medio también puede acoplar dos campos a través de la modulación de fase cruzada (XPM) sin inducir ninguna transferencia de energía entre ellos. La modulación de fase cruzada siempre está acompañada por la auto modulación de fase (SPM) y se produce porque el índice de refracción efectivo visto por un haz óptico en un medio no lineal depende no sólo de la intensidad de ese haz, sino también de la intensidad de otros haces co-propagándose. [26-28]

La modulación de fase cruzada es el cambio en la fase óptica de un haz de luz causada por la interacción con otro haz en un medio no lineal, específicamente un medio Kerr. Esto puede ser descrito como un cambio en el índice de refracción:

$$\Delta n = 2n_2 I \quad (1.11)$$

donde Δn es el cambio en el índice de refracción y n_2 es el índice no lineal, aquí, la intensidad I de un primer haz provoca un cambio del índice de refracción para un segundo haz.

En comparación con la ecuación correspondiente para la modulación de auto-fase, hay un factor adicional de 2. Este factor 2 es válido para haces

con la misma polarización; para haces con polarización cruzada en medios isotrópico debe ser reemplazado con $2/3$. Una descripción más fundamental de los efectos de modulación de fase cruzada se refiere a la polarización no lineal causada en el medio, basado en la no linealidad $\chi^{(3)}$.

Biestabilidad Óptica

Ciertos sistemas ópticos no lineales pueden poseer más de un estado de salida para un estado de entrada. El término de biestabilidad óptica se refiere a la situación en la que dos estados de salida diferentes son posibles para la misma entrada, y la multiestabilidad óptica término más general se utiliza para describir la circunstancia en la que dos o más estados de salida son posibles. El interés en la biestabilidad óptica se debe a su potencial utilidad como un interruptor para su uso en la comunicación óptica y en la computación óptica

Los dos tipos principales de biestabilidad óptica intrínseca, derivadas de un mecanismo físico distinto, son biestabilidad de absorción y biestabilidad de refracción.

Biestabilidad de absorción

Biestabilidad óptica de absorción se basa en el mecanismo de retroalimentación inherente en una cavidad óptica con un medio absorbente no lineal óptico, cuando el coeficiente de absorción disminuye al aumentar la intensidad de la luz.

La teoría básica de la operación es la siguiente: el medio absorbente saturable se coloca en la cavidad, y la cavidad en resonancia se bombea. Para bajas intensidades de luz, el coeficiente de transmisión para la cavidad es pequeño debido a la presencia del medio altamente absorbente dentro de la cavidad. A medida que aumenta la intensidad del bombeo, la absorción del medio no lineal disminuye.

Finalmente, para alguna intensidad de bombeo umbral, cambia la cavidad a un estado de alta transmisión, debido a que el coeficiente de absorción

se reduce lo suficiente para que el mecanismo de retroalimentación intrínseca de la cavidad domine.

El umbral es muy abrupto, ya que, cuando la cavidad está en un estado altamente transmisivo, la intensidad integrada en el interior de la cavidad llega a ser muy grande en comparación con la intensidad de bombeo (debido a la retroalimentación) y efectivamente blanquea prácticamente la totalidad de la absorción en el medio no lineal. El intenso bombeo es entonces transmitido en gran parte, aunque algo de energía se almacena en la cavidad para blanquear el medio absorbente.

Biestabilidad óptica de refracción

El dispositivo se basa en un medio óptico no lineal que muestra un cambio en el índice de refracción en función de la intensidad de la luz. Se coloca el medio de refracción no lineal dentro de la cavidad óptica, y la cavidad se bombea ligeramente fuera de resonancia de manera que el coeficiente de transmisión sea pequeño en comparación con la unidad.

Sin embargo, una pequeña cantidad de intensidad de luz existe dentro de la cavidad, y cambia la longitud efectiva del camino óptico dentro de la cavidad mediante la inducción de cambio en el índice de refracción del medio no lineal. A medida que aumenta la intensidad del bombeo, este cambio en la longitud de la trayectoria eficaz se hace más grande, hasta que en algún punto de la cavidad cambia.

El coeficiente de transmisión cambia bruscamente a un valor próximo a la unidad, y la intensidad integrada en el interior de la cavidad aumenta abruptamente. Si la intensidad del bombeo se incrementa aún más, es posible cambiar la cavidad a través de una segunda resonancia, con un umbral adicional en el coeficiente de transmisión.

Inestabilidad modulacional

Muchos sistemas no lineales presentan una inestabilidad que conduce a la modulación de estado estacionario como resultado de una interacción entre los efectos no lineales y dispersivos. Este fenómeno se conoce como inestabilidad modulacional y se estudió durante la década de 1960 en campos tan diversos como la dinámica de la óptica no lineal y la física del plasma

Constituye uno de los efectos más fundamentales relacionados con la propagación de ondas en medios no lineales. Significa el crecimiento exponencial de una débil perturbación de la amplitud de la onda medida que se propaga.

La ganancia conduce a la amplificación de las bandas laterales, que rompen el frente de onda inicialmente uniforme y genera estructuras localizadas finas. [29,30]

En su versión simplista, el efecto de la inestabilidad modulacional es el resultado de la interacción entre una fuerte onda armónica portadora a una frecuencia ω y bandas laterales pequeñas $\omega \pm \Omega$. Se considera como un proceso básico que clasifica el comportamiento cualitativo de las ondas moduladas y puede inicializar la formación de entidades estables, tales como la envolvente de solitones. [31]

La inestabilidad de modulación sólo ocurre en determinadas circunstancias. La condición más importante es la velocidad de grupo de dispersión anómala, por el que los pulsos con cortas longitudes de onda viajan con mayor velocidad de grupo que pulsos con mayor longitud de onda. Esta condición se supone centrándose en no linealidad Kerr, con lo cual aumenta el índice de refracción con la intensidad óptica. Hay también una potencia de umbral, por debajo del cual no se verá inestabilidad.

La inestabilidad es fuertemente dependiente de la frecuencia de la perturbación. En ciertas frecuencias, una perturbación tendrá poco efecto, mientras que a otras frecuencias, una perturbación crecerá de forma exponencial. En general el espectro de ganancia puede derivarse analíticamente

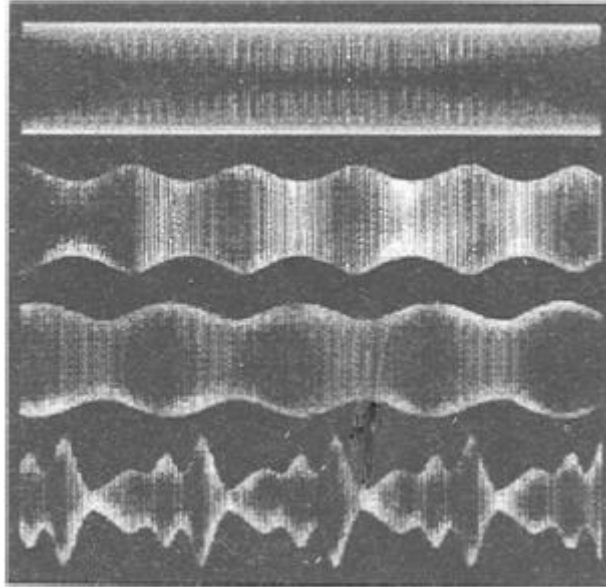


Fig7.La inestabilidad de modulación en una línea eléctrica no lineal

La tendencia para una señal perturbadora es hacer que la inestabilidad modulacional se amplifique. Al sintonizar una señal de entrada a un pico del espectro de ganancia, es posible crear un amplificador óptico.

Los efectos similares ocurren para propagación espacial, y se describen con la misma matemática, pero en vez de las frecuencias temporales es necesario considerar las frecuencias espaciales K . En el caso espacial la inestabilidad modulacional desarrollada se manifiesta en el rompimiento del frente de onda.

Amplificación de luz y rompimiento

La inestabilidad de modulación (MI) es un proceso que aparece en la mayoría de sistemas de ondas no lineales. Debido a MI, pequeñas amplitudes y las perturbaciones de fase (de ruido) crecen rápidamente bajo los efectos combinados de la no linealidad y la difracción o dispersión, en el dominio temporal. Como resultado, un amplio haz óptico o una onda cuasi-continua de pulso tiende a desintegrarse durante la propagación, lo que conduce a la filamentación o a romperse en trenes de impulsos [32,35]

Cuando la potencia de pico de entrada es muy por encima de la energía crítica, la inestabilidad modulacional rompe el haz en un gran número de filamentos

$$N (N \cong P_{in}/P_{cri}) \quad (1.12)$$

Donde P_{in} es la potencia de entrada y P_{cri} la potencia crítica de autocentrado.

Para las grandes potencias por encima $\sim 100 P_{cri}$, se produce múltiple filamentación a una distancia de escala como $1/P_{in}$.

Para potencias más pequeñas, la inestabilidad modulacional también puede conducir a múltiple filamentación pero esto ocurre más allá del colapso del haz a una distancia de escala como $1/\sqrt{P_{in}}$.

Estos filamentos, que crecen a partir de las pequeñas fluctuaciones en el perfil de intensidad del haz, pueden parecer distribuidos al azar en un plano z transversal dado o se organizan en patrones específicos

Cada filamento es probable que tenga un poder de P_{cr} . Cuando la potencia de un filamento individual se hace más pequeña que la P_{cr} , el filamento restaura la parte principal de su energía a un baño de fotones común; este depósito de energía puede alimentar filamentos estrechos, que además conduce a una nueva distribución de los filamentos que se convierten rápidamente al azar. El número de filamentos N disminuye gradualmente con la distancia de propagación debido a las pérdidas de energía por plasma o absorción múltiple de fotones, hasta que contiene solamente un filamento. Las simulaciones numéricas de la propagación claramente se deben manejar en $(3 + 1)$ dimensiones en este caso (tres dimensiones espaciales + tiempo) para capturar la dinámica completa de filamentación.

CAPITULO 2

El rubidio es un elemento químico con el símbolo Rb y número atómico 37. El rubidio es suave, de color blanco plateado metálico, esta contenido dentro del grupo de metales alcalinos, con una masa atómica de 85,4678. El rubidio elemental es altamente reactivo, con propiedades similares a las de otros metales alcalinos, tales como muy rápida oxidación en aire, el rubidio natural es una mezcla de dos isótopos : Rb ⁸⁵ constituye el 72% y el 28% restante está compuesto por Rb ⁸⁷ ligeramente radiactivo con una vida media de 49 mil millones años.

Químicos alemanes Robert Bunsen y Gustav Kirchhoff descubrieron rubidio mediante espectroscopia

PROPIEDADES GENERALES			
Símbolo	Rb	Bloque	S
Número atómico	37	Peso atómico estándar	85.467
Grupo	1 metales alcalinos	Configuración electrónica	[Kr]5s
Periodo	5		
PROPIEDADES FISICAS			
Fase	Solido	Punto de ebullición	688°C
Densidad	1.53 g/ml	Punto triple	39.3°C
Punto de fusión	38.9°C	Punto critico	2093 K
Calor de fusión	2.19 kJ/mol	Calor de vaporización	75.7 kJ/mol
Capacidad calorífica molar	31.06 J/mol K		
PROPIEDADES ATÓMICAS			
Estados de oxidación	1	Electronegatividad	0.82
Energías de ionización	403 kJ/mol	Radio atómico	265pm
Radio covalente	211pm	Radio de Vander Vals	303 pm

Vapor de rubidio

El rubidio metálico se vaporiza fácilmente y tiene un cómodo rango de absorción espectral, que lo hace un objetivo frecuente para la manipulación láser de átomos. En particular el ^{87}Rb es uno de las especies de átomos más utilizados para enfriamiento láser y condensados de Bose-Einstein.

El vapor de rubidio tiene un espectro de absorción bien definido que se utiliza comúnmente en aplicaciones espectroscópicas tales como la calibración de diodos láser sintonizables ó la estabilización de las frecuencias láser

Dado que cada material está asociado con un espectro de absorción único que sirve como su huella digital, el contenido de una celda de referencia se puede determinar a través de una medición de absorción. Mediante la exploración de un diodo láser sintonizable en una gama de longitud de onda y con la detección de la absorción de luz con un fotodetector se grabará una serie de picos, que es característico del gas dentro de la celda.

