

INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

ESCUELA SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

*“CÁLCULO DE LA CORRIENTE DE ARRASTRE
Y FOTOVOLTAICA PARA NIOBATO DE LITIO
BAJO CONDICIONES DE RESONANCIA”*

T E S I S

Que para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS FISICOMATEMÁTICAS

PRESENTA

ERIC RAYMUNDO GARCÉS GARCÍA



DIRECTORES: DR. ARTURO ZÚÑIGA SEGUNDO

DR. FRAY DE LANDA CASTILLO ALVARADO

México D.F., octubre del 2011



**INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARIA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO**

SIP-13-BIS

*ACTA DE REGISTRO DE TEMA DE TESIS
Y DESIGNACIÓN DE DIRECTORES DE TESIS*

México, D.F. a 05 de Octubre del 2011

El Colegio de Profesores de Estudios de Posgrado e Investigación de ESFM en su sesión Ordinaria No. 01 celebrada el día 26 del mes de Enero de 2011 conoció la solicitud presentada por el(la) alumno(a):

<u>Garcés</u>	<u>García</u>	<u>Eric Raymundo</u>
<small>Apellido paterno</small>	<small>Apellido materno</small>	<small>Nombre (s)</small>
Con registro:		
B	0	9 1 2 2 2

Aspirante de: **Maestro en Ciencias Fisicomatemáticas**

1.- Se designa al aspirante el tema de tesis titulado:
"Cálculo de la corriente de arrastre y fotovoltaica para niobato de litio
bajo condiciones de resonancia"

De manera general el tema abarcará los siguientes aspectos:

Se anexa hoja

2.- Se designan como Directores de Tesis a los Profesores:
Dr. Arturo Zúñiga Segundo y Dr. Fray de Landa Castillo Alvarado

3.- El trabajo de investigación base para el desarrollo de la tesis será elaborado por el alumno en:
El Departamento de Física

que cuenta con los recursos e infraestructura necesarios.

4.- El interesado deberá asistir a los seminarios desarrollados en el área de adscripción del trabajo desde la fecha en que se suscribe la presente hasta la aceptación de la tesis por la Comisión Revisora correspondiente:

 Dr. Arturo Zúñiga Segundo

Directores de Tesis

 Dr. Fray de Landa Castillo Alvarado

Aspirante

Presidente del Colegio

 Eric Raymundo Garcés García

 Dr. Miguel Tufiño Velázquez



ESCUELA SUPERIOR DE
FISICA Y MATEMATICAS
I. P. N.
SECCION DE GRADUADOS



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

SIP-14-BIS

ACTA DE REVISIÓN DE TESIS

En la Ciudad de México, D. F., siendo las 12:00 horas del día 05 del mes de Octubre del 2011 se reunieron los miembros de la Comisión Revisora de Tesis, designada por el Colegio de Profesores de Estudios de Posgrado e Investigación de ESFM para examinar la tesis titulada:
"Cálculo de la corriente de arrastre y fotovoltaica para niobato de litio bajo condiciones de resonancia"

Presentada por el alumno:

Garcés García Eric Raymundo
 Apellido paterno Apellido materno Nombre(s)

Con registro:

B	0	9	1	2	2	2
---	---	---	---	---	---	---

Aspirante de: **Maestro en Ciencias Fisicomatemáticas**

Después de intercambiar opiniones los miembros de la Comisión manifestaron **APROBAR LA TESIS**, en virtud de que satisface los requisitos señalados por las disposiciones reglamentarias vigentes.

LA COMISIÓN REVISORA

Directores de tesis

Dr. Arturo Zúñiga Segundo

Dr. Fray de Landa Castillo Alvarado

Dr. Francisco Javier Turrubiates Saldívar

Dr. Gerardo González García

Dr. Víctor David Granados García



PRESIDENTE DEL COLEGIO DE PROFESORES

Dr. Miguel Tufino Velázquez

ESCUELA SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS
 I. P. N.
 SECCION DE GRADUADOS



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

CARTA CESIÓN DE DERECHOS

En la Ciudad de México, D.F., el día 05 del mes de Octubre del año 2011, el (la) que suscribe Eric Raymundo Garcés García alumno (a) del Programa de Maestría en Ciencias Fisicomatemáticas con número de registro B091222, adscrito a Escuela Superior de Física y Matemáticas, manifiesta que es autor (a) intelectual del presente trabajo de Tesis bajo la dirección de Dr. Arturo Zúñiga Segundo y Dr. Fray de Landa Castillo Alvarado y cede los derechos del trabajo intitulado "Cálculo de la corriente de arrastre y fotovoltaica para niobato de litio bajo condiciones de resonancia", al Instituto Politécnico Nacional para su difusión, con fines académicos y de investigación.

Los usuarios de la información no deben reproducir el contenido textual, gráficas o datos del trabajo sin el permiso expreso del autor y/o director del trabajo. Este puede ser obtenido escribiendo a la siguiente dirección garcesfemit@hotmail.com. Si el permiso se otorga, el usuario deberá dar el agradecimiento correspondiente y citar la fuente del mismo.


Eric Raymundo Garcés García
Nombre y firma

Resumen

Utilizando la configuración de reflexión calculamos la corriente de arrastre y fotovoltaica para un cristal fotorrefractivo de niobato de litio en condiciones de resonancia. Para este fin, primeramente resolvemos numéricamente las ecuaciones materiales, las cuales describen el efecto fotorrefractivo. Encontramos el campo de carga espacial, la densidad de portadores y la densidad de donadores ionizados. Con el campo de carga espacial, calculamos los cambios de índice de refracción como función del campo aplicado. Estos cambios muestran un mínimo para un campo alrededor de 100 kV/cm; a este comportamiento se le llama resonancia. Estos cálculos, muestran una buena concordancia con los resultados experimentales previamente reportados en la referencia [32]. Con nuestras soluciones a las ecuaciones materiales, finalmente calculamos las densidades de corriente de arrastre y fotovoltaica para distintos valores de la modulación y campos eléctricos aplicados.

Abstract

Under resonant condition we calculate the drift and photovoltaic current for a lithium niobate crystal employing the reflection geometry. For this propose, we first solved numerically the material rate equations which illustrate the photorefractive effect. We found the space-charge field, the charge carrier density and the ionized donors density. By means of the space-charge field, we calculated the refractive-index changes. When the applied field is around of 100 kV/cm the refractive-index changes have a minimum so-called resonant. Our numerical results are in a good agreement with experimental data previously reported in reference [32]. Finally, with the above solutions we calculate the drift and photovoltaic current densities for differents modulations and applied fields.

Índice.

Índice	1
Introducción	4
1. Ecuaciones materiales del efecto fotorrefractivo	8
2. Solución numérica a las ecuaciones materiales	15
2.1. Evolución temporal del campo de carga espacial	18
2.2. Evolucion temporal del número de portadores ionizados	19
2.3. Condiciones de resonancia	20
3. Cálculo de la densidad total de corriente	25
3.1 Evolución temporal de las densidades de corriente de arrastre y foto- voltaica	25
3.2 Cálculo de la densidad total de corriente	27
4. Discusión y conclusiones	28
Referencias	30

A la memoria del Dr. Prof. M. P. Petrov.

“Dedicatoria”

En primer lugar agradezco a la vida por haberme permitido llegar a estos momentos, momentos en los cuales me doy cuenta que han valido la pena tantos esfuerzos y sacrificios.

Agradezco a mis padres y hermana por la enseñanza y el apoyo que me han dado durante mi vida.

A Alma Cecilia por ser una persona tan especial en mi vida.

A Osiris, Sergio e Ivan por su amistad y apoyo que me han brindado durante mi estancia en la ESFM.

Al Dr. Arturo Zuñiga Segundo y al Dr. Fray de Landa Castillo Alvarado por todo el apoyo dado durante la elaboración de esta tesis.

A los sinodales por sus valiosos comentarios a esta tesis.

A la Escuela Superior de Física y Matemáticas por la formación académica que me ha dado.

Introducción

Los cristales fotorrefractivos motivan un interés muy especial debido a sus avanzadas y prominentes aplicaciones, como son las memorias holográficas, los conjugadores de fase, la interferometría holográfica dinámica y el reconocimiento de patrones, entre muchas más. Para el estudio de los materiales fotorrefractivos, es natural empezar con el primer modelo formulado entre los años 1971-1976, y entenderlo como una extensión del modelo de transporte de banda de los semiconductores. Desde su primera publicación en 1976 [1,2] el modelo ha revolucionado y dado vida a muchas aplicaciones de la óptica no lineal. Sin embargo, de manera similar a la historia de muchos modelos “estándar”, éste no fue aceptado en un principio en las revistas fuera de la unión soviética. Después de al menos tres años de extensas discusiones y negativas reiteradas de los arbitros, finalmente el modelo fué publicado en 1979. Hoy en día, la referencia [3] es uno de artículos más citados de acuerdo con el SCI (Science Citation Index). Para su publicación, el modelo estándar del efecto fotorrefractivo fue respaldado con resultados experimentales y un análisis de gratings o rejillas de difracción volumétricas.