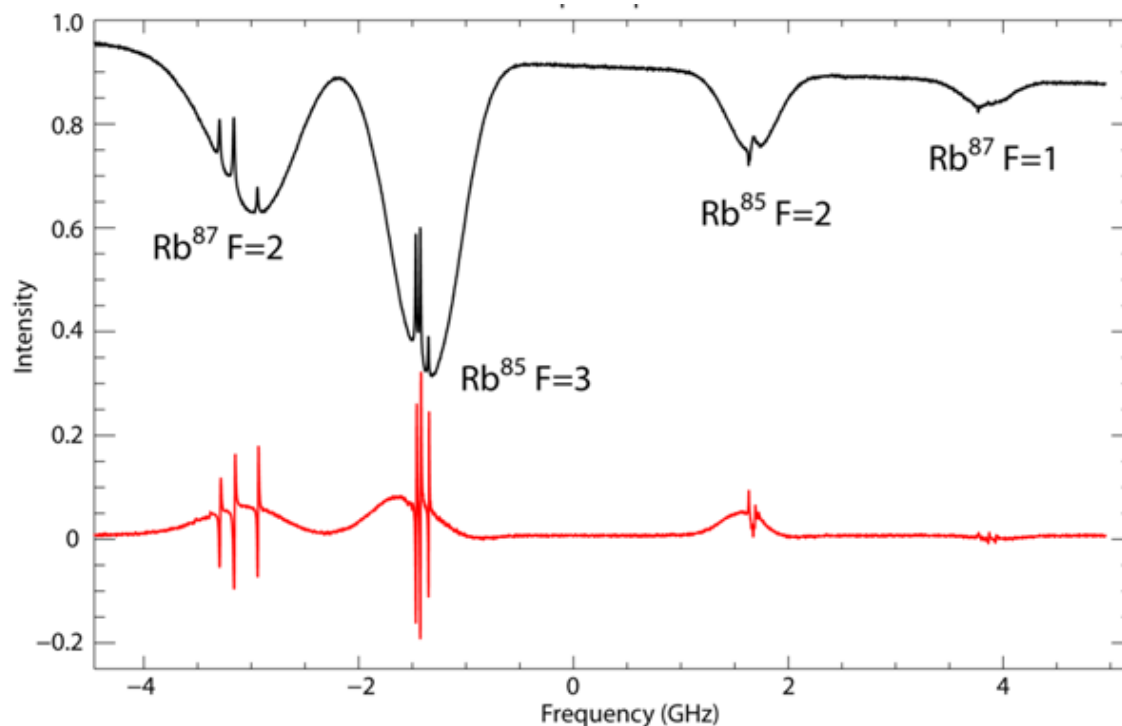


Fig.8 Espectro de absorción saturado para el rubidio natural

Propiedades Ópticas [36]

Para la línea D_2

$^{87}\text{Rb } D_2 (5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2})$ Propiedades Ópticas de Transición

Frecuencia	ω_0	$2\pi \cdot 384.230\,484\,468\,5(62)$ THz
Energía de Transición	$\hbar\omega_0$	1.589 049 439(58) eV
Longitud de onda (Vacío)	λ	780.241 209 686(13) nm
Longitud de onda (Aire)	λ_{air}	780.032 00 nm
Número de onda (Vacío)	$k_L/2\pi$	12 816.549 389 93(21) cm^{-1}
Tiempo de vida	τ	26.24(4) ns
Razón de decaimiento / Ancho natural de línea (FWHM)	Γ	$38.11(6) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ $2\pi \cdot 6.065(9)$ MHz
Fuerza de absorción del oscilador	f	0.6956(15)
Velocidad de retroceso	v_r	5.8845 mm/s
Energía de retroceso	ω_r	$2\pi \cdot 3.7710$ kHz
Temperatura de retroceso	T_r	361.96 nK
Corrimiento Doppler	$\Delta\omega_d(v_{\text{atom}} = v_r)$	$2\pi \cdot 7.5419$ kHz
Temperatura Doppler	T_D	146 μK

Para la línea D_1

$^{87}\text{Rb } D_1 (5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2})$ Propiedades Ópticas de Transición

Frecuencia	ω_0	$2\pi \cdot 377.107\,463\,5(4)$ THz
Energía de Transición	$\hbar\omega_0$	1.559 590 99(6) eV
Longitud de onda (Vacío)	λ	794.978 850 9(8) nm
Longitud de onda (Aire)	λ_{air}	794.765 69 nm
Número de onda (Vacío)	$k_L/2\pi$	12 578.950 985(13) cm^{-1}
Tiempo de vida	τ	27.70(4) ns
Razón de decaimiento / Ancho natural de línea (FWHM)	Γ	$36.10(5) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ $2\pi \cdot 5.746(8)$ MHz
Fuerza de absorción del oscilador	f	0.3420(14)
Velocidad de retroceso	v_r	5.7754 mm/s
Energía de retroceso	ω_r	$2\pi \cdot 3.6325$ kHz
Temperatura de retroceso	T_r	348.66 nK
Corrimiento Doppler	$\Delta\omega_d(v_{\text{atom}} = v_r)$	$2\pi \cdot 7.2649$ kHz

En la estructura atómica aislada existen niveles discretos de energía asociados con cada electrón y que incrementan su energía a medida que aumenta su distancia del núcleo.

Estos niveles de energía son una serie de áreas externas al núcleo en las que se mueven los electrones.

Números cuánticos

Número cuántico principal(n): Este número cuántico está relacionado tanto con la energía como con la distancia media entre el núcleo y el electrón. Los valores de este número, que corresponde al número del nivel energético, varían y son designados por números del 1 al 7 y representados por la letra n. Hay una cantidad máxima de electrones que puede existir en un nivel principal de energía.

Número Cuántico Secundario (l): Este número cuántico nos indica en que subnivel se encuentra el electrón. Este número cuántico toma valores desde 0 hasta (n - 1).

Número Cuántico Magnético (m): El número cuántico magnético nos indica las orientaciones de los orbitales magnéticos en el espacio. Los orbitales magnéticos son las regiones de la nube electrónica donde se encuentran los electrones. Este número cuántico depende de l y toma valores desde -l pasando por cero hasta +l. La fórmula para encontrar cuántos orbitales posee un subnivel es: $m = 2l + 1$

Número Cuántico de Spin (s): El número cuántico de spin nos indica el sentido de rotación en el propio eje de los electrones en un orbital. Ya sea si se mueve al igual que las manecillas del reloj, o en sentido contrario, este número cuántico toma los valores de -1/2 y de +1/2.

Utilizando los 4 números cuánticos se puede especificar dónde se encuentra un determinado electrón, y los niveles de energía del mismo. Este tema es importante en el estudio de las radiaciones, la energía de ionización, así como de la energía liberada por un átomo en una reacción.

Transiciones de los niveles de energía

Hay tres procesos de transición que involucran los átomos y los campos de láser:

Absorción estimulada en el que el átomo comienza en el estado fundamental, absorbe un fotón del campo láser y, a continuación, termina en el estado excitado.

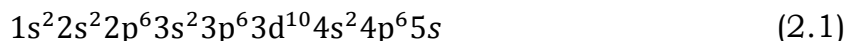
La emisión estimulada en la que el átomo comienza en el estado excitado, emite un fotón con la misma dirección, frecuencia, y la polarización como aquellos en el campo láser y, a continuación, termina en el estado fundamental.

La emisión espontánea en la que el átomo comienza en el estado excitado, emite un fotón en una dirección arbitraria sin relación a los fotones de láser y, a continuación, termina en el estado fundamental.

La emisión estimulada y absorción están asociadas con campos electromagnéticos externos como los de un láser o radiación térmica (cuerpo negro). Consideramos la emisión espontánea primero - un proceso caracterizado por una tasa de transición o probabilidad por unidad de tiempo para un átomo en el estado excitado a decaer al estado fundamental. Esta tasa de transición se denotará γ y está a unos $3,8 \times 10^7$ / s (o 38 MHz) para los niveles de rubidio.

Niveles de energía del rubidio

El átomo de rubidio Rb tiene número atómico 37. En su estado fundamental su configuración tiene un electrón fuera del núcleo de gas inerte y se describe con la siguiente notación.



lo que significa que hay un electrón de valencia en los orbitales 5s. El número cuántico $n = 5$ corresponde a la cáscara y $l = 0$ nos indica que el electrón de valencia se encuentra en un orbital s. La magnitud del momento angular de giro, s , es igual a $1/2$ para cualquier electrón.

Los posibles estados superiores de energía para un electrón que surgen como soluciones a la ecuación de Schrödinger representan los estados de transición discretos a disposición de un electrón en un estado fundamental dado. Sin embargo, un electrón posee un momento angular intrínseco \mathbf{L} debido a su órbita alrededor del núcleo del átomo, junto con un momento angular intrínseco de giro \mathbf{S} sobre su propio eje.

\mathbf{J} es el número cuántico que describe la magnitud del momento angular total, que es la suma de la cantidad de movimiento total de giro orbital y angular:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (2.2)$$

Estos valores están a su vez asociados con momentos magnéticos \mathbf{M}_L y \mathbf{M}_S como el electrón es una partícula cargada. En el marco de reposo de un electrón que orbita un núcleo, parece como si el núcleo estuviera girando alrededor del electrón. La interacción entre el momento magnético orbital resultante del núcleo cargado y el impulso de giro magnético intrínseco del electrón da lugar a una división del nivel de energía básica que habría existido sin la interacción spin-órbita mencionado anteriormente. Esta división surge debido a las diferentes energías asociadas con las diferentes orientaciones relativas de momento magnético nuclear orbital y el momento magnético de spin \mathbf{M}_L y \mathbf{M}_S respectivamente. La energía de interacción entre los dos momentos magnéticos es proporcional a $\mathbf{M}_L \cdot \mathbf{M}_S$ donde el punto indica el producto escalar de vectores. Esta división debido al acoplamiento spin-órbita es conocida como la "división de estructura fina " de los niveles de energía.

El electrón de valencia en el orbital 5s puede ser excitado al orbital 5p. En el estado fundamental, el nivel de energía para el electrón de valencia del átomo de rubidio consistía en un único nivel, el 5s. En el estado excitado, hay dos valores posibles para el momento angular total, $j = 1/2$ y $j = 3/2$. Los dos valores posibles para el momento angular total dan lugar a un desdoblamiento de los orbitales 5p.

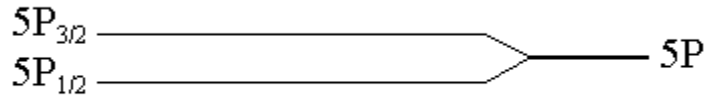


Fig9. Estructura fina del Rubidio

El núcleo también posee un momento angular de giro intrínseca \mathbf{N} y un giro correspondiente momento magnético \mathbf{M}_N . Este momento magnético interactúa con el giro momento magnético \mathbf{M}_S del electrón para producir más desdoblamiento de los niveles de energía electrónicos resultantes en lo que se conoce como la "estructura hiperfina" del átomo. Una vez más las energías de interacción son funciones de $\mathbf{M}_N \cdot \mathbf{M}_S$

Esta división es resultado de la interacción entre el momento total nuclear angular y el momento angular total producido por el electrón. El momento angular nuclear total es un valor cuantificado. Para núcleos pares-impares, (núcleos con un número impar de protones y un número par de neutrones), el valor de $i = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$. En el caso de ^{85}Rb y su isótopo, ^{87}Rb , los valores de I son $5/2$ y $3/2$, respectivamente. [37]

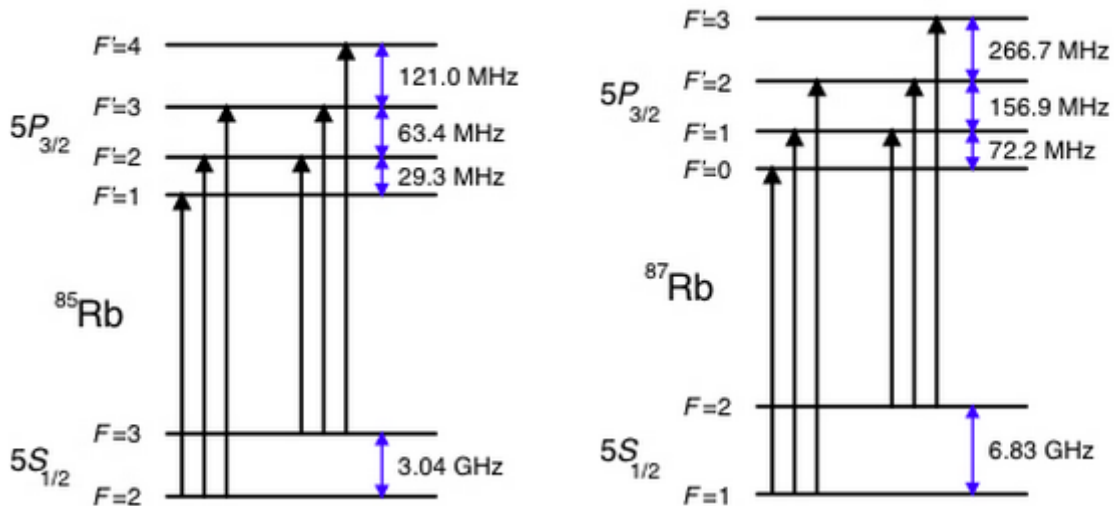


Fig.10 Estructura hiperfina del rubidio tanto para los estados fundamental y excitados de los dos isótopos principales de rubidio, ^{85}Rb y ^{87}Rb para D2

Efecto Zeeman

Efecto Zeeman es el nombre dado a la división de los niveles de energía en un átomo cuando se le aplica un campo magnético externo. La división ocurre debido a la interacción del momento magnético del átomo μ y el campo magnético externo \mathbf{B}

La energía de los niveles atómicos cambia ligeramente en razón de

$$\Delta E = -\mu B$$

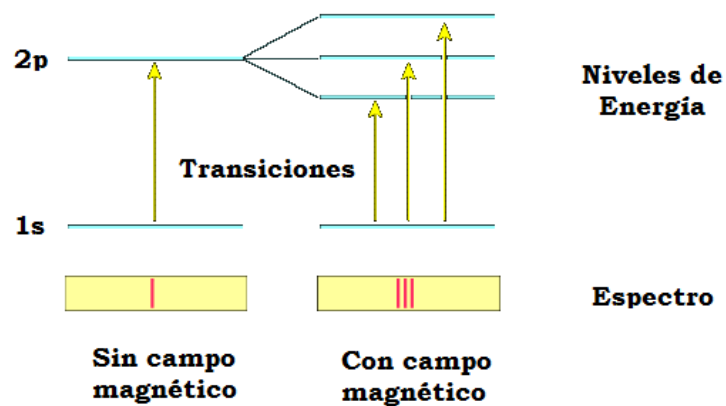


Fig. 11 División de una línea espectral en varios componentes en presencia de un campo magnético estático

Tanto la estructura hiperfina y el Efecto Zeeman se refieren a pequeños desdoblamientos en los niveles de energía atómica como resultado de los momentos magnéticos nucleares y electrónicos. La estructura hiperfina es el resultado del acoplamiento de los momentos magnéticos nucleares y electrónicos, mientras que el Efecto Zeeman es debido a la interacción del momento magnético total con un campo magnético estático externo. Para campos magnéticos débiles (<400 Gauss), ambos efectos producen desdoblamientos en las líneas espectrales de absorción de rubidio que tienen una magnitud comparable.