En el inicio del año 1930, el efecto fotogalvánico o fotovoltaico fué descubierto por H. Dember, Abram F. Ioffe y otros investigadores [4]. Ellos observaron que la iluminación de una muestra semiconductor genera una fuerza electromotriz (FEM) entre las partes iluminadas y oscuras de la muestra. Se estableció que la FEM era debida a la difusión de los fotoelectrones y hoyos generados de las regiones iluminadas que migraban a las regiones oscuras. Precisamente, el tema para la tesis doctoral de N. Kukhtarev en 1973 fué la descripción teórica de las propiedades magnético-galvánicas de los semiconductores inhomogéneos. Los artículos sobre grabado de gratings en Niobato de Litio (LiNbO_3) de los investigadores Amodi y Steabler de la Radio Corporation of America (RCA) [5], le inspiraron interés en la técnica de los gratings holográficos. Y así de manera natural,

propuso la teoría sobre grabado de gratings holográficos modificando los modelos previos sobre la fotogeneración en semiconductores inhomogéneos. Por otra parte, la explicación del funcionamiento de las memorias holográficas, se basa en los centros de compensación debido a que permiten la distribución y duración del campo de carga espacial. Deigen *et al* [6] y Chen [7], propusieron los primeros modelos para la descripción de la demencia óptica, es decir, la primera versión del término fotorrefractivo. Su defecto más grande fué precisamente la falta de los centros de compensación. En sus primeros trabajos [1, 2, 3] de N. Kukhtarev y en el de Krumis *et. al.* [8], la introducción de los centros de compensación en el modelo estándar del efecto fotorrefractivo probó ser exitosamente útil en la descripción del grabado de gratings en LiNbO_3 y Niobato de Potasio (KNbO_3). Además predijo las propiedades ópticas como son la autodifracción y el intercambio de energía, así como que en los photoconductores la corriente eléctrica debe ser modificada por el grating holográfico [1, 3, 8].

Otra consecuencia fué la relacionada con la generación de una densidad de corriente durante el grabado de los hologramas [9], llamada fuerza foto-electromotriz (foto-FEM). Esta idea de la foto-FEM fué intensivamente desarrollada por S. Trofinov, S. Stepanov, M. P. Petrov y M. Krasinkova [10], sobre todo el caso del efecto transitorio de la foto-FEM, que dio origen a los útiles y prácticos instrumentos de medición basados en vibrometría [11]. La asociación natural o simbiosis entre la electricidad y la óptica durante el grabado de los gratings holográficos dinámicos en presencia de un campo eléctrico externo, tiene por característica las oscilaciones en la eficiencia de difracción y en el intercambio de energía [12]. Estas oscilaciones fueron interpretadas posteriormente como ondas forzadas de campo de carga espacial o eigenmodos, ampliamente conocidos en los semiconductores [13]. Para campos eléctricos lo suficientemente grandes, estas ondas de campo espacial de carga amortiguadas pueden ser amplificadas y ser el origen de inestabilidades eléctricas [14]. En los semiconductores, el precursor más importante de estas inestabilidades es la conductividad diferencial negativa [14].

Una corriente eléctrica fluyendo a través de un semiconductor origina oscilaciones libres de la densidad de carga de los electrones, las cuales son llamadas ondas de campo de carga espacial (SCW space-charge waves). La teoría de la formación de las SCWs fué

desarrollada hace mucho tiempo [15], sin embargo, los datos experimentales fueron muy escasos hasta que se mejoraron los métodos ópticos de detección. El método más eficiente ha sido desarrollado recientemente [16-18], de acuerdo a este método se debe crear un patrón de interferencia oscilante alrededor de un valor medio dentro del material. Este patrón está compuesto por tres patrones de interferencia o gratings de intensidad uno estático de amplitud pequeña y dos viajando en direcciones opuestas.

La iluminación hace que la fotogeneración de portadores sea en direcciones opuestas, y como se aplica un campo eléctrico externo al cristal, un grating móvil produce una SCW forzada. Si el período y velocidad de la SCW (definidos por el período y frecuencia del grating de intensidad), coincide con el período y velocidad de fase de un eigenmodo, la SCW se estimula resonantemente.

Una importante ventaja en los métodos ópticos es que el régimen de las SCWs puede ser cambiado de lineal a no lineal variando la modulación. las SCWs pueden ser detectadas utilizando métodos ópticos y eléctricos. Por ejemplo, si un cristal exhibe un efecto electro-óptico apreciable, la SCW estará acompañada por una onda del grating móvil, la cual causa difracción de la luz [17]. La intensidad del haz difractado es proporcional a la amplitud de la SCW. Para el caso de una excitación no lineal ($m \approx 1$) las SCWs pueden ser detectadas por métodos puramente eléctricos [18] midiendo la corriente alterna o directa que fluye a través de la muestra.

De lo anterior, podemos observar que la modulación del patrón de interferencia en un material fotorrefractivo juega un papel prominente, porque induce cambios en grating de índice de refracción y como consecuencia cambios en la densidad de corriente que fluye a lo largo de la muestra [19]. Con respecto a las densidades de corriente para el modelo del efecto fotorrefractivo, el mecanismo de arrastre para la migración de portadores fue primeramente propuesto por Chen *et al.* [7]. En seguida, Staebler y Amodei [5] mostraron que una migración de los portadores por difusión podría ser útil. Finalmente Glass *et al.* [20] propusieron un nuevo modelo de transporte de carga para cristales que no tengan simetría de inversión, (como es el caso del LiNbO_3), llamada corriente fotovoltaica. Aquí los fotoelectrones son excitados a la banda de conducción en una dirección preferencial; a

lo largo del eje polar o \hat{c} -eje.

Ahora, resulta claro notar la importancia de las mediciones de la corriente que fluye a través de las muestras semiconductoras y los cambios de regimen lineal a no-lineal por medio de la modulación del patrón de interferencia, por tales motivos, en esta tesis nos proponemos resolver las ecuaciones del material que consideren las modulaciones grandes ($m \approx 1$) y los términos de la densidad de corriente de difusión, arrastre y fotovoltaica; que a nuestro conocimiento, nunca antes se habían considerado explícitamente en la formulación de Kukhtarev. Para tal fin en el capítulo 1, describimos el modelo y las ecuaciones del material agregando la formación del grating de absorción y su relación con los portadores ionizados. En el capítulo 2 utilizando la configuración de reflexión resolvemos numéricamente las ecuaciones del material, las cuales hemos modificado incluyendo explícitamente las corrientes de difusión, arrastre y fotovoltaica. Cabe mencionar que nuestro método numérico está basado en el método de colocación de elemento finito. Consideramos las condiciones de resonancia, es decir, cuando el campo aplicado contrarresta el efecto del campo fotovoltaico induciendo un mínimo en el cambio de índice de refracción como función del campo aplicado. En este punto, nuestros cálculos numéricos muestran una buena concordancia con los datos experimentales alrededor de la resonancia. Finalmente en este capítulo presentamos cálculos numéricos del campo espacial de carga y número de portadores ionizados obtenidos para distintos valores del campo aplicado. Con estas soluciones mostramos que la diferencia de fase entre el grating de absorción y el grating de fase no es de $\pi/2$; como se ha sugerido en la literatura para el Niobato de Litio. En el capítulo 3 se calcula la densidad de corriente total, que es la suma de la densidad de corriente de arrastre y fotovoltaica. Encontramos que la densidad de corriente total es proporcional a la $\sqrt{1 - m^2}$, como en el caso de los materiales que no poseen densidad de corriente fotovoltaica. Para dar una breve explicación, mostramos la evolución temporal de las densidades de corriente de arrastre y fotovoltaica, de donde claramente se observa que la densidad de corriente de arrastre puede ser negativa. Finalmente damos nuestras conclusiones.

Ecuaciones materiales del efecto fotorrefractivo

Si dos haces de la misma longitud de onda λ inciden a un ángulo θ sobre la cara de un cristal, se intersectan dentro del medio; interfieren y producen un patrón, grating o rejilla estacionaria de interferencia con período espacial Λ , es decir, se forma un conjunto alternado de franjas iluminadas y oscuras con una intensidad que varía senoidalmente con respecto a la posición transversa x dentro del cristal, como se muestra en la figura 1.1.

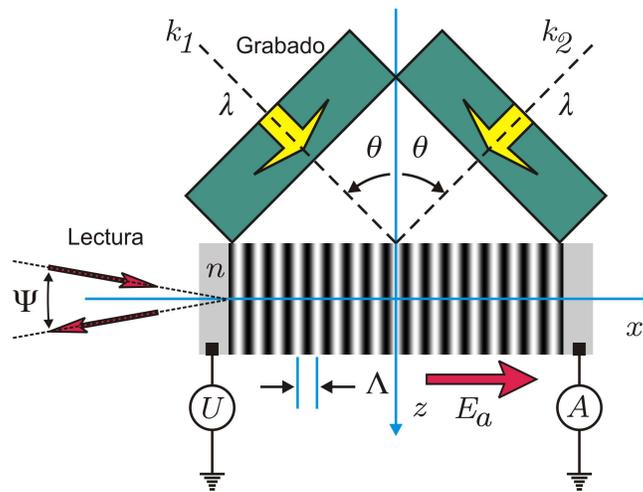


Fig. 1.1. Formación del patrón de interferencia en la configuración de transmisión.