Con la técnica de espectroscopia de absorción saturada Doppler, se ha podido caracterizar el Efecto Zeeman tanto en ^{87}Rb y ^{85}Rb para la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ es decir, la línea D2[38-42]

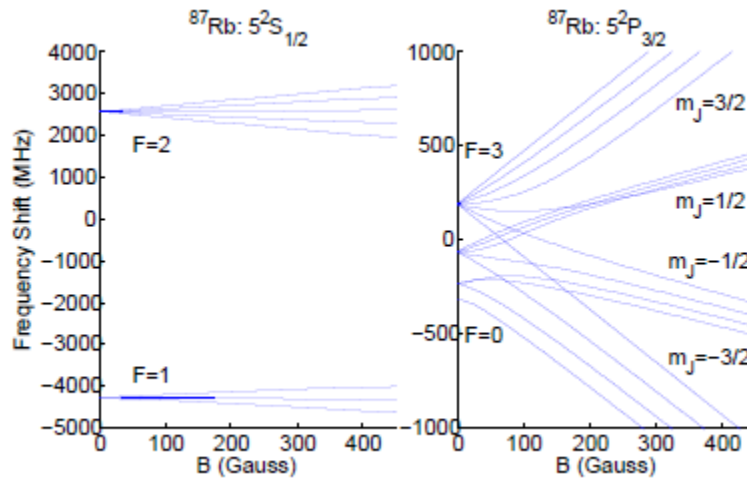


Fig12.Efecto Zeeman para ^{87}Rb y ^{85}Rb

Calculo Teórico

Un proceso no lineal simple que para intensidades de luz moderada puede ser más eficiente que la no linealidad Kerr escalar, es la auto-rotación del haz polarizado elípticamente inducida por la modulación de fase cruzada de dos componentes polarizados circularmente.

El mecanismo general de esta no linealidad en rubidio implica un efecto Stark dinámico. Las configuraciones simples, como Λ ($F_g = 1$ a $F_e = 0$) o la transición de $F_g = 1$ a $F_e = 1$ no demuestran auto-rotación.

Si existen niveles superiores adicionales (por ejemplo, en configuración de doble Λ , o para la transición $F_g = 1$ a $F_e = 2$, la luz polarizada elípticamente se separa en subniveles debido a la interacción con un nivel adicional debido a efecto Stark dinámico.

Esto rompe en parte el estado oscuro del átomo e induce la rotación de la elipse de polarización a lo largo de propagación. La eficiencia de proceso se

ve afectada por el bombeo de subniveles adicionales, por lo tanto, es razonable sugerir que la iluminación adicional puede modificar, y en particular mejorar la no linealidad mediante el cambio de poblaciones de subniveles.

El modelo teórico no tiene parámetros de ajuste, y se demostró dar una descripción satisfactoria de un número de procesos no lineales para un caso de una sola frecuencia del láser involucrado.

Para dos frecuencias ω_1 y ω_2 la modificación del modelo es bastante sencillo, pero para la validez de la aproximación de onda rotante (rotating wave approximation), tenemos que asumir que ambas frecuencias láser, así como su diferencia $\omega_1 - \omega_2$ son mucho más grandes que las frecuencias de Rabi y la separación característica entre los niveles excitados. Esta suposición se justifica cuando un haz se sintoniza en la línea $F_g = 1$, y el otro en $F_g = 2$. En nuestro experimento tenemos la señal sintonizada en $F_g = 1$ y el bombeo en $F_g = 2$.

Sin el bombeo, se obtiene la auto-rotación máxima para un haz de señal sintonizado en $F_g = 1$ para intensidades típicas en $\sim 1-10\text{mW} / \text{mm}^2$ (el valor depende del diámetro del haz).

La razón máxima de auto-rotación a absorción que es un parámetro importante para aplicaciones se obtiene para intensidades algo mayores, debido a que la absorción es más pequeña para intensidades más altas, pero finalmente la auto-rotación disminuye con intensidades más altas, ya que la caída en rotación se vuelve más importante, que el crecimiento de la longitud de absorción. Se llevaron a cabo las simulaciones de la intensidad del haz de señal, que está cerca de la óptima (que da la más alta R), para un haz de señal sin bombeo.

La frecuencia de láser de bombeo se fijó en resonancia con la transición $F_g = 2$, $F_e = 2$ de un átomo en reposo.

Los resultados son diferentes para el bombeo en co- y contra-propagación con respecto al haz de señal. Se observa, que en cualquier caso el aumento de la intensidad del haz de bombeo hace que la absorción aumente.

El crecimiento de la absorción en presencia de bombeo es fácil de entender en términos de los niveles de población: el bombeo transfiere parte de la población desde el nivel $F_g = 2$ de nuevo al nivel $F_g = 1$, que se agota al contrario de la señal.

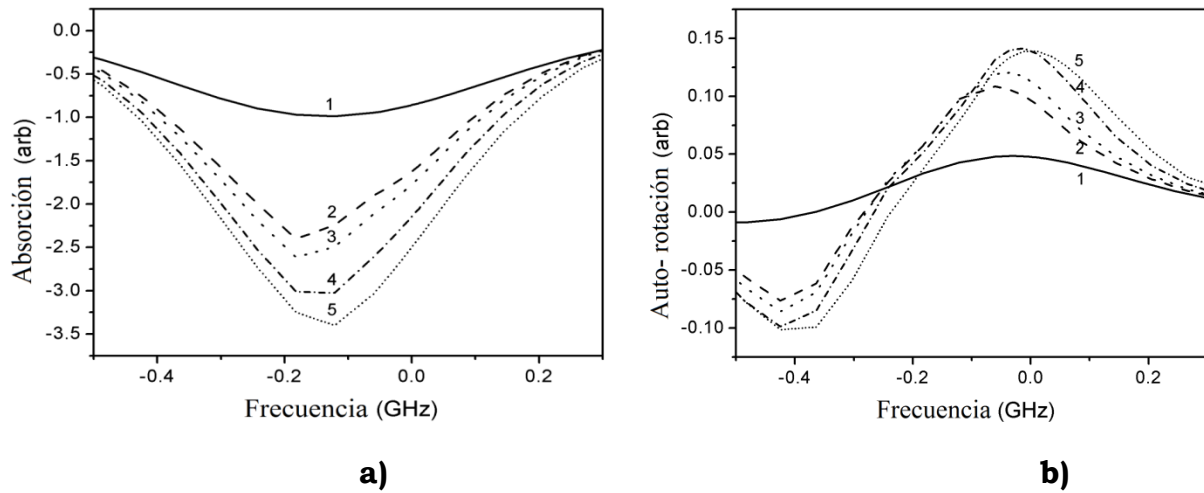


Figura 13. Calculo teórico **a)** Forma de la línea de absorción **b)** espectro de auto-rotación. Para el bombeo en contra-propagación, para intensidades de haz de señal de $8.54 \frac{mW}{mm^2}$ y para distintas intensidades del haz de bombeo Curva 1: $0,0 \frac{mW}{mm^2}$, la curva 2: $12,3 \frac{mW}{mm^2}$, curva 3: $\frac{mW}{mm^2}$, la curva 4: $43,2 \frac{mW}{mm^2}$ y la curva 5: $76,9 \frac{mW}{mm^2}$. El tiempo característico de vuelo es $4.1 \mu s$.

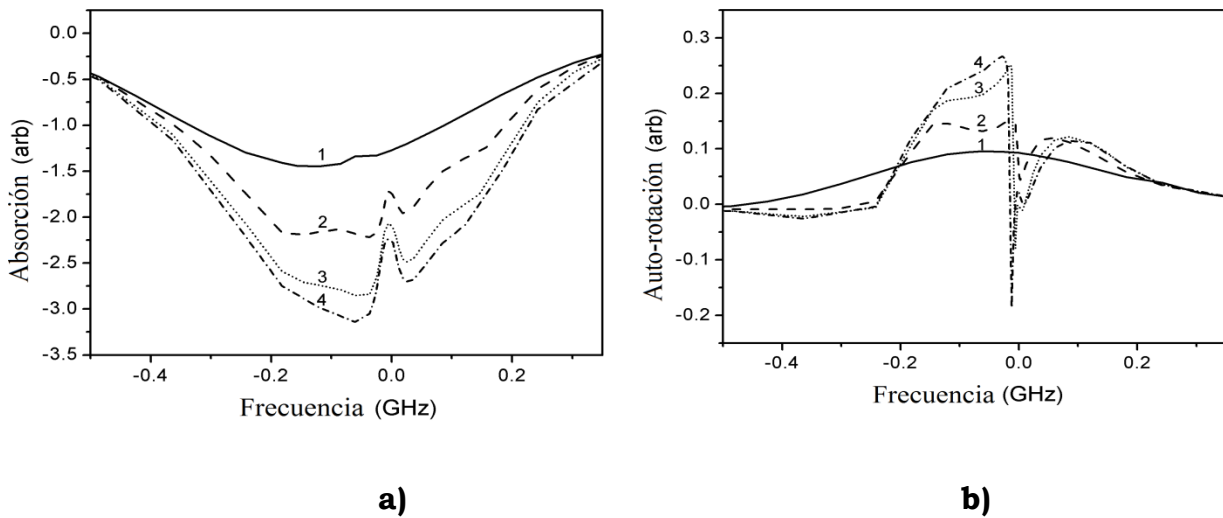


Figura 14. Calculo teórico **a)** Forma de la línea de absorción **b)** espectro de auto-rotación. Para el bombeo en co-propagación, para intensidades de haz de señal de $8.54 \frac{mW}{mm^2}$ y para distintas intensidades del haz de bombeo Curva 1: $0,0 \frac{mW}{mm^2}$, la curva 2: $2,1 \frac{mW}{mm^2}$, curva 3: $8.54 \frac{mW}{mm^2}$, la curva 4: $13,3 \frac{mW}{mm^2}$

Capítulo 3

Arreglo experimental

En el experimento hemos utilizado dos diodos láser de cavidad externa sintonizables independientes cerca de 780 nm , con 50 mW (señal) y 60 mW (bombeo). La celda de rubidio caliente de 75 mm estaba protegida con un escudo doble de metal con alta permeabilidad magnética y se colocó dentro de un solenoide con el fin de producir un campo magnético longitudinal B . El calentador resistivo se encuentra entre las dos cáscaras de metal. Mediante el uso de una celda de control adicional se obtienen las líneas de espectroscopia de absorción saturada para el haz de bombeo y se utilizan para fijar la frecuencia de la luz de bombeo laser.

Una serie de tres experimentos se realizó para comparar la eficiencia del sistema con y sin el haz de bombeo: la amplificación de auto-rotación, la mezcla de tres ondas y el haz con ruptura. La configuración experimental básica utilizada en todos los experimentos, se muestra en la figura 14. Un débil rayo de aproximadamente un 4% de la intensidad del haz principal adicional se incorpora para la mezcla de tres ondas y experimentos de amplificación

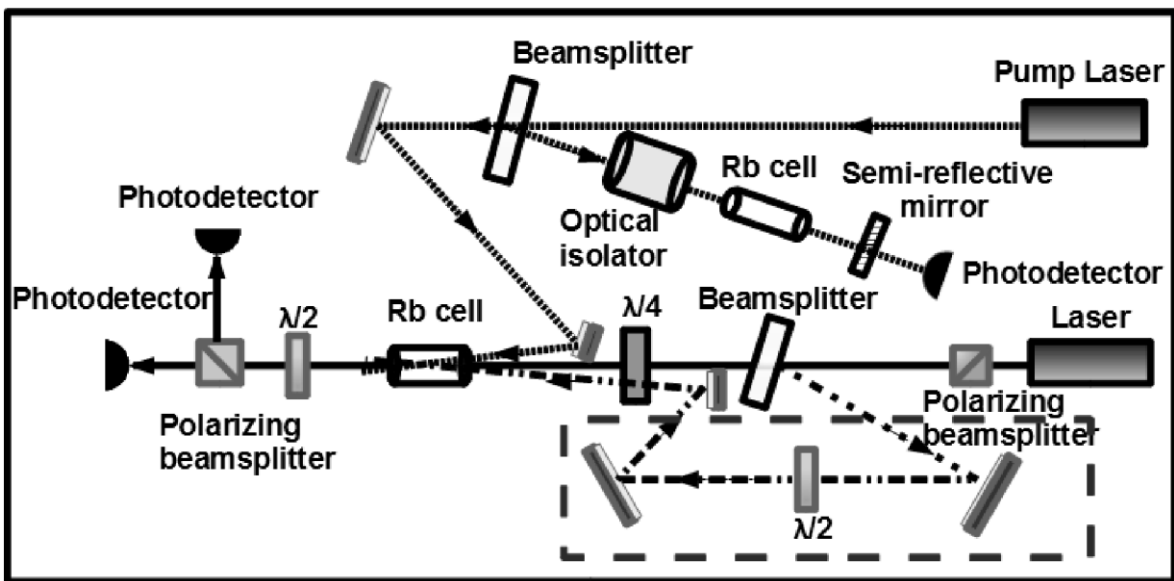


Figura 14 Diseño Experimental

Láser

Para observar el efecto del bombeo láser sobre ^{87}Rb en la línea D2, la frecuencia del haz de bombeo se fijó y el láser de señal se escanea a través de la transición. El bombeo y el haz de señal se cruzan dentro de la celda con un ángulo pequeño ($\sim 13\text{mrad}$ en un plano vertical).