Esta configuración se llama de transmisión, porque los haces inciden en una misma cara con el fin de grabar el grating en el cristal. Cabe mencionar que dicho grating se forma a lo largo del vector $\vec{k}_g = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, donde $\vec{k}_{1,2}$ son los vectores de propagación de los haces incidentes, esta relación se conoce como la condición de Bragg [21]. El proceso de lectura se realiza haciendo incidir un haz de otra longitud de onda en cualquiera de las seis caras del cristal, particularmente en la cara lateral del cristal donde el haz difractado o el reflejado llevará la “información” del grabado del grating. Otra manera de obtener dicha información es con la medición de la corriente estacionaria que fluye a lo largo del

cristal. La medición se hace por medio de un electrómetro A . Esta corriente estacionaria se ve incrementada con la presencia de un campo eléctrico externo constante E_a producido por un potencial U , aplicado a dos electrodos sobre el cristal, como se muestra en la figura 1.1. Cabe mencionar que cuando se introduce en uno de los haces de grabado una fase dependiente del tiempo, se forma un patrón de interferencia móvil que induce ahora una corriente alterna llamada foto-FEM. Se ha mostrado que esta corriente se incrementa aplicando campos eléctricos también dependientes del tiempo [22].

Otra configuración para el grabado es la configuración de reflexión en la cual se hace incidir un haz de grabado en caras opuestas del cristal [21], como se muestra en la figura 1.2. Los haces son de la misma longitud de onda y sigue siendo válida la relación de Bragg para garantizar el grabado. La corriente que fluye a lo largo del cristal nuevamente lleva la información del grating grabado en el cristal. Generalmente en esta configuración se utilizan contactos conductores transparentes a la luz de grabado que permitan aplicar un potencial externo para generar el campo eléctrico intenso dentro del material.

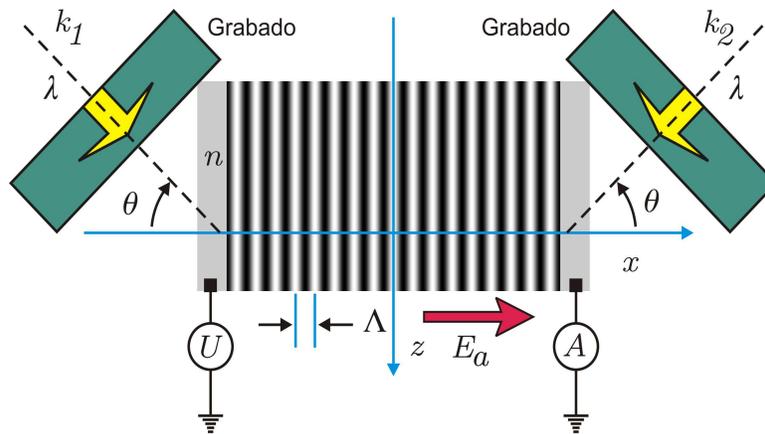


Fig. 1.2. Formación del patrón de interferencia en la configuración de reflexión.

Existen materiales que por naturaleza son isotrópicos o anisotrópicos, y esto es debido al arreglo en el que se encuentran los átomos y de la distribución de electrones que conforman el material. El carácter anisotrópico de un material se ve reflejado en las varia-

ciones del índice de refracción que este tiene en distintas direcciones [21]. Además existen materiales en la que su carácter isotrópico puede ser perturbado por uno o varios mecanismos que estimulen a la formación de las variaciones del índice de refracción. Algunos de los mecanismos están basados en el uso de fuertes campos de luz, esfuerzos físicos, campos eléctricos, etc.

El niobato de litio es un material cristalino anisotrópico, además es un cristal fuertemente asimétrico, el cual puede variar el estado de polarización de la luz que lo atraviesa, con la variación de un campo eléctrico E_a aplicado externamente. Esta variación se sujeta a un efecto electro-óptico, que se puede explicar de la siguiente manera: un campo eléctrico externo aplicado al cristal cambia el índice de refracción según la orientación del cristal y del campo aplicado [21].

Entre los materiales ópticos no lineales, existe una familia de materiales que son extremadamente sensibles a la iluminación, son los cristales fotorrefractivos. Estos cristales tienen la propiedad de cambiar su índice de refracción en presencia de una iluminación no uniforme [23]. Tales mecanismos exigen que el medio sea semiconductor, tenga impurezas, posea alta resistencia eléctrica y que sea electro-óptico. Este efecto es conocido como efecto fotorrefractivo y los primeros trabajos sobre este tema fueron reportados en los años 60s por Arthur Ashkin [24], precisamente en un cristal de niobato de litio. Trataré brevemente de explicar la esencia de este fenómeno.

Como mencionamos anteriormente, si dos haces de la misma longitud de onda inciden sobre la cara de un cristal interfieren y producen un patrón estacionario de interferencia con período espacial Λ , es decir, se formará un conjunto alternado de franjas iluminadas y oscuras con una intensidad que varía senoidalmente con respecto a la posición transversa x dentro del cristal, como se muestra en la figura 1.3(a). Este patrón sinusoidal formado dentro del cristal, moverá las cargas eléctricas generando una densidad de carga eléctrica cuya magnitud también variará sinusoidalmente, (figura 1.3(b)). Por electrostática se produce un campo de carga espacial (figura 1.3(c)), que “distorsionará” la estructura de la red cristalina periódicamente, produciendo cambios en el índice de refracción (figura 1.3(d)), calculados por medio del efecto electro-óptico. El patrón de interferencia (el campo

de carga espacial) y la rejilla de índice de refracción, tendrán la misma periodicidad, pero ellos estarán desfasados por un ángulo ϕ mostrado en la figura 1.3(d). Cuando este ángulo sea de un cuarto de período, es decir cuando se tenga un desfaseamiento de 90 grados, será la configuración más óptima para el intercambio de energía entre los dos rayos láser [21,23].

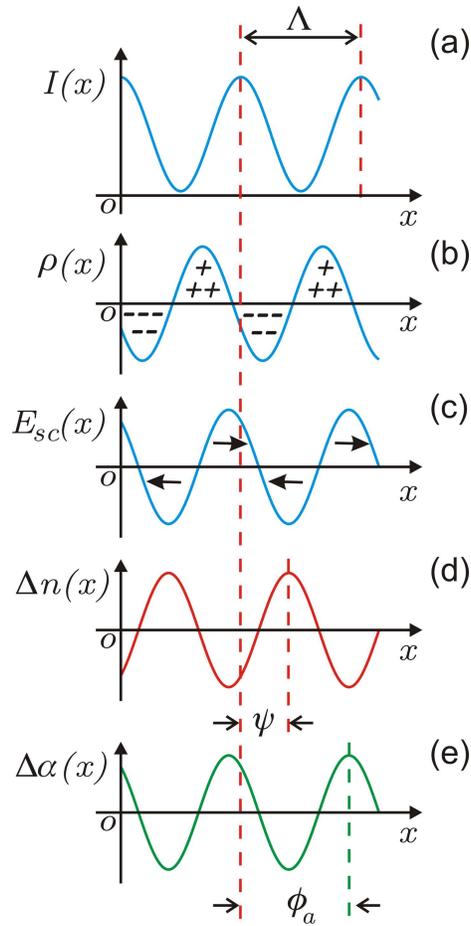


Fig. 1.3. La esencia de efecto Fotorrefractivo: (a) Formación del patrón de interferencia. (b) Redistribución de la densidad de carga. (c) Formación del campo de carga espacial E_{sc} . (d) Por efecto electro-óptico cambios en el índice de refracción del cristal y (e) Los portadores ionizados forman la rejilla de absorción.

Hasta aquí, hemos descrito la formación del grating de índice de refracción, también llamado grating de fase. Pero también la absorción produce un grating llamado de amplitud, que hasta donde nosotros sabemos sólo han sido mencionadas algunas de sus

propiedades en la referencia [25], pero no se ha calculado de manera explícita su amplitud, (a partir de los portadores ionizados) y probado sus propiedades. Nosotros consideramos por simplicidad que este grating de amplitud o de absorción está desfasado un ángulo ϕ_a respecto de patrón de iluminación, como se muestra en la figura 1.3(e).

El modelo de transporte de banda propuesto por N. Kukhtarev es el más utilizado para explicar el efecto fotorrefractivo y aunque implica varias aproximaciones contiene la física del comportamiento de los materiales fotorrefractivos al ser iluminados por luz coherente [3]. Las aproximaciones son la consideración de un sólo tipo de portadores de carga (electrones) y un sólo tipo de centros involucrados en la donación y captura de los portadores de cargas eléctricas. El modelo está basado en un sistema de ecuaciones diferenciales parciales no lineales y acopladas que constituyen las llamadas ecuaciones materiales. Estas ecuaciones incluyen la descripción de los procesos de excitación, transporte y recombinación que ocurre en los materiales fotorrefractivos al formarse dentro de ellos un patrón de interferencia de tipo senoidal producido por dos haces de luz linealmente polarizados. A continuación se describen estas ecuaciones con ayuda de la figura 1.4 y la referencia [21].

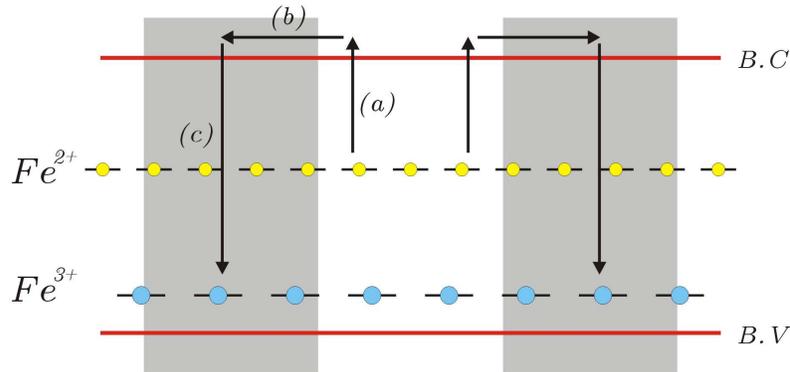


Fig. 1.4. Modelo de transporte de banda para el efecto fotorrefractivo. Las regiones oscuras corresponden a las zonas de poca iluminación del patrón de interferencia.

La excitación y recombinación corresponden a las flechas indicadas por (a) y (c) en la figura 1.4. Suponemos que en el material existe un sólo tipo de centros activos donde

ocurre tanto la fotoionización como la recombinación. Los centros activos en muchos materiales son impurezas de hierro (F_e) que crean un nivel de energía entre la banda de valencia (BV) y la banda de conducción (BC). Estos centros son donadores potenciales inmóviles que tienen una densidad volumétrica N_D , de los cuales una fracción N_D^+ de estas impurezas (F_e^{2+}) son centros para la fotoexcitación de electrones y los restantes ($N_D - N_D^+$) de impurezas no ionizadas (F_e^{3+}) son centros para la recombinación de los electrones. Así la rapidez de cambio de la densidad de donadores ionizados dependerá de la rapidez de generación de donadores ionizados por la iluminación $(sI + \beta)(N_D - N_D^+)$ y de la rapidez de recombinación $\gamma n_e N_D^+$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma n_e N_D^+, \quad (1.1)$$

donde s es la sección transversal de fotoionización, I es la intensidad de la iluminación, $\beta(N_D - N_D^+)$ es la rapidez de generación de los portadores en ausencia de iluminación, n_e la densidad de electrones o portadores de carga en la banda de conducción y γ la constante de recombinación.

El transporte corresponde a la flecha indicada por (b) en la figura 1.4. La densidad de electrones móviles en la banda de conducción que migra de las regiones luminosas a las oscuras está dada por

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{J}, \quad (1.2)$$

donde e es la carga del electrón y \vec{J} es la densidad de corriente. Esta corriente se establece a lo largo de la dirección x y tiene tres contribuciones; la componente de difusión, $\mu D \nabla n_e$ que se establece debido al gradiente de concentración de cargas, que depende de la movilidad electrónica μ , de la constante de Boltzman y de la temperatura T ($D = K_B T$). Adicionalmente también depende de la componente de deriva $e \mu n_e \vec{E}$ que representa la corriente de conducción originada por el campo eléctrico total que incluye el campo eléctrico de carga espacial fotoinducido E_{sc} y el campo eléctrico externo E_a y finalmente la componente fotovoltaica $\kappa s I (N_D - N_D^+) \hat{c}$ que se establece en algunos materiales debido al proceso anti-simétrico de transferencia de carga, característica del Niobato de Litio, por lo tanto escribimos

$$\vec{J} = \mu D \nabla n_e + e \mu n_e \vec{E} + \kappa s I (N_D - N_D^+) \hat{c}. \quad (1.3)$$

Como hemos mencionado, la densidad de la distribución de carga $\rho(x, t)$ dada por $e(N_D^+ - N_A - n_e)$ genera un campo de carga espacial E_{sc} que de acuerdo con la ley de Gauss es

$$\nabla \cdot (\epsilon_o \epsilon E_{sc}) = e(N_D^+ - N_A - n_e) , \quad (1.4)$$

donde ϵ_o es la permitividad del vacío y ϵ es la constante dieléctrica del material. La ecuación de la variación temporal del campo de carga espacial $E_{sc}(x, t)$ se obtiene derivando la ecuación anterior respecto del tiempo.

Como ya fué mencionado la distribución de campo de carga espacial, que aparece dentro del cristal, genera una modulación en la variación del índice de refracción debido al efecto electro-óptico lineal de tal manera que

$$\Delta n(x) = \frac{1}{2} n_o^3 r_{eff} E_1(x) , \quad (1.5)$$

donde E_1 es la primera componente de Fourier del campo de carga espacial, n_o el índice de refracción y r_{eff} el coeficiente electro-óptico efectivo.

Las primeras cuatro ecuaciones (1.1), (1.2), (1.3) y (1.4) constituyen las llamadas ecuaciones del material [21] y no pueden ser desacopladas ni tienen una solución analítica para el caso general y de mayor interés tecnológico, es decir, cuando involucran campos eléctricos intensos y altas modulaciones ($m \approx 1$) en el patrón de iluminación.

; Para el caso de la rejilla o grating de absorción, consideramos la relación de Lambert-Beer [25,26]

$$\alpha = \mathcal{S}(N_D - N_D^+(x)) , \quad (1.6)$$

con \mathcal{S} una constante. Calculamos su descomposición en series de Fourier para obtener los cambios de la absorción como:

$$\Delta \alpha = | \alpha_1 | = \alpha_0 \frac{N_{D1}^+}{(N_D - N_A)} , \quad (1.7)$$

donde N_{D1}^+ es la primera componente de Fourier de los portadores ionizados N_D^+ y α_0 es la absorción promedio [25].

Solución numérica a las ecuaciones materiales

En la literatura usualmente se restringe el análisis y la discusión al grating o rejilla de transmisión [21], es decir, cuando la onda transmitida y la onda difractada emergen de la misma cara del material. Nosotros consideramos que la rejilla de absorción puede ser más intensa en la configuración de reflexión. Los principios y técnicas de solución para las rejillas de reflexión son muy similares a aquellas empleadas en el tratamiento de las rejillas de transmisión. El caso más simple es cuando las franjas de la rejilla son perpendiculares al eje x como se muestra en la figura 1.2. La rejilla de reflexión se forma o graba cuando dos ondas inciden perpendicularmente en las caras opuestas de un cristal. El proceso de lectura será cuando una onda incidente con vector de propagación \vec{k}_1 viajando en la dirección positiva de x , da origen a una onda con vector de propagación \vec{k}_2 viajando en la dirección negativa de x sobre un cristal [21]. Como mencionamos, estos vectores de propagación están relacionados con la condición de Bragg $\vec{k}_g = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$. Cuando las magnitudes de estos vectores de propagación son iguales, es decir cuando, $k_1 = k_2$, la magnitud del vector de la rejilla resultante k_g es del doble de la magnitud de los vectores de propagación. Si la formación se realiza en un medio de índice de refracción n , escribimos, $\Lambda = \frac{\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$, donde λ es la longitud de onda de los haces incidentes.

En ambas configuraciones, los campos de luz crean un patrón de interferencia, es decir, un conjunto alternado de franjas iluminadas y oscuras, formándose una rejilla dieléctrica, que en nuestro caso, es la encargada de la reflexión de los dos ondas. El patrón de interferencia sinusoidal está dado por la ecuación,

$$I = I_o(1 + m \cos k_g x), \quad (2.1)$$

donde $k_g = 2\pi/\Lambda$ es el número de onda y m la modulación; Λ es la longitud de onda del “grating”. En este capítulo obtenemos las soluciones numéricas a las ecuaciones materiales para el acoplamiento de dos haces colineales, ($\theta = 0$), tomando en cuenta modulaciones m

grandes y una longitud de onda $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$ del patrón de interferencia, que corresponde a la longitud de onda de la configuración de reflexión.

Variable	Nombre	Ref.
$0 \leq E_a \leq 300 \text{ kV/cm}$	Campo aplicado	[25]
$I_o = 0.18 \text{ W/cm}^2$	Intensidad promedio de la luz	[25]
$\epsilon = 30.0$	Constante dieléctrica	[25]
$n = 2.32$	Índice de refracción	[25]
$r_{eff} = 8.6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$	Coefficiente electro-óptico	[25]
$\lambda = 0.4880\mu\text{m}$	Longitud de onda del haz	[25]
$\mu = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{VS}$	Movilidad	[27]
$\gamma = 8.89 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$	Coefficiente de atrapamiento	[28]
$\beta = 0.0$	Razón de ionización a oscuras	
$s = 9.7 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$	Sección eficaz de ionización	[27]
$\kappa = 12.5681 \times 10^{-28} \text{ A-cm-s}$	Constante de Glass	[27]
$E_{ph} = 1.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$	Campo fotovoltaico	[25]
$N_D = 18.0 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$	Densidad de trampas	[25]
$N_A = 1.0 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$	Densidad de aceptores	[25]
$\alpha_0 = 3.0 \text{ cm}^{-1}$	Absorción promedio	[25]

Tabla 2.1. Parámetros utilizados en el material fotorrefractivo de LiNbO_3 .