Cubo polarizador divisor de haz

Es un dispositivo óptico que divide un haz de luz en dos polarizaciones ortogonales, hacemos uso de este dispositivo a la salida del haz de señal, que nos da como resultado dos haces polarizados linealmente con polarizaciones ortogonales.

Lamina de media onda:

Una placa de onda funciona desplazando la fase entre dos componentes de polarización perpendiculares de la onda de luz.

Para la luz polarizada linealmente, esto es equivalente a decir que el efecto de la placa de media onda es rotar el vector de polarización a través de un ángulo 2θ , es decir el doble del ángulo de rotación de la placa.

Lamina de cuarto de onda:

El efecto de la placa de cuarto de onda es la introducción de desfase de $\pi/2$. Se usa para convertir una onda polarizada linealmente en una onda circularmente o elípticamente polarizada.

Celda de Rubidio:

Las celdas de referencia contienen vapores de elementos atómicos específicos o compuestos moleculares, cada uno de los cuales tiene un espectro de absorción bien definido. Estas células se utilizan comúnmente en aplicaciones espectroscópicas tales como diodo láser sintonizable de calibración, la estabilización de las frecuencias de láser, y la calibración de metros de longitud de onda.

Dado que cada material de relleno está asociado con un espectro de absorción único que sirve como su huella digital, el contenido de una celda de referencia se puede determinar a través de una medición de absorción lineal.

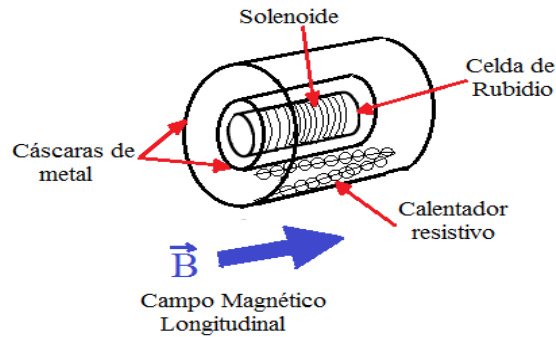


Figura 16 Celda de rubidio usada en el arreglo experimental

Aislador óptico:

Es un dispositivo que permite la transmisión de la luz en una dirección, mientras que suprime la transmisión de la luz en la dirección opuesta. Los aisladores ópticos se utilizan para suprimir los efectos de la luz reflejada. Por ejemplo, la inserción de un aislador entre el diodo láser y el resto del sistema reduce la luz reflejada de nuevo en el láser, y no sólo estabiliza el funcionamiento del láser, sino también reduce sustancialmente el ruido de láser.

Hay dos tipos de aisladores ópticos: uno cuyo rendimiento está influenciado por la dirección de polarización de la luz incidente, y uno cuyo rendimiento es independiente de la polarización de la luz incidente.

Auto rotación.

Primero el haz de señal incide en un cubo divisor polarizador que a la salida nos arroja un haz de señal con polarización vertical bien definida. A su salida se coloca un atenuador variable para controlar la intensidad, posteriormente al pasar por una placa de cuarto de onda se produce un haz con polarización elíptica controlable. En nuestro caso el ángulo de rotación de placa es de $\pm 4^\circ$. Después el haz de señal cruza la celda de vapor de rubidio y a su salida atraviesa una placa de media onda seguida de un cubo divisor polarizador y un foto detector diferencial.

El haz de señal se escanea en frecuencia y la placa de media onda se rota hasta que las dos señales para los dos foto detectores sean iguales lejos de la línea de absorción.

Se incorpora un haz de bombeo que pasa por un atenuador variable para después cruzar la celda de rubidio en co-propagación y contra-propagación respectivamente.

La diferencia de señales de dos foto detectores es proporcional al ángulo de rotación de la elipse de polarización mientras que su suma permite determinar la absorción.

Mezcla de tres ondas

Para una segunda serie de experimentos, un haz débil adicional se incorpora en la configuración experimental. El haz débil tiene una intensidad de 4% de haz de señal y pasa a través de una placa de media onda con el fin de obtener una polarización inicial perpendicular a la polarización del haz de señal. Este haz débil cruza la celda de rubidio en un plano perpendicular al plano que se forma al cruzar el haz de señal con el haz de bombeo. Se observó la difracción en un orden conjugado de temperatura de la celda a 80°C . [43,44]

La placa de media onda, el divisor de haz y un foto detector diferencial en el extremo de la celda se sustituyen en este caso por un único foto detector donde se detectó el orden conjugado. La eficiencia de difracción depende fuertemente de los parámetros del sistema, tales como el ángulo entre la señal y el láser de bombeo, el ángulo entre la señal y haz débil (4mrad), las intensidades del haz de señal y de bombeo, elipticidad y el campo magnético.

Con el fin de encontrar los parámetros para obtener la eficiencia óptima de difracción, la intensidad de la señal y de bombeo se fijaron y se midió la difracción con y sin haz de bombeo.

Además, cuando el bombeo está presente, un campo magnético longitudinal B y elipticidad de polarización e se aplicaron para aumentar el máximo de la curva de difracción.

Ruptura del haz

En el último experimento, los patrones se generaron en el campo lejano debido a una fuerte amplificación exponencial en un proceso de mezcla de tres ondas relacionadas con el mecanismo de modulación de inestabilidad. Se observaron los patrones en los esquemas de co-y contra-propagación y para diferentes valores de intensidad de la señal, el campo magnético, temperatura, elipticidad y polarización.

CAPITULO 4

RESULTADOS

Se busco maximizar por medio de un haz de bombeo algunas propiedades no lineales del vapor de rubidio.

La frecuencia de láser de bombeo se fijó en resonancia con $F_g = 2$, y $F_g=1$, se observo la respuesta en $F_g=1$

La eficiencia en las aplicaciones tales como la luz comprimida, u holografia dinámica es usualmente determinada por la relación entre la no linealidad η y la absorción α

$$R = \frac{\eta}{\alpha}$$

que permite obtener un cambio de fase no lineal.

4.1 Auto rotación

- **Bombeo en $F_g=2$**

Se presentan los resultados obtenidos de auto rotación y el parámetro que llamaremos **R** para dos distintas configuraciones del haz de bombeo, para cuando se co propaga con el haz de señal y se cruza dentro de la celda de rubidio y cuando su trayectoria es en contra propagación a dicho haz. Así como cuando se prescinde del haz de bombeo.

El parámetro R es un cociente que resulta de la auto rotación y su correspondiente absorción. La auto rotación máxima se obtiene para intensidades altas, debido a que la absorción es más pequeña para estas intensidades, pero finalmente la auto-rotación disminuye con intensidades más altas.

Para encontrar la auto rotación máxima se escaneo con el haz de bombeo a través de la transición $F_g=2$ y resulto tener un máximo cerca de $F_e=2$, se mantuvo la frecuencia de bombeo fija en esta transición.

Al tener una frecuencia de bombeo fija se busca aumentar la auto rotación ahora por medio de las intensidades optimas de ambos haces.

Comenzamos la medición de **R** y la auto rotación sin el haz de bombeo y con una variación de la intensidad de señal

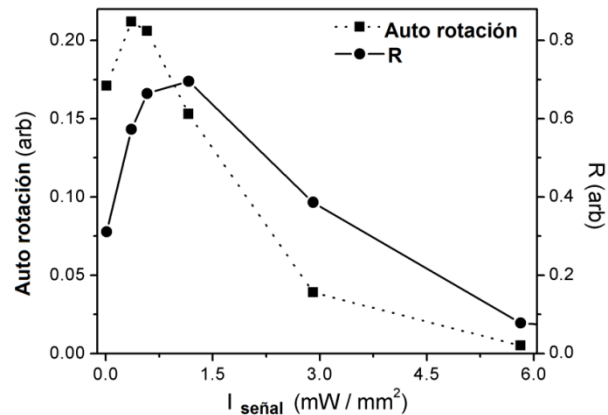


Figura 18 Auto-rotación y la relación de rotación y absorción (R) como función de la intensidad de la señal sin haz de bombeo.

Y se encontró que la auto rotación máxima para el haz de señal es aproximadamente de 1/20 de la intensidad máxima ($0.3mW/mm^2$) y para R se tiene un máximo en 1/10 de la intensidad ($0.6mW/mm^2$) con una temperatura para la celda de vapor de rubidio de aproximadamente $87^{\circ}C$

Posteriormente con el máximo de intensidad para el haz de señal así como para el de bombeo se busca la mayor auto rotación y R.

El procedimiento utilizado para encontrar los valores óptimos en las configuraciones utilizadas se describe a continuación.

Tomando el máximo de rotación realizando un barrido en la línea, el máximo se encuentra cerca de $F_e=2$

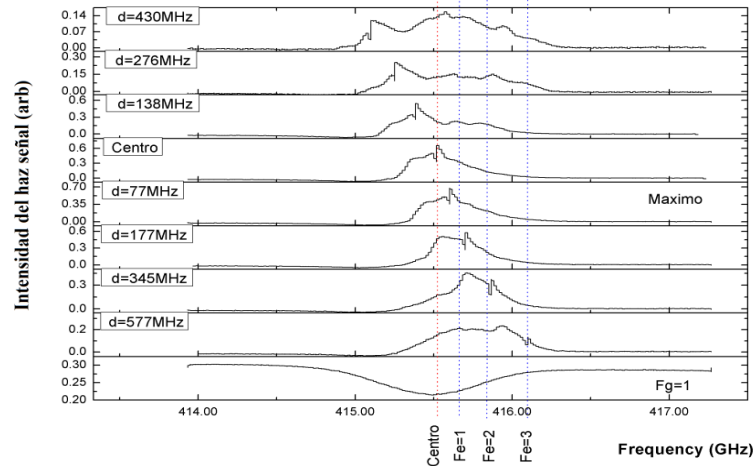
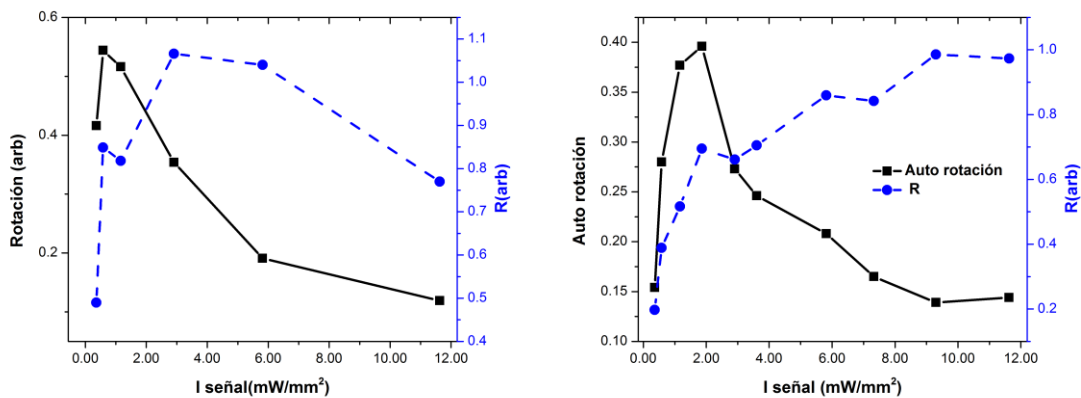


Figura 19 Barrido en frecuencia sobre la línea $F_g=2$ actuando sobre $F_g=1$ para localizar la máxima auto rotación.

Con el haz de bombeo fijo y a una intensidad máxima de $2.22\text{mw}/\text{mm}^2$ se varía la intensidad del haz señal y se encuentra la rotación máxima y la R máxima para ambas configuraciones y a una temperatura aproximada para la celda de vapor de rubidio de 87°C y se obtienen los siguientes resultados.



a) b)

Figura 20 Auto rotación y R en función de la intensidad del haz de señal **a)** con configuración en co propagación **b)** para contra propagación

	Autorotación	R
Co propagando	0.3 mW/mm^2	1.5 mW/mm^2
Contra propagando	1 mW/mm^2	6 mW/mm^2

Tabla1. Intensidades del haz de señal que vuelven máximos los valores de autorotación y R para ambas configuraciones.

Con la intensidad de señal óptima para el haz señal se varía la intensidad en el haz de bombeo hasta encontrar la auto rotación y R máximos para ambas configuraciones

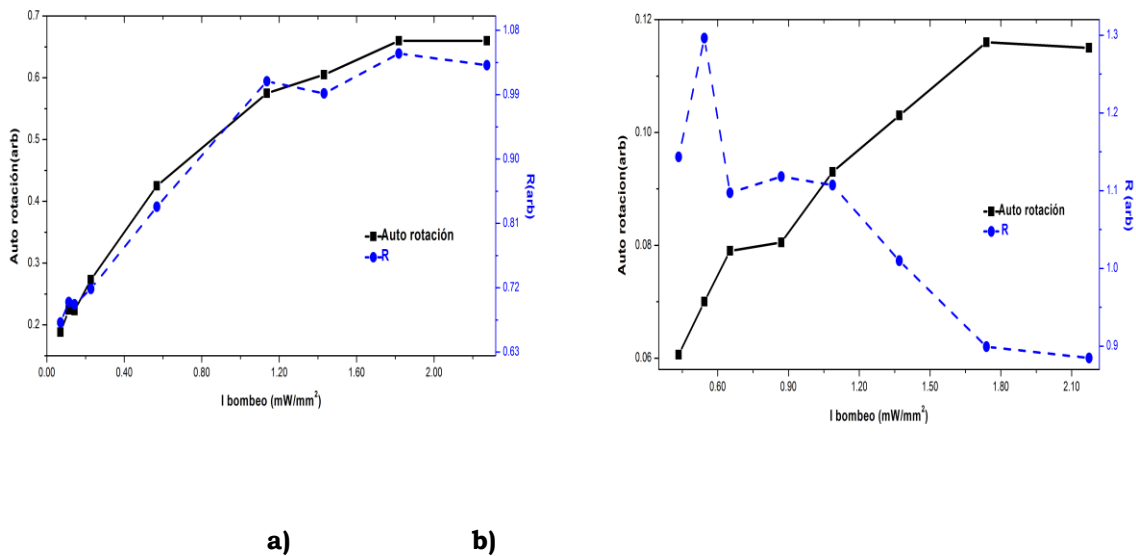


Figura 21 Auto rotación y R en función de la intensidad del haz de bombeo **a)** con configuración en co propagación con la intensidad de señal óptima (2.9 mW/mm^2) **b)** para contra propagación con la intensidad de haz señal máxima (11.61 mW/mm^2)

	Auto rotación	R
Co propagando	2.22 mW/mm^2	2.22 mW/mm^2
Contra propagando	2.22 mW/mm^2	0.55 mW/mm^2

Tabla2. Intensidades del haz de bombeo que vuelven máximos los valores de autorotación y R para ambas configuraciones

Los valores de absorción y de rotación dependen de la intensidad del haz de señal y de la intensidad de bombeo. La dependencia de la auto-rotación y R del haz señal sin el haz de bombeo se encuentra en un buen acuerdo con la descripción teórica

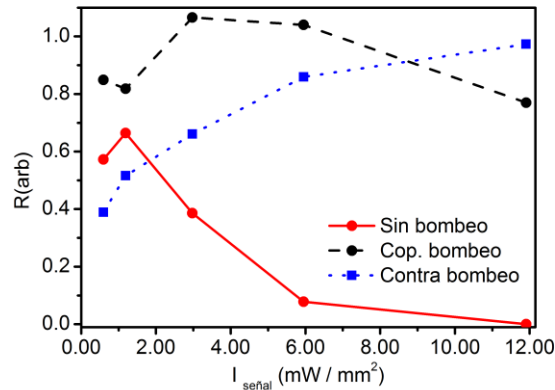


Figura 22 Curvas comparativas de R como función de intensidad de la señal con y sin el haz de la bombeo. Se muestran dos casos para el láser de bombeo en co-propagación y contra-propagación. La intensidad del haz de bombeo está al máximo ($2,22 \text{ mW} / \text{mm}^2$).

Se verificaron la dependencia de R en función de la intensidad del haz de bombeo fijando el haz de señal en $1.5 \text{ mW}/\text{mm}^2$ y encontramos que cuanto mayor es la intensidad del haz de bombeo, mayor es el valor de R para nuestra señal experimental para la relación de intensidad de bombeo (fig.22).

Los resultados teóricos obtenidos por simulación se muestran a continuación, las curvas de absorción y auto-rotación cuando el bombeo está ausente y para dos valores diferentes de intensidad de bombeo.

El valor de R es mayor cuando el haz de bombeo está presente tanto para la co propagación y la contra propagación, pero el mejor incremento relacionados con el caso sin bombeo se obtuvo en el primer caso

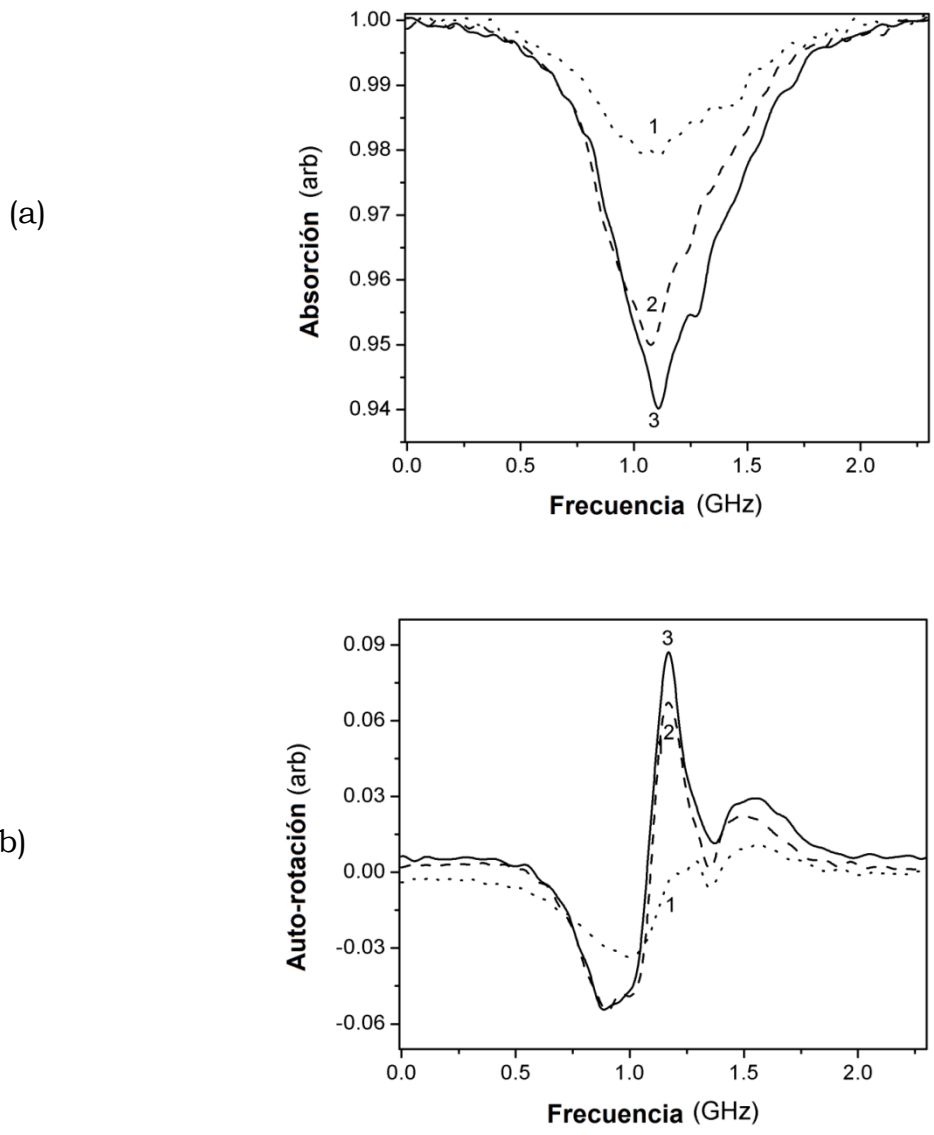
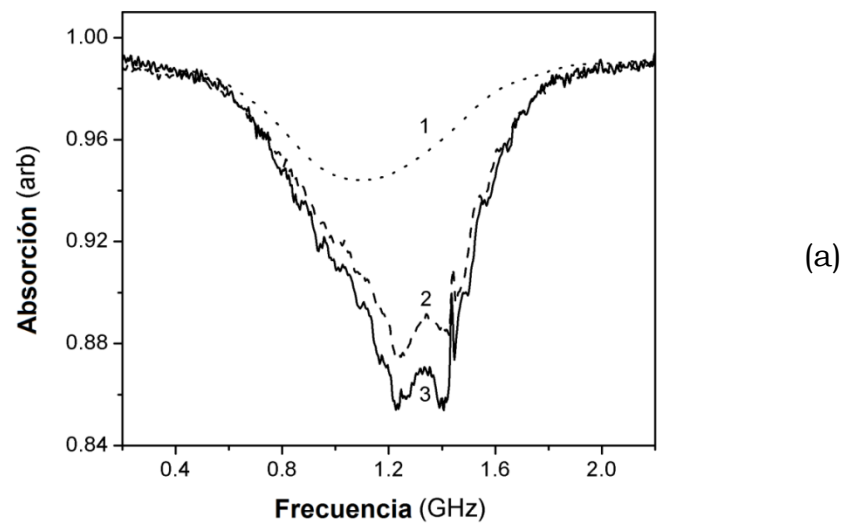
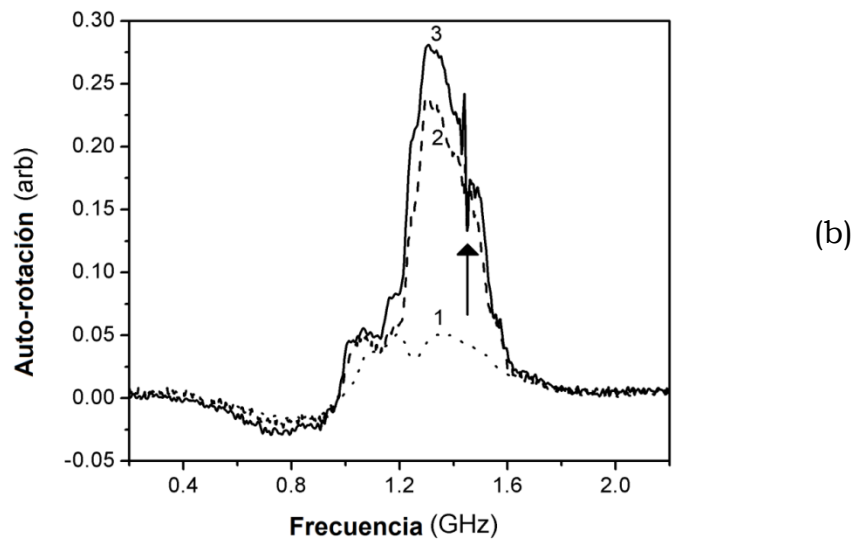


Figura 23. Fg = 1 absorción **(a)** y auto-rotación **(b)** curvas en caso contra-propagación cuando la intensidad del haz de bombeo es: Curva **1**: 0 mW/mm^2 , la curva **2**: $1,11 \text{ mW/mm}^2$ y la curva **3**: $2,22 \text{ mW/mm}^2$ la intensidad del haz señal está al máximo ($11,61 \text{ mW/mm}^2$).



(a)



(b)

Figura 24. Fg = 1 absorción **(a)** y auto-rotación **(b)** curvas en caso co-propagación cuando la intensidad del haz de bombeo es: Curva **1**: 0 mW/mm^2 , la curva **2**: $1,11 \text{ mW/mm}^2$ y la curva **3**: $2,22 \text{ mW/mm}^2$ la intensidad del haz señal está a $(2,9 \text{ mW/mm}^2)$.

- **Bombeo en $F_g=1$**

Ahora cambiamos la frecuencia del haz de bombeo y la ubicamos en $F_g=1$ actuando de igual manera sobre $F_g=1$. Se repite el experimento de auto rotación para co-propagación y contra propagación, sin bombeo y con bombeo.

Empezamos optimizando la ubicación del haz de bombeo en la línea $F_g=1$ para después fijar la frecuencia y variar las intensidades de ambos haces hasta obtener la mayor auto rotación y R como en el caso anterior.

En la figura siguiente se hace una comparación de la auto rotación y R sin el haz de bombeo para después poder comparar el aumento en ambos parámetros cuando actúa el haz.

La auto-rotación en este caso es máxima, cuando la intensidad de la señal es $0,36 \text{ mW/mm}^2$, y R es máxima cuando este valor es $1,16 \text{ mW/mm}^2$.

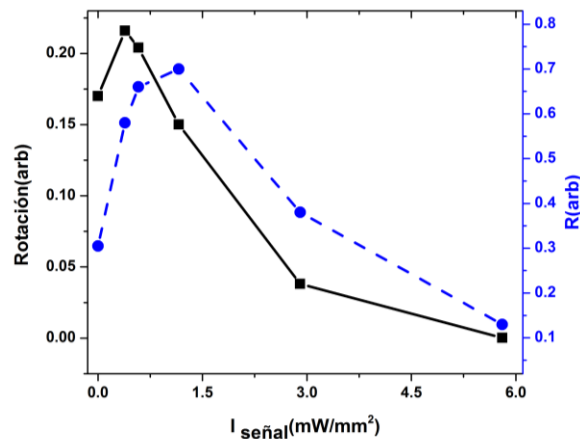


Figura 30 Auto rotación y R en función de la intensidad del haz de señal sin el haz de bombeo.

Comenzamos la medición de R y la auto rotación incorporando el haz de bombeo. La frecuencia de láser de bombeo puede fijarse en resonancia con $F_g = 1$, $F_e = 0, 1$ y 2 , así como para valores intermedios, pero se encontró por medio de escaneo que el mejor incremento de R es cuando el bombeo se fijó en resonancia con $F_g = 1$, $F_e = 0$.

Ahora con el haz de bombeo fijo y con la intensidad máxima se realiza una exploración de la dependencia de la intensidad del haz de señal con los efectos estudiados para las configuraciones ya conocidas

Teniendo para ambas configuraciones un máximo en la auto rotación para una intensidad del haz de señal de $1.16\text{mW}/\text{mm}^2$ y para R en $2.9\text{mw}/\text{mm}^2$

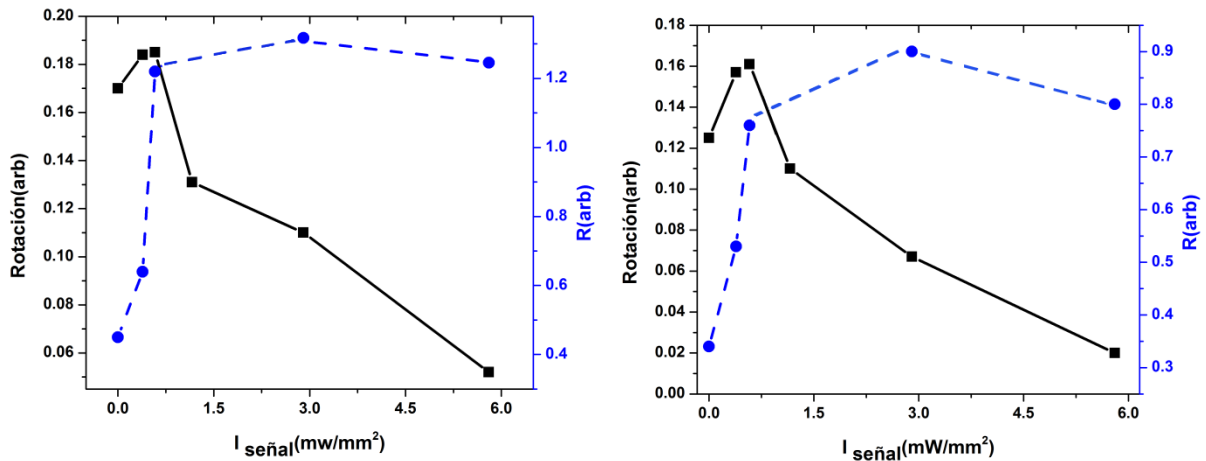


Figura 31 Auto rotación y R en función de la intensidad del haz de señal con el haz de bombeo máximo ($2.22\text{mW}/\text{mm}^2$) en la transición $F_g=1, F_e=0$ **a)** en co propagación **b)** en contra propagación

Ahora se investiga la relación de la autorotación y R con la polarización que existe entre los dos haces con una variación entre el haz señal y el haz de bombeo para dos configuraciones diferentes cuando son paralelos y perpendiculares entre sí.