El cálculo numérico lo realizamos en dos partes; la primera es la solución numérica de las ecuaciones materiales o de Kukhtarev; para obtener básicamente la amplitud del campo de carga espacial ($E_{sc}(x)$) y los portadores ionizados ($N_D^+(x)$) en la rejilla de interferencia como función de m y Λ ; la segunda parte lo constituye el cálculo de las densidades de corriente de arrastre y fotovoltaica. Consideramos un tiempo máximo de 0.4 segundos,

que es lo suficientemente grande para tener un campo de carga espacial E_{sc} más o menos estable.

Los cálculos fueron realizados para un material de niobato de litio con los parámetros definidos en la tabla 2.1. Usando el modelo de transporte de banda para los portadores mayoritarios que consideramos electrones, en este caso el transporte de los portadores de las franjas brillantes a las oscuras se debe a difusión, arrastre y al efecto fotovoltaico definidos por la ecuación (1.3). Las ecuaciones que gobiernan la respuesta física del material fotorrefractivo son conocidas como ecuaciones materiales [3, 21]

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma n_e N_D^+, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu D}{e} \frac{\partial n_e}{\partial x} + \mu n_e E + \frac{\kappa s}{e} (N_D - N_D^+) I \right], \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial(\epsilon \epsilon_o E)}{\partial x} = e(N_D^+ - N_A - n_e), \quad (2.4)$$

donde el movimiento de los portadores es a lo largo de x , N_D^+ y n_e es la concentración de aceptores y electrones al instante de tiempo t respectivamente. Note que; κ define la constante de Glass [28,20] donde s es la sección eficaz de ionización. Además, el campo eléctrico E es la suma del campo aplicado E_a y el campo de carga espacial E_{sc} . La condición de frontera correspondiente al voltaje aplicado constante ($E_a \equiv \text{Cte.}$) es

$$U = \int_0^L E(x, t) dx, \quad (2.5)$$

donde L es el espesor del cristal, medido a lo largo de eje polar (\hat{c} -eje), donde se está aplicando el voltaje.

Con ayuda de la variable temporal $J_o/\epsilon \epsilon_o$, las ecuaciones anteriores se pueden reescribir como:

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial t} = -\frac{\mu D}{\epsilon \epsilon_o} \frac{\partial n_e}{\partial x} - \frac{e\mu}{\epsilon \epsilon_o} n_e (E_{sc} + E_a) - \frac{\kappa s}{\epsilon \epsilon_o} (N_D - N_D^+) I + \frac{J_o}{\epsilon \epsilon_o}, \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} = & \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{\mu D}{e} \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial n_e}{\partial x} (E_{sc} + E_a) + \\ & + \frac{\mu e}{\epsilon \epsilon_o} n_e (N_D^+ - N_A - n_e) - \frac{\kappa s}{e} (N_D - N_D^+) I_o m k \sin(kx) - \frac{\kappa s}{e} I \frac{\partial N_D^+}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma n_e N_D^+, \quad (2.8)$$

donde I es la intensidad definida en la relación (2.1). La variable J_o surge de manera natural al combinar las ecuaciones de Poisson $\partial(\epsilon\epsilon_o E)/\partial x = \rho$ (ecuación (2.4)) y la ecuación de continuidad $\partial J/\partial x = -\partial\rho/\partial t$, además, su valor se obtiene de promediar la corriente $J(x, t)$ definida en la Ec. (1.3), sobre una longitud de onda Λ , es decir,

$$\begin{aligned} J_o(t) &= \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda J(x, t) dx , \\ &= \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \left[\mu D \frac{\partial n_e(x, t)}{\partial x} + e\mu n_e(x, t)(E_{sc}(x, t) + E_a) + \kappa_s I(N_D - N_D^+) \right] dx . \end{aligned} \quad (2.9)$$

Cabe mencionar que la ecuación (2.9) fue obtenida de suponer la periodicidad del campo de carga espacial sobre un periodo de la rejilla Λ y la condición de frontera (2.5), claramente el primer término de la integral es cero [29].

Las ecuaciones diferenciales (2.6), (2.7) y (2.8), se resolvieron siguiendo el método de líneas que usa un procedimiento de colocación de elemento finito, con polinomios de segundo grado independientes del tiempo para la discretización de la coordenada espacial x . Los detalles están en la referencia [30]. Cabe mencionar que en todo momento se satisfizo la restricción (2.9). Las soluciones para E_{sc} , N_D^+ y n_e fué realizada en el intervalo de tiempo $t \in [0.0, 0.4]$ segundos, con incrementos de 10^{-6} segundos. La solución a las ecuaciones (2.6), (2.7) y (2.8) permite encontrar $E_{sc}(x, t)$, $n_e(x, t)$ y $N_D^+(x, t)$, con $x \in [0, \Lambda]$, considerando en todo momento las corrientes (2.9) que a nuestro conocimiento, no había formado parte explícitamente de las ecuaciones de Kukhtarev o materiales.

2.1 Evolución temporal del campo de carga espacial.

En las figuras 2.1(a) y 2.1(b) mostramos la evolución temporal del campo de carga espacial $E_{sc}(x, t)$, para $m = 0.98$ y $m = 0.3$ respectivamente. El incremento de los tiempos es mostrado por la flecha de color rojo. La coordenada x por simplicidad se normalizó a la longitud de onda $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$, ya que las soluciones son periódicas. Observamos de la figura 2.1(a), que el campo de carga espacial no es totalmente una función seno o coseno

además de ser periódica en Λ , por lo tanto es posible encontrar tres o más armónicos o componentes de Fourier, siendo ésta, la característica más importante de las rejillas fotorrefractivas de volumen [19]. El campo aplicado fue de $E_a = -5$ kv/cm.

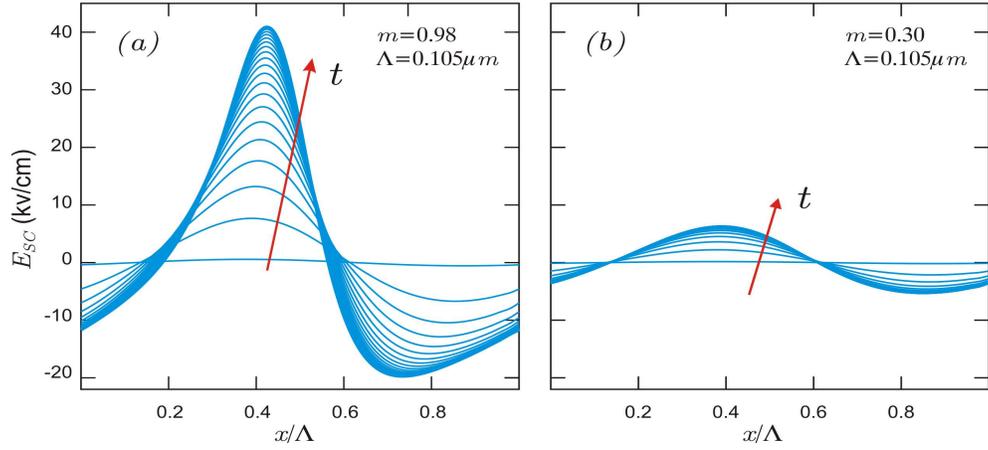


Fig. 2.1. Evolución temporal del campo de carga espacial E_{sc} . Para: $\Lambda = 0.105\mu m$ y (a) $m = 0.98$ y (b) $m = 0.3$. Observe que el incremento de los tiempos está determinada por la flecha de color rojo.

2.2 Evolución temporal del número de portadores ionizados

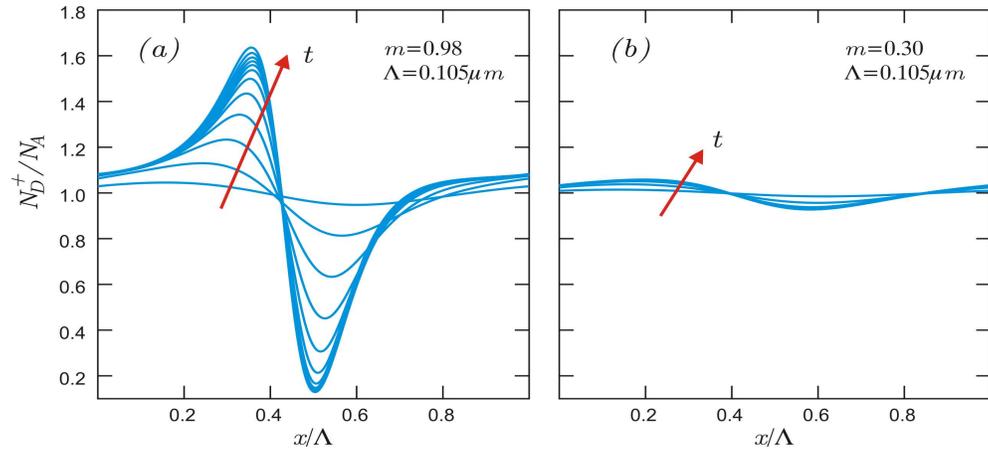


Fig. 2.2. Evolución temporal de $N_D^+(x, t)/N_A(x, t)$. Para: $\Lambda = 0.105\mu m$ y (a) $m = 0.98$ y (b) $m = 0.3$. Observe que el incremento de los tiempos está determinado por la flecha de color rojo.