Podemos ver en las graficas siguientes el impacto que tiene la polarización en el aumento de los efectos no lineales estudiados.

Las formas de las curvas de absorción y de rotación presentan algunas diferencias si la dirección de polarización del haz de bomba es paralelo o perpendicular con respecto a la polarización del haz de señal el caso de contra propagación con una variación en el haz de señal se muestra enseguida.

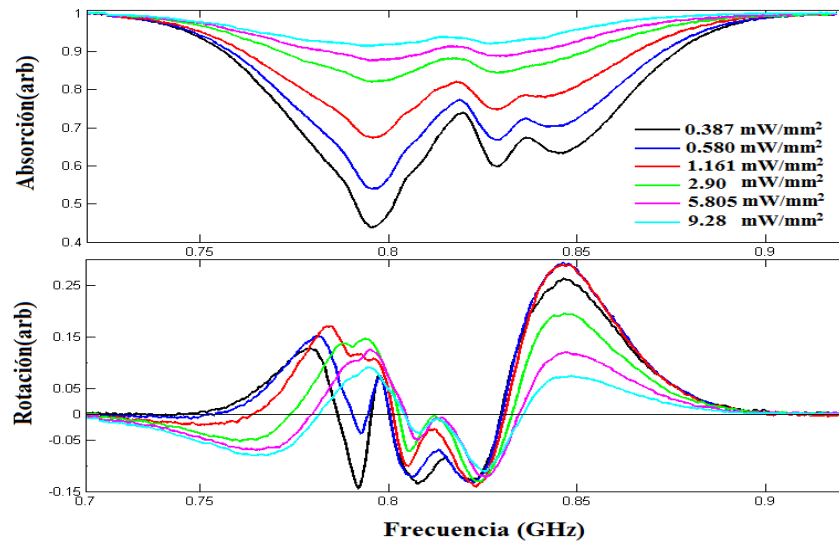


Figura 32 Curvas de auto rotación y absorción para polarización paralela en contra propagación con el haz de bombeo máximo ($2.22\text{mW}/\text{mm}^2$) y distintas intensidades para el haz de señal en la transición $F_g = 1, F_e = 0$

La intensidad del haz de señal para el valor máximo de la auto-rotación es $1,16\text{ mW}/\text{mm}^2$. El valor máximo de R se obtiene para la intensidad de señal de $2,9\text{ mW}/\text{mm}^2$.

Para el caso perpendicular en la misma configuración se obtuvieron las siguientes curvas

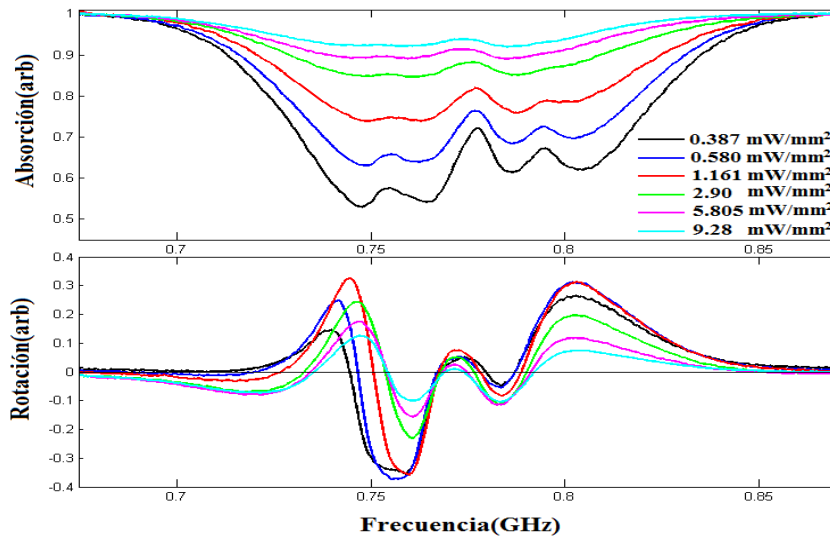


Figura 33 Curvas de auto rotación y absorción para polarización perpendicular en contra propagación con el haz de bombeo máximo ($2.22\text{mW}/\text{mm}^2$) en la transición $F_g = 1, F_e = 0$

Al igual que en el caso paralelo tiene su máximo valor de la auto-rotación es $1,16 \text{ mW/mm}^2$ y $2,9 \text{ mW/mm}^2$ para R.

Se verificó la dependencia de los valores de auto-rotación y R con la intensidad del haz de señal para ambos casos, cuando la polarización del haz de bombeo es paralela y perpendicular a la del haz de señal. Se observó una mejora en el valor de R cuando la polarización de los haces de bombeo y de señal es paralelo.

Algunas oscilaciones adicionales en las curvas de rotación se observan para baja intensidad de la señal cuando las polarizaciones de los haces de bombeo y de señal son paralelas (Fig. 32). En ambos casos, cuando el haz de bombeo tiene una polarización perpendicular (Fig. 33) o paralela a la de la señal, la asimetría en las curvas es evidente en una proximidad de la frecuencia del haz de la bomba.

Para el caso de co propagación no se nota ningún cambio evidente al cambiar la polarización del haz de bombeo en las curvas de auto rotación, incluso a bajas intensidades del haz de señal

Suponemos que esta dependencia de la polarización del haz de bombeo es una característica de la interacción de modulación de fase cruzada entre los haces de bombeo y de señal cuando la intensidad de la bombeo es más fuerte que la intensidad de señal.

Dado que se observa un mejor resultado en R para la configuración paralela, a continuación se estudia la dependencia de las curvas de absorción y de rotación con respecto a intensidad del haz de bombeo en co propagación y contra propagación.

El resultado obtenido se muestra en las siguientes graficas:

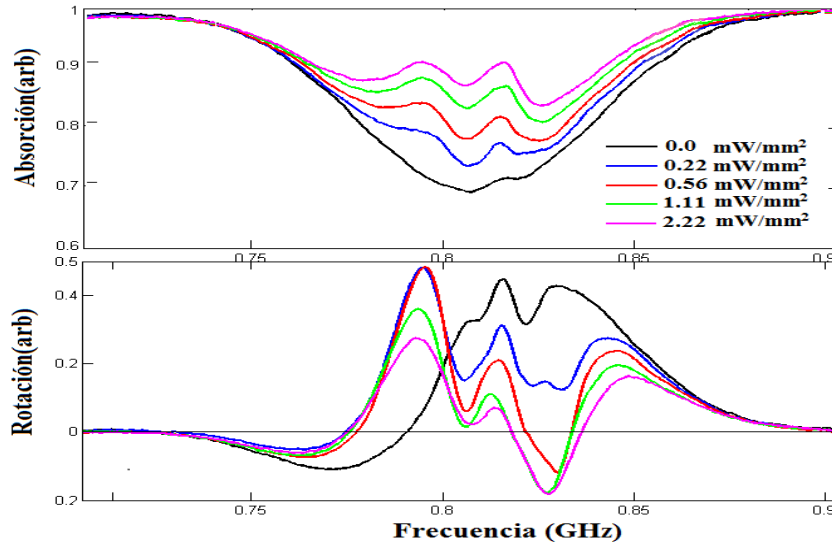


Figura 34 Curvas de auto rotación y absorción en co propagación en la transición $F_g = 1$, $F_e = 0$ con el haz de señal (2.9 mW/mm^2) en paralelo y variación de la intensidad de la señal de bombeo.

En el caso co propagación, aunque el valor de auto-rotación alcanza un máximo para una intensidad de haz de bombeo de $0,56 \text{ mW/mm}^2$ y luego disminuye, el valor de R no cambia significativamente de este valor hasta que la intensidad de bombeo es máxima

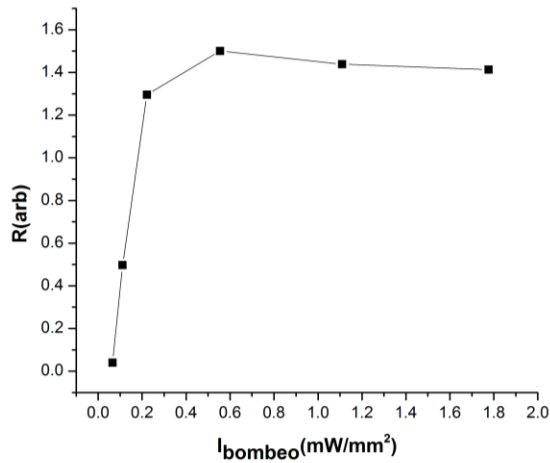


Figura 35 R en función del haz de bombeo en co propagación en la transición $F_g = 1$, $F_e = 0$ con el haz de señal (2.9 mW/mm^2)

En el caso del contra propagación, R es máxima cuando el haz de bombeo es $0,22 \text{ mW/mm}^2$ y luego disminuye si esta intensidad crece hasta el 40% cuando la intensidad es máxima.

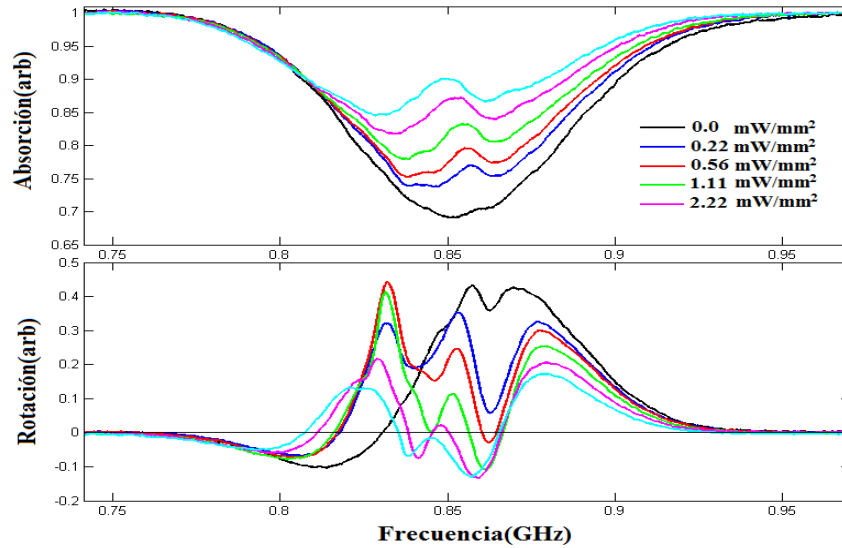


Figura 36 Curvas de auto rotación y absorción en contra propagación en la transición $F_g = 1$, $F_e=0$ con el haz de señal (2.9 mW/mm^2) en paralelo y variación de la intensidad de la señal de bombeo

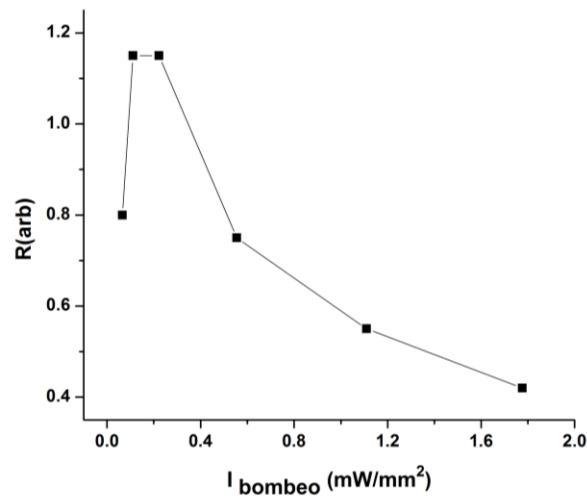


Figura 37 R en función del haz de bombeo en contra propagación en la transición $F_g = 1$, $F_e=0$ con el haz de señal (2.9 mW/mm^2)

Podemos notar que en el caso de co propagación se siguen teniendo mejores resultados en R (Fig. 35) para el haz de bombeo.

4.2 Eficiencia de Difracción

Se necesita encontrar la eficiencia óptima de difracción para el orden conjugado con haz de bombeo y sin él. La temperatura se elige en cada caso para obtener la misma absorción de 50%.

Primero se escanea en frecuencia el haz de bombeo para encontrar la ubicación que arroje una mayor difracción y esta se encuentra cerca de $F_e=2$, después se maximiza la difracción del haz por medio de un campo magnético longitudinal y agregando elipticidad al haz de señal así como una variación en la intensidad tanto de haz de bombeo como del haz de señal y finalmente se mide la difracción sin el haz de bombeo.