En las figuras 2.2(a) y 2.2(b) mostramos la evolución temporal del número de por-

tadores ionizados $N_D^+(x, t)/N_A(x, t)$, para $m = 0.98$ y $m = 0.3$ respectivamente. El incremento de los tiempos es mostrado por la flecha de color rojo. Nuevamente la coordenada x por simplicidad se normalizó a la longitud de onda $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$, ya que las soluciones son periódicas. Una vez más observamos de la figura 2.2(a), que también el número de portadores ionizados no es totalmente una función seno o coseno además de ser periódica en Λ , por lo tanto es posible encontrar al menos un armónico o componente de Fourier.

Esta propiedad permite tener una amplia gama de aplicaciones tales como las mencionadas en la introducción. Cabe mencionar que el comportamiento de nuestros cálculos numéricos son muy similares a los mostrados en referencia [31], para el caso de las condiciones de circuito abierto. Además, en dicha referencia no se realizan evoluciones temporales del campo de carga espacial, ni de la concentración de aceptores y electrones; únicamente se realizan cálculos en estado estacionario, (cuando $t \rightarrow \infty$).

2.3 Condiciones de resonancia

En condiciones de estado estacionario, es posible resolver analíticamente, (con ciertas aproximaciones), las ecuaciones materiales. La amplitud de la primera componente de Fourier del campo de carga espacial E_s está dado por la expresión [25],

$$E_s = -\frac{E_q(E_a - E_{ph} + iE_D)}{E_q + E_D - i(E_a - E_{ph})}, \quad (2.10)$$

donde E_q , E_D y E_{ph} son los campos eléctricos de saturación, difusión y fotovoltaico respectivamente. Observe que en el denominador es posible que el campo aplicado anule al campo fotovoltaico, a esta condición se le llama resonancia. En la figura 2.3, mostramos en línea continua los cambios del índice de refracción calculados utilizando la ecuación 1.5 y las primeras componentes de Fourier del campo de carga espacial, obtenidas al resolver las ecuaciones materiales para distintos campos aplicados. Los puntos (\bullet) corresponden a los resultados experimentales tomados de la referencia [32]. Observe que se tiene una buena concordancia entre nuestros resultados numéricos y los reportados experimentalmente, sobre todo alrededor de la región de resonancia. Momentáneamente, hemos cambiado

las unidades del campo aplicado a kV/mm, para que coincidan con los reportados en la referencia [32]. Para nuestros cálculos utilizamos la configuración de reflexión con una $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$ y una modulación $m = 0.98$. Cabe mencionar que la concordancia se puede mejorar, conociendo los valores exactos de la movilidad μ , el coeficiente de atrapamiento γ , la sección eficaz de ionización s y la constante de Glass κ , utilizados en el experimento y no los reportados en otras fuentes como en la tabla 2.1. Para campos mayores de 40 kV/mm, nuestro programa numérico tuvo mucha inestabilidad.

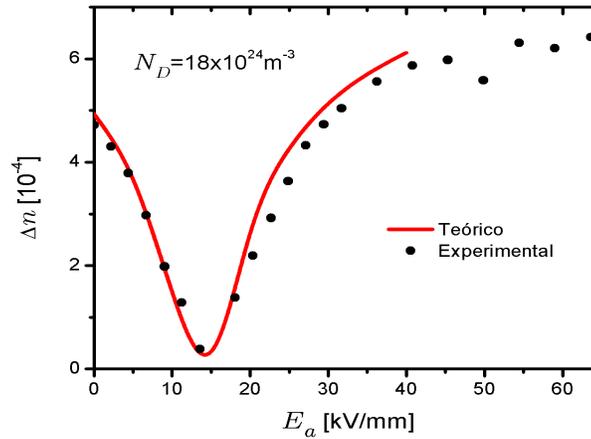


Fig. 2.3. Cálculo de los cambios de índice de refracción por medio de la ecuación 1.5, en función del campo aplicado y $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$. Los puntos (●) corresponden a los datos experimentales y la línea continua a los valores obtenidos resolviendo las ecuaciones materiales.

En la figura 2.4 mostramos el campo de carga espacial $E_{sc}(x, t)$, para $m = 0.98$, $t = 0.4\text{s}$ y distintos valores del campo aplicado. Nótese que el campo de carga espacial es muy susceptible al campo aplicado, particularmente cuando este se encuentra en la región de resonancia, es decir, alrededor de 100 kv/cm su valor disminuye drásticamente. En la figura 2.5 mostramos la densidad de electrones $n_e(x, t)$, nuevamente para $m = 0.98$, $t = 0.4\text{s}$ en función de distintos valores del campo aplicado. Observe que la densidad de electrones se puede considerar más o menos constante en la región de resonancia. Finalmente en la figura 2.6 mostramos la densidad de portadores ionizados $N_D^+(x, t)/N_A$, normalizados con la densidad de aceptores para distintos valores del campo aplicado. Observamos que la densidad de portadores ionizados es también sensible al campo aplicado, esto implica

que su primera componente de Fourier y su fase serán afectadas por el campo aplicado e inducirán un grating de absorción de la forma

$$\alpha(x) = \alpha_0 + |\alpha_1| \cos k_g x, \quad (2.11)$$

donde su magnitud estará dada por la ecuación (1.7). Esto implica también que se tendrá una constante de acoplamiento $b = |\alpha_1| \exp(i\phi_a)$, con un comportamiento muy similar a la constante de acoplamiento del grating de fase,

$$\kappa_G = \frac{\pi}{\lambda \cos \theta} \frac{n_o^3 r_{eff} |E_1|}{2} \exp i[\psi + \psi_m]. \quad (2.12)$$

donde ψ_m es la fase de la modulación

$$m = 2 \frac{A_1 A_2^*}{I_o} = |m| \exp(i\psi_m). \quad (2.13)$$

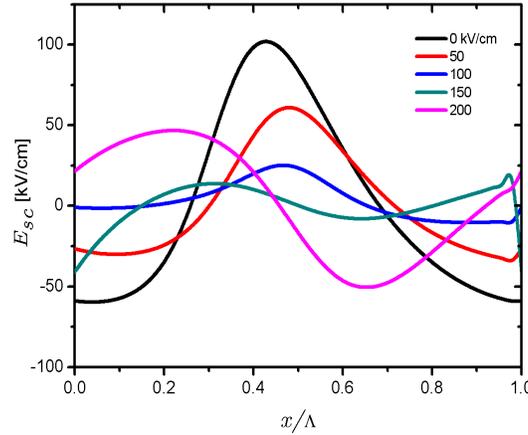


Fig. 2.4. Evolución espacial del campo de carga espacial E_{sc} , para: $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$, $t = 0.4\text{s}$ y distintos valores del campo aplicado.

Aquí surge una pregunta inevitable ¿Cuál es la relación entre las fases del grating de absorción y la del grating de fase? En la referencia [25] se muestra a partir de la ecuación de Poisson (1.4) que la diferencia es $\psi - \phi_a = \pi/2$. Esto es válido en general, pero en las condiciones de resonancia no se satisface del todo, como lo muestra la figura (2.7). Para campos aplicados menores de 100 kV/cm esta relación se cumple, pero para mayores de 100 kV/cm la diferencia ahora es de $-\pi/2$. Y la resonancia definitivamente no es $\pi/2$.

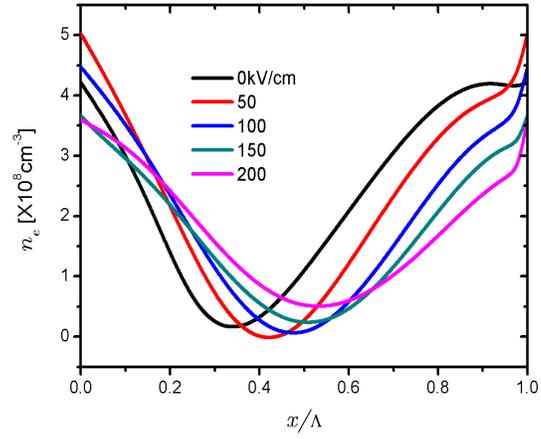


Fig. 2.5. Evolución espacial de la densidad de electrones n_e , para: $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$, $t = 0.4\text{s}$ y distintos valores del campo aplicado.