La figura siguiente muestra la eficiencia de difracción para los tres casos descritos antes, con la máxima intensidad de haz de bombeo y la intensidad del haz de señal en $2,9 \text{ mW/mm}^2$. El mejor valor de la eficiencia de difracción se obtiene con el haz de bombeo y se incrementa ligeramente cuando B y e están presentes en ambos casos (co-propagación y contra propagación). La eficiencia es mayor para el caso de co-propagación.

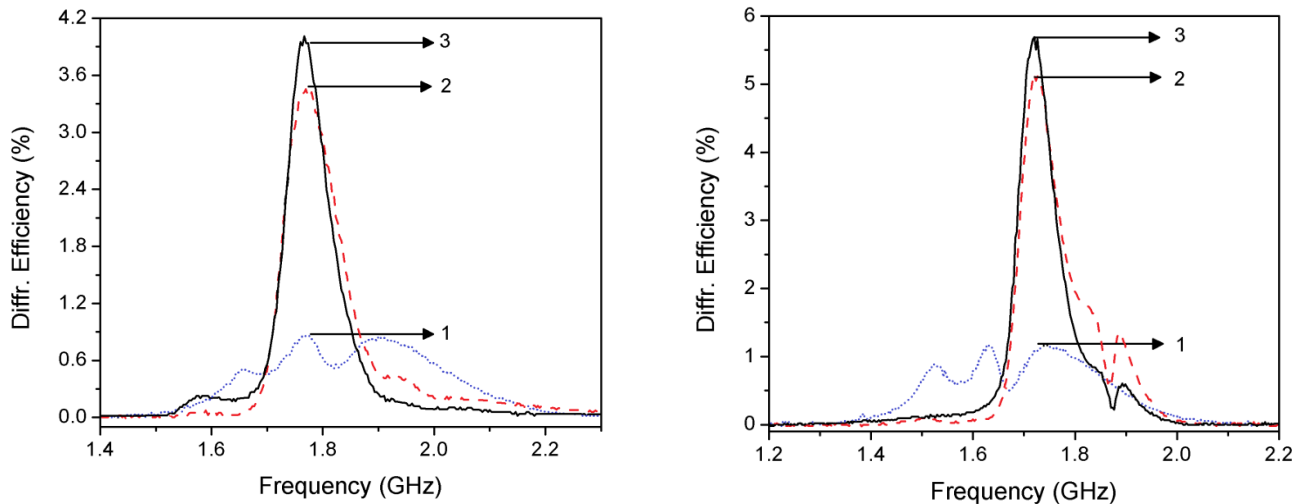


Fig. 25. Eficiencia de difracción en un haz conjugado: Curva 1: Sin haz de bombeo, curva 2: Con haz bombeo y la curva 3: Con bombeo, B y e. La intensidad de la señal es de $2,9 \text{ mW/mm}^2$ y la intensidad del haz de bombeo está al máximo ($2,22 \text{ mW/mm}^2$). (a) Contra-propagación $B = 0.455 \text{ mT}$ y $e = 10^\circ$. (b) Co-propagación $B = 0.331 \text{ mT}$ y $E = 10^\circ$.

Ahora se estudiara la dependencia de la eficiencia de difracción con respecto al haz de señal teniendo una intensidad máxima para el haz de bombeo

En la fig. 26, donde el haz de bombeo, B y e están presentes, los valores de intensidad de señal óptima en casos de co-propagación y contra propagación son diferentes

Para el caso de co-propagación tenemos un máximo en la eficiencia cuando el haz de señal se encuentra a una intensidad de $2,9 \text{ mW/mm}^2$ y para el caso de contra propagación de $5,8 \text{ mW/mm}^2$

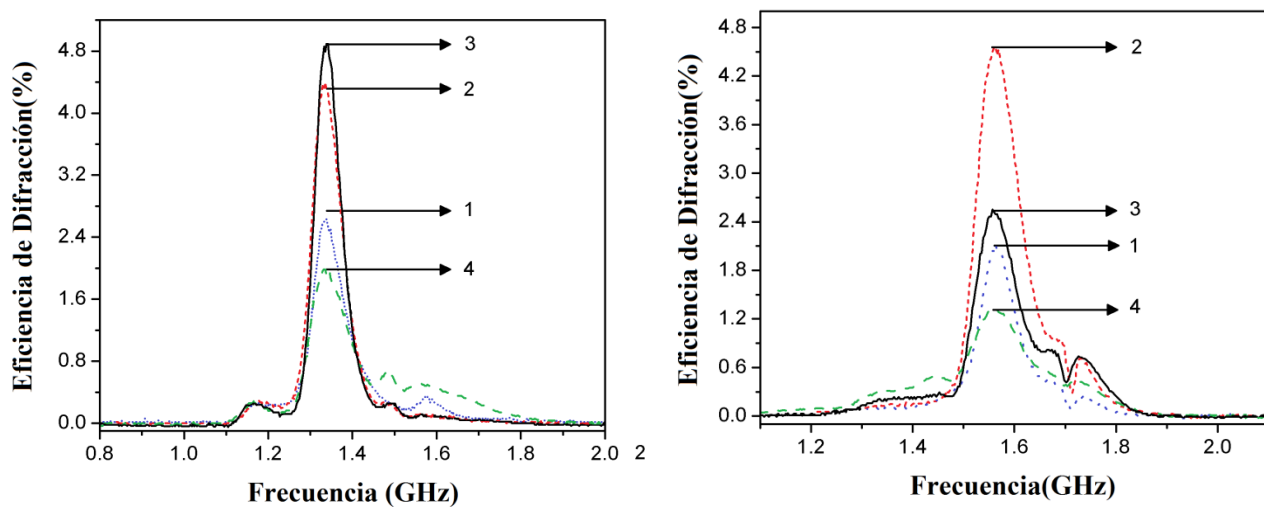


Fig. 26. Eficiencia de difracción de un haz conjugado cuando la intensidad de la señal es: Curva 1: $1,16 \text{ mW/mm}^2$, la curva 2: $2,9 \text{ mW/mm}^2$, la curva 3: $5,8 \text{ mW/mm}^2$ y la curva 4: $11,61 \text{ mW/mm}^2$. La intensidad del haz de bombeo es de $2,22 \text{ mW/mm}^2$. (a) contra propagación y (b) el caso de co-propagación. Los valores de B y e se dan en la figura 25.

Podemos notar que se tienen eficiencias de difracción similares para ambos casos, aunque con una pequeña mejora para el caso de contra propagación

Ahora se estudiara la eficiencia de difracción con respecto al haz de bombeo en ambas configuraciones, con el haz de señal en $2,9 \text{ mW/mm}^2$ en co propagación y $5,8 \text{ mW/mm}^2$ para el caso de contra propagación, dado que fueron las intensidades optimas para el haz de señal respectivamente.

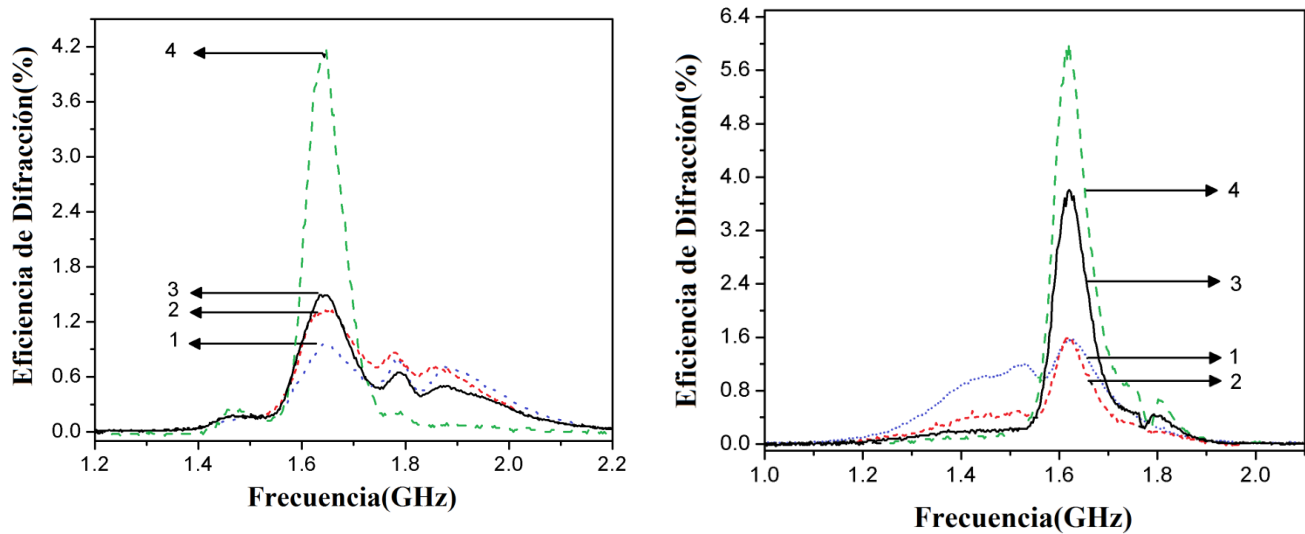


Fig. 27. Eficiencia de difracción de un haz conjugado con diferentes valores de intensidad de bombeo: Curva 1: $0,28 \text{ mW/mm}^2$, la curva 2: $0,55 \text{ mW/mm}^2$, la curva 3: $1,11 \text{ mW/mm}^2$ y la curva 4: $2,22 \text{ mW/mm}^2$. (a) Contra propagación del haz de bombeo con la intensidad de la señal de $5,8 \text{ mW/mm}^2$ y (b) Co-propagación del haz de bombeo con la intensidad de la señal $2,9 \text{ mW/mm}^2$. Los valores de B y e se dan en la figura. 25.

La eficiencia de difracción se ve claramente mejorada para el caso de co propagación llegando a una eficiencia aproximada del 6% con una intensidad de bombeo máxima ($2,22 \text{ mW/mm}^2$) para ambas configuraciones.

Esta es la eficiencia máxima obtenida maximizando la elipticidad, el campo magnético así como la intensidad de ambos haces.

A pesar de que nuestro modelo teórico exhibe una intensidad de saturación del haz de bombeo, nuestra señal experimental de bombeo en la relación de intensidades es demasiado alta para producir una saturación para el haz de bombeo aunque la señal se disminuye a la mitad o incluso en un cuarto de su máximo para obtener nuestros valores óptimos de R.

Sin embargo, la existencia de una intensidad de saturación del haz de bombeo se puede verificar si la intensidad del haz de señal se cambia a menos de $1,16 \text{ mW/mm}^2$ de modo que la relación señal/bombeo se reduce lo suficiente como para obtener la saturación como se muestra en fig. 28 para el caso de co-propagación.

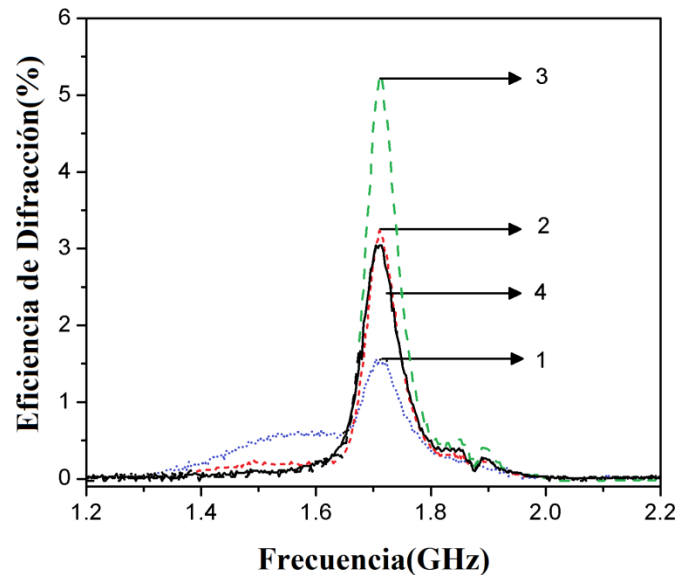


Fig. 28 Eficiencia de difracción para co-propagación caso cuando la intensidad de la señal disminuye a $1,16 \text{ mW/mm}^2$. Los valores de intensidad de bombeo son las mismas que en la figura 27.

Podemos observar un máximo en la eficiencia para una intensidad de bombeo de $1,11 \text{ mW/mm}^2$ y podemos apreciar que a una intensidad mayor ($2,22 \text{ mW/mm}^2$) esta eficiencia decrece, mostrando así que se llega a un punto de saturación.

4.3 Rompimiento del haz

El haz débil adicional incorporado en nuestro experimento anterior se hizo aún más débil. El primer patrón observado a $T = 80^\circ \text{C}$ corresponde al orden conjugado. Al elevar la temperatura ($T = 117^\circ \text{C}$ o más), es posible ver la formación de órdenes superiores de difracción para una geometría apropiada. Cuando el haz adicional es mucho más débil que la señal (1000 veces), y la temperatura más alta ($> 120^\circ \text{C}$), se pueden observar diferentes tipos de patrones de haz de señal a partir de los alrededores como un anillo, pasando por un patrón de transición y terminando con una ruptura del haz). Los patrones de las Figs. 12a y 12b son similares en co-propagación y en contra-propagación, y con temperaturas más altas el patrón es altamente sensible a los cambios en la geometría de parámetros B , e , intensidad de la señal y del haz de bombeo. En el caso de co-propagación, así como en la contra-propagación, es posibles ampliaciones de alcance de más de 100 veces.