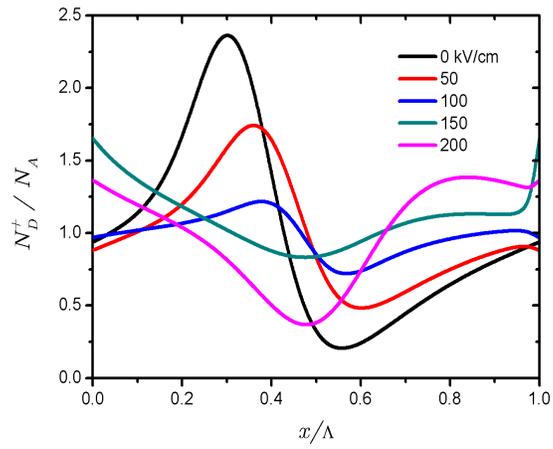


Fig. 2.6. Evolución espacial de la densidad de portadores ionizados normalizados N_D^+ / N_A , para: $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$, $t = 0.4\text{s}$ y distintos valores del campo aplicado.

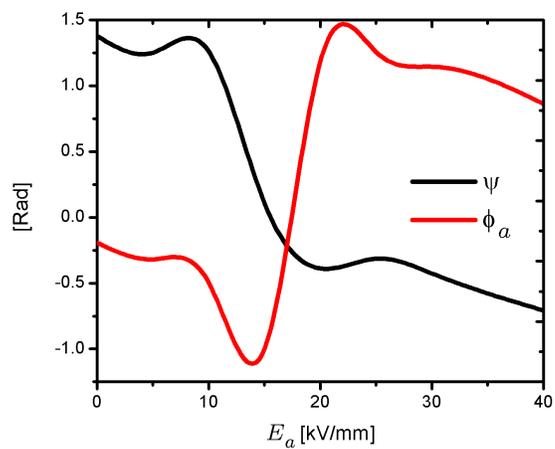


Fig. 2.7. Fases del grating de absorción ϕ_α y del grating de fase ψ como función del campo aplicado.

Cálculo de la densidad total de corriente

En la figura 3.1, mostramos nuestro diseño experimental para medir las densidades de corriente en la configuración de reflexión. Observamos que el campo aplicado está en la misma dirección que el de propagación de la luz, es decir, a lo largo del eje x (\hat{c} -eje). En la referencia [33] se desarrolló un dispositivo que cuenta con capas de ITO (Indium Tin Oxide) que permite el paso libre de la luz y aplicar un campo eléctrico de E_a a la muestra de niobato de litio.

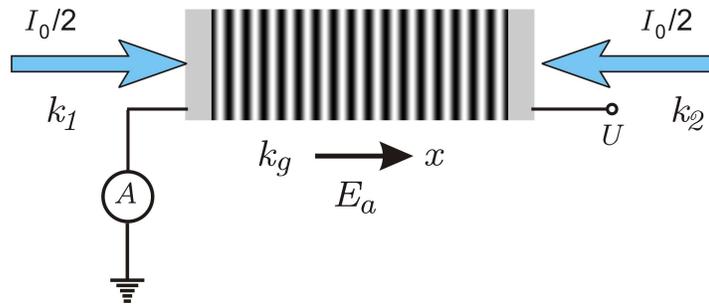


Fig. 3.1. Configuración de reflexión para el grabado de una rejilla de volumen. Observe que el patrón de interferencia es perpendicular al vector $\vec{k}_g = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, y que el campo aplicado está en la dirección \vec{k}_g . La propagación de los campos es a lo largo del eje z .

3.1 Evolución temporal de la densidad de corriente de arrastre fotovoltaica.

En la figura 3.2 mostramos la evolución temporal de la densidad de corriente de arrastre y fotovoltaica, definidas por el segundo y tercer término de la ecuación (2.9) respectivamente, para distintos valores de la modulación. El valor de $E_D \sigma_o$ es igual al de la densidad de corriente de arrastre cuando $m = 0.0$, ($E_D = k_g k_b T / e$). Estas corrientes

están normalizadas al valor de $E_D\sigma_o$. Aquí hay una característica muy importante, cuando la modulación es grande ($m = 0.98$), la densidad de corriente de arrastre cambia de sentido o es negativa a partir de un cierto tiempo, como se muestra claramente en la figura 3.2. Este efecto no se presenta en las silenitas (BSO, BTO o BGO), estudiados en la referencia [29]. Observamos también que la densidad de corriente fotovoltaica es “casi” constante para las distintas modulaciones. Esto nos lleva a suponer que debe haber un valor en la modulación m en donde se anule la corriente de arrastre, y esto podría tener muchas aplicaciones en vibrometría [11].

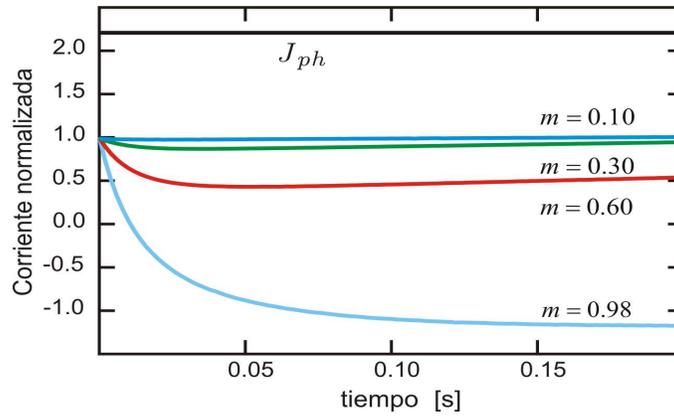


Fig. 3.2. Evolución temporal de las densidades de corriente de arrastre y foto-voltaica. Para distintos valores de la modulación y $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$.

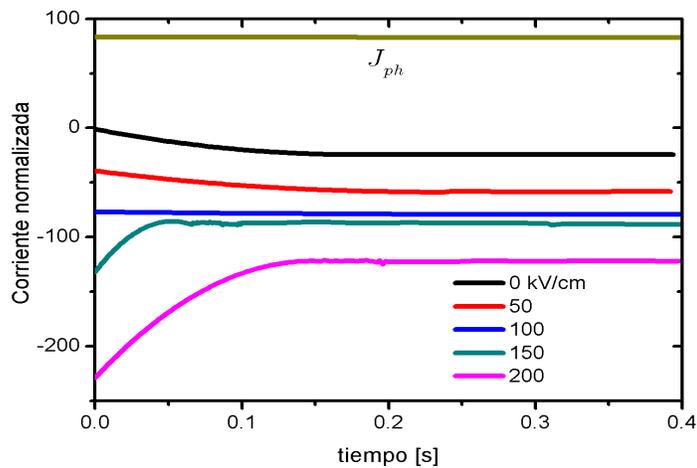


Fig. 3.3. Evolución temporal de las densidades de corriente de arrastre y foto-voltaica. Para distintos valores de la modulación y $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$.

De la misma manera tenemos la evolución temporal de la corriente de arrastre para distintos campos aplicados como se muestra en la figura (3.3), para $E_a = 0$, nuestra corriente esta normalizada al valor de $E_D\sigma_o$, es decir en $t = 0$ su valor será 1, pero por la escala parece ser cero. Nuevamente la corriente fotovoltaica es constante para todos los valores del campo aplicado.

3.2 Cálculo de la densidad total de corriente.

Finalmente en la figura 3.4, mostramos el valor estacionario de la densidad de corriente total, (la suma de las densidades de corriente de arrastre y fotovoltaica) y la comparamos con la densidad calculada en la Ref. [29], para el caso de un grating de interferencia estacionario. Claramente hay un diferencia, debida a la presencia de la densidad de corriente fotovoltaica y a la presencia del término fotovoltaico en nuestra solución de las ecuaciones materiales. Estas diferencias se van haciendo cada vez más pequeñas a medida que la longitud de onda Λ es más grande, es decir, al cambiar a la configuración de transmisión los efectos del término fotovoltaico son pequeños en comparación con los obtenidos en este trabajo. Esto no es sólo una conjetura, en realidad se ha probado lo anterior en la referencia [19], en donde se muestra un comportamiento de la corriente total para el niobato de litio proporcional a $\sqrt{1 - m^2}$.

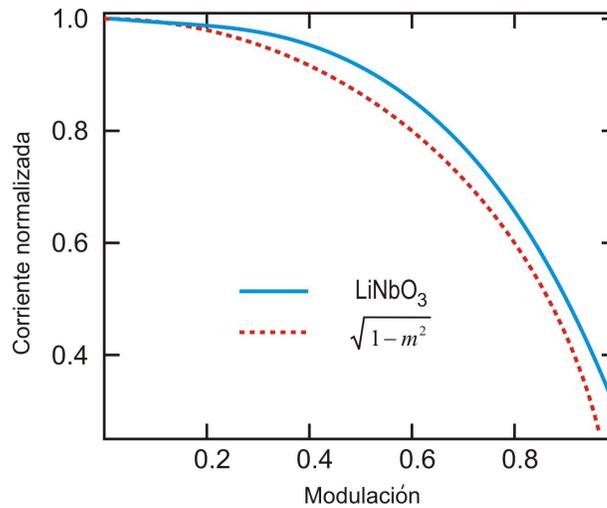


Fig. 3.4. Evolución temporal de las densidades de corriente total arrastre y fotovoltaica. Para distintos valores de la modulación y $\Lambda = 0.105\mu\text{m}$.

Discusión y conclusiones

En este trabajo proponemos una extensión al modelo tradicional del efecto fotorrefractivo, es decir, incluimos la posibilidad de explicar el origen del grating o rejilla de absorción. Esta modificación la sugerimos en la figura 1.3(d), donde suponemos que la rejilla de absorción está desfasada respecto a la iluminación una fase ϕ_a y su amplitud depende de la primera componente de Fourier de la concentración de portadores ionizados $N_D^+(x, t)$.

En la referencia [25], los autores miden experimentalmente la rejilla de absorción por medio de la técnica de “grating translation technique”, donde se introduce en uno de los haces una fase dependiente del tiempo, que genera una rejilla de iluminación dependiente del tiempo. En la misma referencia se menciona que la amplitud de la rejilla de absorción es proporcional al número de aceptores N_A , lo cual no es totalmente cierto como los indica la ecuación (1.7) de nuestro trabajo: ya que la dependencia es de $N_A/(N_D - N_A)$. Además en esta misma referencia se muestra que la diferencia de fase entre las rejillas de fase y de absorción es de $\pi/2$, independientemente del campo aplicado. Esto tampoco es del todo cierto, ya que nuestra figura (2.7) muestra que en la región de resonancia ($100 \leq E_a \leq 200$ kV/cm) se viola esta restricción. Ya que antes de la resonancia la diferencia de fases fue de $+\pi/2$ pero después de la resonancia esta diferencia cambia a $-\pi/2$, es decir, la rejilla de absorción se adelanta después de la región de resonancia.

Por otra parte, mucho se ha mencionado la utilización de la primera componente de Fourier para el cálculo de la rejillas de fase y absorción, pensando que las componentes de orden dos, tres, etc., son cada vez más pequeñas como para ser ignoradas. Esto en realidad no es cierto, como se muestra en la referencia [19], donde la segunda componente de Fourier del campo de carga espacial es la mitad de su primera componente. Pero hay que aclarar un detalle fino: el acoplamiento de ondas sólo se realiza al ángulo de Bragg correspondiente a la

primera componente de Fourier. En esta misma referencia se mostró que la corriente total medida en la configuración de transmisión, es proporcional a $\sqrt{1 - m^2}$ para el niobato de litio. Esta relación también la obtenemos aproximadamente, en la configuración de reflexión, como se muestra en nuestra figura (3.4). Además observamos que la corriente fotovoltaica es prácticamente constante para todos los valores de la modulación, como se muestra en las figuras 3.2 y 3.3. Entonces si la corriente total (la suma de la corriente de arrastre y fotovoltaica), varía como $\sqrt{1 - m^2}$, la corriente de arrastre debe cambiar de signo (dirección), con la modulación como se muestra en la figura (3.2). Este efecto no se observa en los cristales de BSO, donde la corriente total también depende como $\sqrt{1 - m^2}$, pero no hay corriente fotovoltaica.

Finalmente, hemos resuelto numéricamente las ecuaciones materiales que definen el efecto fotorrefractivo para un cristal de niobato de litio. Estas ecuaciones fueron obtenidas como una extensión del modelo de transporte de banda para un sólo tipo de portador (electrones). Obtuvimos el campo de carga espacial, las densidades de electrones y portadores ionizados para modulaciones cercanas a la unidad. Calculamos los cambios en el índice de refracción de nuestra muestra, donde obtuvimos una buena concordancia con los valores experimentales reportados en la referencia [32] y como consecuencia generalizamos el trabajo reportado en la referencia [34].

Referencias

- [1] N. Kukhtarev, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **2**, 438 (1976).
N. Kukhtarev, and A. Semenyuk, *Radiation Physics of Nonmetallic Crystals*, **Vol. 3**, Chap. 1, Nauka Dumka, Kiev (1971).
- [2] N. Kukhtarev, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **1**, 155 (1975).
V. Vinetskii, N. Kukhtarev, and A. Semenyuk, *Sov. Phys. Semicond.*, **6**, 879 (1972).
V. Vinetskii, and N. Kukhtarev, *Sov. Phys. Solid State Phys.*, **16**, 3714 (1974).
- [3] N. Kukhtarev, V. Markov, S. Odulov. M. Soskin, and V. Vinetskii, *Ferroelectrics*, **23**, 949 (1979).
- [4] H. Dember, *Physik. Z.*, **32**, 554 (1931).
H. Dember, *Physik. Z.*, **32**, 856 (1931).
H. Dember, *Physik. Z.*, **33**, 207 (1932).
J. Frenkel, *Nature*, **132**, 312 (1933).
E. Kirillov, M. Kitaiogorodski, and A. Molchanov, *Acta Physicochim (U.R.S.S.)*, **3**, 2 (1935).
- [5] D.L. Staebler, J.J. Amodei, *J. Appl. Phys.*, **43**, 1042 (1972).
- [6] M. Deigen, S. Odulov, M. Soskin, and B. Shanina, *Sov. Phys. Solid State*, **16**, 1237 (1975).
- [7] F. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 223 (1968).
- [8] A. Krumins and P. Gunter, *Phys. Status Solidi*, **A63**, K111 (1981).
- [9] V. Vinetskii and N. Kukhtarev, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **1**, 84 (1975).

- [10] S. Trofimov, S. Stepanov, M. Petrov, and M. Krasinkova, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **13**, 108 (1987).
- I. Sokolov and S. Stepanov, *Optik*, **93**, 175 (1993).
- [11] D. Pepper, *Optics & Photonics News*, May 1997, p. 33.
- [12] N. Kukhtarev, V. Markov, and S. Odulov, *Opt. Comm.*, **23**, 338 (1977).
- [13] V. Alimpiev and I. Gural'nik, *Sov. Phys. Semicond.*, **18**, 978 (1984).
- [14] V. V. Bryksin, P. Kleinert, and M. P. Petrov, *Physics of the Solid State*, **45**, 2044 (2003).
- [15] R. F. Kazarinov, R. A. Suris, and B. I. Fuks, *Sov. Phys. Semicond.*, **7**, 102 (1973).
- R. F. Kazarinov, R. A. Suris, and B. I. Fuks, *Sov. Phys. Semicond.*, **7**, 480 (1973).
- [16] M. P. Petrov, V. M. Petrov, V. V. Bryksin, I. Zouboulis, A. Gerwens, and E. Krätzig, *Opt. Lett.* **22**, 1083 (1997).
- [17] M. P. Petrov, V. V. Bryksin, V. M. Petrov, S. Wevering, and E. Krätzig, *Phys. Rev. A* **60**, 2413 (1999).
- [18] M. P. Petrov, V. V. Bryksin, H. Vogt, F. Rahe, and E. Krätzig, *Phys. Rev. B* **66**, 085107 (2002).
- [19] U. van Stevendaal, K. Buse, H. Malz, H. Veenhuis, and E. Krätzig, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2668 (1998).
- [20] A. M. Glass, D. Vonder-Linde, and T. J. Negran, *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 233 (1974).
- [21] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. (Jhon Wiley, New York. 1993).
- [22] M. Bryushinin, V. Kulikov, and I. Sokolov, *Phys. Rev. B*, **65**, 245204 (2002).
- [23] Jack Feinberg, "Photorefractive nonlinear optics". *Physics Today*, 46 (Oct. 1988).

- D. M. Pepper, J. Feinberg, and N. V. Kukhtarev, “*The Photorefractive Effect*”. *Scientific American*, 34 (Oct. 1990).
- [24] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein and K. Nassau, *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 72 (1966).
- [25] M. Luennemann, K. Buse, and B. Sturman, *J. Appl. Phys.* **94**, 6274 (2003).
- [26] L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen *The physics and applications of photorefractive materials*. (Clarendon Press, Oxford. 1996).
- [27] M. Saffman, D. Montgomery, A. A. Zozulya, K. Kuroda, and D. Z. Ardenon, *Phys. Rev.*, **48**, 3209 (1993).
- [28] G. W. Burr, and D. Psaltis, *Opt. Lett.*, **21**, 893 (1996).
- [29] S. Stepanov *Photo-electromotive-force effect in semiconductors*. In Handbook of advanced Electronic and Photonic Materials and Devices, edited by H.S. Nalwa Vol. 2: Semiconductor Devices (Academic Press, New York. 2001).
- [30] J. G. Murillo, L. F. Magaña, M. Carrascosa, and F. Agulló López, *J. Appl. Phys.* **78**, 5686 (1988).
- [31] W. K. Lee, and T. S. Chan, *Opt. Comm.* **281**, 5884 (2008).
- [32] M. Luennemann, U. Hartwig, and K. Buse, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1643 (2003).
- [33] G. Cook, J. P. Duignan, and D. C. Jones, *Opt. Comm.* **192**, 393 (2001).
- [34] L.M. Cervantes, A. Zúñiga, L.F. Magaña, and J.G. Murillo, *Calculation of diffraction efficiency for simultaneous phase and absorption gratings in reflection geometry under nonlinear regime and applied fields in photovoltaic media*. In Topical Meeting Photorefractive Materials, Effects, and Devices Control of Light and Matter. P1-42 (2009).