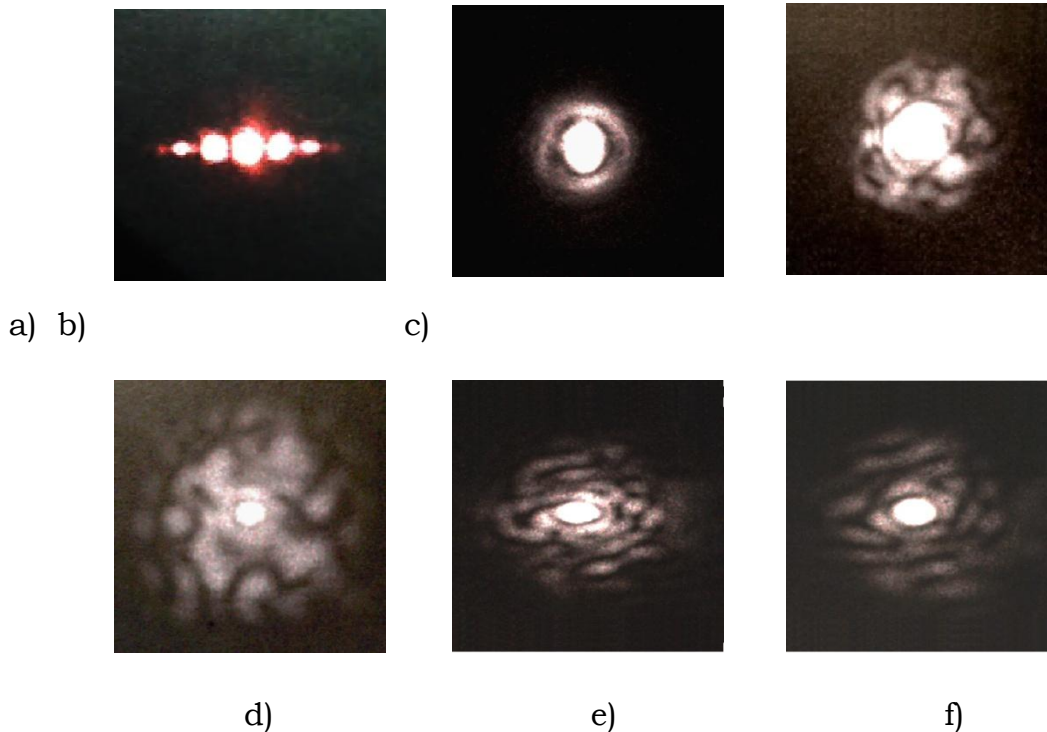


Fig. 29 Los patrones que se generan en el campo lejano de la cogeneración y los sistemas de contra-propagación: (a) Difracción órdenes en caso contra-propagación con $T = 117^\circ \text{C}$, $e = 3,5^\circ$, $B = 0.333 \text{ mT}$ y (b) del anillo de co-propagación caso con $T = 125^\circ \text{C}$, $e = 10^\circ$ y $B = 0.223 \text{ mT}$. Patrones de contador de propagación de ruptura con $B = 0,306 \text{ mT}$ y $e = 3,5^\circ$: (c) $T = 119^\circ \text{C}$, (d) $T = 122^\circ \text{C}$. Co-patrones de propagación de ruptura con $B = 0.223 \text{ mT}$, $E = 10^\circ$: (e) $T = 134^\circ \text{C}$, (f) $T = 141^\circ \text{C}$.

CONCLUSIONES

En conclusión, mostramos que mediante el uso de una iluminación adicional con un haz de bombeo sintonizado en línea $F_g = 2$, la auto-rotación, la relación entre la rotación y absorción y la eficiencia de difracción en la línea D2 de ^{87}Rb se puede mejorar con una señal de bombeo sintonizada en línea $F_g = 1$. El efecto se reproduce en un cálculo numérico y los resultados muestran un acuerdo cualitativo razonable con los resultados experimentales.

Se observó un aumento en la no linealidad en relación con la absorción de ~ 2 veces para un esquema de co-propagación, lo que permite una fuerte amplificación del haz (100 veces) en la mezcla de tres ondas y efectos de ruptura de haz que no se observan en esta línea sin iluminación adicional.

Aunque la adición de campo magnético longitudinal y polarización elíptica aumenta ligeramente el valor de la eficiencia de difracción en la mezcla de tres ondas, este valor se incrementa principalmente por el haz de bombeo solo. Los resultados sugieren que este mecanismo puede posiblemente ser útil para mejorar la eficiencia en experimentos de luz comprimida y holografía dinámica.

Aunque tanto la auto-rotación como la absorción crecen para intensidades más altas de bombeo, hay un crecimiento global de R , que se obtiene para la intensidad óptima de bombeo, que es de un orden de intensidad de la señal. Las curvas de auto-rotación y de absorción para una señal con bombeo en co-propagación demuestran una característica espectral estrecha para una frecuencia correspondiente a una frecuencia de láser de bombeo. Para el caso de contra-propagación esta característica está ausente. Para un caso de co-propagación, la figura de mérito (R) es mayor en una proximidad de esta característica espectral. El cálculo muestra que existe la intensidad óptima de bombeo, y es más baja, que para el caso de contra-propagación. El cálculo también sugiere que el bombeo en co-propagación es más eficiente, que en contra-propagación, aunque el aumento de R se observa en ambos casos.

Los cálculos para dos frecuencias de láser son de mucho tiempo debido a gran número de parámetros implicados. Se puede variar la frecuencia del bombeo y las intensidades de dos haces. Existen también limitaciones

debido a perfil de intensidad no uniforme de ambos haces. Sin embargo, los gráficos teóricos de las Figs. 1-2 corresponden cualitativamente a los datos experimentales sobre la auto-rotación y la interacción de tres haces.

Se observan dos tipos diferentes de efectos dependiendo de si ambos haces son resonantes con una misma transición F_g , o que actúan sobre diferentes transiciones. Si el haz de bombeo actúa sobre la misma transición de F_g , como la señal, la absorción para haz de señal disminuye, y la auto-rotación puede ser mejorada en una parte de la línea. En el otro caso, tanto la absorción y la no linealidad para un haz de señal se han mejorado.

REFERENCIAS

- [1] D. Grischkowsky and J. A. Armstrong, Self-Defocusing of Light by Adiabatic Following in Rubidium Vapor, *Phys. Rev. A* 6, 1566–1972
- [2] W. Franzen, Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor, *Phys. Rev. Lett* 1959
- [3] AL Bloom, Principles of operation of the rubidium vapor magnetometer, *Applied Optics*, 1962
- [4] Matsko, A.B.; Novikova, I.; Welch, G.R.; Budker, D.; Kimball, D.F.; Rochester, S.M. *Phys. Rev. A*. 2002, 66, 043815
- [5] CF McCormick, V Boyer, Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor, *E Arimondo, PD Lett - Optics letters*, 2007
- [6] IH Agha, GÚ Messin, P Grangier, Generation of pulsed and continuous-wave squeezed light with 87 Rb vapor, *Optics express*, 2010
- [7] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics* (Wiley, New York (1991)
- [8][18] Y. R. Shen: *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York (1984)
- [9] Eric L. Buckland and Robert W. Boyd, Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers, *Optics Letters*, Vol. 21. 1117-1119 (1996)
- [10] D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball, S.M. Rochester, W. Yashchuk, A. Weis "Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms", *Rev. Mod. Phys.* 74, 1153-1201 (2002).
- [11] A.B. Matsko, I. Novikova, G.R. Welch, M.S. Zubairy "Enhancement of Kerr nonlinearity by multiphoton coherence", *Opt. Lett.*, 28, 96-98 (2003)
- [12] J.A. Andersen, M.E.J. Friese, A.G. Truscott, Z. Ficek, P.D. Drummond, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop "Light guiding light: Nonlinear refraction in rubidium vapor," *Phys. Rev. A*, 63, 023820 (2001).

- [13] C.F. McCormick, D.R.Solli, R.Y.Chiao, J.M.Hickman "Nonlinear absorption and refraction in near-detuned rubidium vapor", JOSA B, 20, 2480-2483 (2003)
- [14]D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk, Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation,Phys. Rev. Lett. 83, 1767 –1999
- [15]E. Giacobino, M. Devaud, F. Biraben, and G. Grynberg, Doppler-Free Two-Photon Dispersion and Optical Bistability in Rubidium Vapor, Phys. Rev. Lett. 45, 1980
- [16]A. B. Matsko, I. Novikova, M. S. Zubairy and G. R. Welch, Nonlinear magneto-optical rotation of elliptically polarized light,Physical Review a 67, 043805 2003
- [17]S. M. Rochester, D. S. Hsiung, .D.Budker, R. Y. Chiao, D. F. Kimball, and V. V. Yashchuk,Self-rotation of resonant elliptically polarized light in collision-free rubidium vapor,Physical Review A, 2001 volume 63, 043814
- [18]ShuweiQiu;WengeGuo;Mingtao Cao;Tao Liu; Liang Han,Hao Liu; Pei Zhang; Shougang Zhang; Hong GaoSelf-rotation of optical polarization in rubidium vapor,Chinese Optics Letters, 2012
- [19] A. B. Matsko, I. Novikova, and G. R. Welch, D. Budker, D. F. Kimball, and S. M. Rochester, Vacuum squeezing in atomic media via self-rotation,Physical Review A 66, 043815 2002
- [20] W.V.Davis, A.L.Gaeta, and R.W.Boyd, Polarization-ellipse rotation by induced gyrotropy in atomic vapors, Opt.Lett. 17, 1304 (1992)
- [21] I.Novikova, A.B.Matsko, V.L.Velichansky, M.O.Scully and G.R.Welch, Vacuum squeezing in atomic media via self-rotation, Phys. Rev. A 63, 063802 (2001)
- [22] Y.R.Chiao, J.Bowie, J.Boyce, D.Budker, J.C.Garrison, M.W.Mitchell, V.V.Yashchuk, T.K.Gustafson, and D.S.Hsiung, Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, Quantum Electronics and Laser Science, 259 (1999)
- [23] D.Budker, Y.R.Chiao,D.S.Hsiung, S.M.Rochester, and V.V.Yashchuk, Technical Digest of Conference on Lasers and Electro- Optics, Quantum Electronics and Laser Science, 252 (2000)

- [24] I. Novikova, A. B. Matsko, V. A. Sautenkov, V. L. Velichansky, G. R. Welch, and M. O. Scully, Compensation of ac Stark shifts in optical magnetometry *Opt. Lett.* 25, 1651 (2000)
- [25] M. Fleischhauer, A. B. Matsko, and M. O. Scully, Quantum limit of optical magnetometry in the presence of ac Stark shifts, *Phys. Rev. A* 62, 013808 (2000)
- [26] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, and R. H. Stolen, J. R. Simpson, H. T. Shang, Cross-phase modulation in optical fibers, *Optics Letters* 625 1987 Vol. 12, No. 8
- [27] H. Schmidt, A. Imamoglu, Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency, *Optics Letters*, 1996
- [28] A. D. Ellis, J. Zhao, D. Cotter, Approaching the non-linear Shannon limit *Lightwave Technology, Journal of*, 2010
- [29] V. E. Zakharov ; L. A. Ostrovsky, Modulation instability: The beginning, *Physica D* 238 (2009) 540548
- [30] Wieslaw Krolkowski; Ole Bang; Jens Juul Rasmussen; John Wyller, Modulational instability in nonlocal nonlinear Kerr media, *Physical Review E*, 2001 Volume 64, 016612
- [31] A. V. Mamaev, M. Saffman and A. A. Zozulya, Break-up of two-dimensional bright spatial solitons due to transverse modulation instability, *Europhys. Lett.*, 35 (1), pp. 25-30 (1996)
- [32] A. J. Campillo, S. L. Shapiro, and B. R. Suydam; Periodic breakup of optical beams due to selffocusing, *Applied Physics Letters* 23, 628 (1973)
- [33] F. Vidal and T. W. Johnston; Electromagnetic Beam Breakup: Multiple Filaments, Single Beam Equilibria, and Radiation;, *Physical Review Letters* Volume 77 Number 7 1996
- [34] Matthew S. Bigelow, Petros Zerom, and Robert W. Boyd; Breakup of Ring Beams Carrying Orbital Angular Momentum in Sodium Vapor; *Physical Review Letters* Volume 92, Number 8 2004
- [35] Ryan S. Bennink, Vincent Wong, Alberto M. Marino, David L. Aronstein, Robert W. Boyd; Honeycomb Pattern Formation by Laser-Beam Filamentation in Atomic Sodium Vapor; *Physical Review Letters*; Volume 88, Number 11 2002

- [36] A.D. Steck, Rubidium 87 D Line Data, available online at <http://steck.us/alkalidata>,
- [37] Javier M. G. Duarte and Sara L. Campbell, Measurement of the Hyperfine Structure of Rubidium 85 and 87, Massachusetts Institute of Technology, 2009
- [38] Leo Zhou, Characterizing the Zeeman Effect in Rubidium with Doppler-Free Spectroscopy, MIT Department of Physics 2013
- [39] P. Zeeman, M. Bôcher, Zeeman effect- Nature, 1897 – Springer
- [40] G. Belin, L. Holmgren, S. Svanberg, Hyperfine interaction, Zeeman and Stark effects for excited states in rubidium, Physica Scripta, 1976
- [41] Fluorescence of rubidium in a submicrometer vapor cell: spectral resolution of atomic transitions between Zeeman sublevels in a moderate magnetic field
- [42] D. Sarkisyan, A. Papoyan, T. Varzhapetyan, K. Blushs, and M. Auzinsh, View Author Affiliations, JOSA B, Vol. 22, Issue 1, pp. 88-95 (2005)
- [43] Korneev, N.; Soto, Jose. The nonlinear Faraday rotation-based dynamic holography in rubidium vapor, Opt. Commun. 2005, 245, 437-442.
- [44] Korneev, N.; Benavides O. Talbot effect from rotational symmetry gratings: Application to 3D refractive grating formation, J. Opt. Soc. Am. B. 2008, 25, 1899-1906.
- [45] Eric D. Black, Optical Pumping, California Institute of Technology