



INAOE

Investigación de la fotoconductividad del cristal Yb: YAG

Por

Lic. en Física Mayra Vargas Morales

Tesis sometida como requisito parcial
para obtener el grado de:

**MAESTRA EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el
**Instituto Nacional de Astrofísica
Óptica y Electrónica**

Tonanzintla, Puebla Julio 2015

Supervisada por:

Dr. Nikolai Korneev Zabello

© 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.



Resumen

Se presenta la investigación de signo del foto-portador y la dinámica de excitación en cristales de Yb: YAG mediante una técnica de fuerza foto-electromotriz de estado no estacionario. En cristales de recocido con 25% y 50% de concentración de dopaje de Yb, se observa la conductividad de huecos; mientras que en muestras con 80% de Yb una conductividad electrónica es evidenciada. En las muestras no tratadas especialmente, se encuentran ambas contribuciones de huecos y de electrones. En todos los casos, se observa un tiempo de relajación característico de aproximadamente 1ms, que corresponde al tiempo de vida de Yb^{3+} .

Agradecimientos

- Esta tesis está dedicada a mis Padres: Patita y Mamayanis.
- Quiero agradecer a Rogelio en primer lugar por contar con su apoyo incondicional en los mejores y en los peores momentos, gracias por estar a mi lado y por aceptarme como soy. A mis hermanos Javier, Alma y Kevin por todo el amor y cariño que siempre me dan, los amo a los tres. Pero sobretodo te doy gracias a ti Leo porque eres lo más hermoso en mi vida, me llenas de felicidad y ternura en cada momento. Eres mi razón de lucha día con día.
- Agradezco al Dr. Nikolai Korneev por sus innumerables consejos y correcciones sin los cuales este trabajo no hubiese sido posible.
- De igual forma, quiero agradecer al personal del INAOE, por todo el apoyo recibido.
- Finalmente, quiero agradecer al CONACYT por la beca que me fue otorgada para poder llevar a cabo mis estudios de maestría.

Índice General

Índice de figuras	iv
Índice de tablas	v
Capítulo 1.....	1
Introducción.....	1
Capítulo 2.....	5
Conceptos teóricos.	5
2.1 Descripción teórica del efecto.....	8
2.2 Cálculo de la corriente foto-EMF	12
2.3 Efecto foto-EMF en fotoconductores monopolares sin campo externo.....	22
Capítulo 3.....	45
Descripción del experimento y Metodología.....	45
Capítulo 4.....	53
Resultados Experimentales.....	53
Capítulo 5.....	62
Conclusiones.....	62
Bibliografía.....	65

Índice de figuras

Figura 1. Patrón de interferencia formado en el material fotorrefractivo. Dos ondas planas inciden sobre el cristal con el ángulo 2θ entre ellas, I_R es el haz de referencia e I_S es el haz modulado en fase. 2

Figura 2 (a) Configuración simplificada para la observación de corriente holográfica estacionaria J_h , a través de la muestra fotoconductor. (b) El desfase mutuo del patrón de interferencia de grabación $I(x)$, fotoconductividad $\sigma(x)$, y campo eléctrico local $E_{sc}(x)$ observado en una muestra fotoconductor bajo campo eléctrico E_o externo [17]..... 6

Figura 3. La configuración estándar para la observación de una señal de foto-EMF..... 7

Figura 4.(a) desplazamiento de frecuencia típico $j^0(\Omega)$ [$K_{LD}=0.2$ (línea a), 1(línea b) y 2(línea c)] y (b) dependencias de corriente foto-EMF (es decir, que es excitado por un patrón de interferencia móvil) en un fotoconductor monopolar sin saturación de impurezas y con un tiempo de vida corto de fotoelectrones móviles, frecuencia espacial $j^0(\Omega)$ ($\Omega T_{di}=0,3$ (línea a), 1(línea b), y 3(línea c)) [17]..... 30

Figura 5. (a) frecuencia de modulación típica $j\Omega$ [$K_{LD}=0.2$ (línea a), 1(línea b) y 2(línea c), (b) frecuencia espacial $j\Omega K$ ($\Omega\tau_{di}=0,3$ (línea a), 1(línea b), y 3(línea c)) dependencias de la corriente foto-EMF ac en fotoconductores monopolares sin saturación de impurezas y tiempos de vida cortos. [17]..... 35

Figura 6. Influencia del tiempo de vida finito de fotoportadores en la dependencia de la frecuencia de desplazamiento (modulación) de las señales de foto-EMF (a) $j^\Omega(\Omega)$ y $j^0(\Omega)$ en un fotoconductor monopolar sin saturación de impurezas ($\tau_{di} / \tau = 100$; $K_{LD} = 0.3$ (línea a), 1 (línea b) y 3 (línea c))...... 40

Figura 7. Esquema del arreglo experimental..... 47

Figura 8. Muestra y geometría de iluminación, tipo 1 electro frontal (rayas de pintura de plata). La muestra se ilumina con dos haces enfocados superpuestos. En el punto

iluminado se forma un patrón de interferencia, que oscila cuando un haz es modulado en fase periódicamente. 48

Figura 9. Muestra y geometría de iluminación tipo 2. La muestra en forma de cuña se colocó entre dos electrodos de metal..... 49

Figura 10. La amplitud de la señal para BSO vs frecuencia 50

Figura 11. El ángulo fase para el BSO..... 51

Figura 12. Yb: YAG 25% 54

Figura 13. Yb: YAG 25% recocido. Gráfica de la señal Foto-EMF (muestra # 1) con diferentes potencias de láser. Las líneas verticales marcan la frecuencia Ω_{max} para la máxima amplitud de la corriente, las líneas horizontales muestran la fase correspondiente. Las líneas tangenciales grises representan el método gráfico habitual, para determinar los dos frecuencias de corte $1/(2\pi \tau_{ai})$ y $1/(2\pi\tau)$ 55

Figura 14. Gráfica de la señal Foto-EMF para Yb: YAG sin recocido al 25% 57

Figura 15. Yb: YAG recocido al 80% 58

Índice de tablas

Tabla 1. Muestra investigadas..... 53

Tabla 2. Resultados de la señal Foto-EMF en muestras de Yb: YAG..... 60

Capítulo 1

Introducción.

La óptica no lineal es el estudio de la interacción de la luz con la materia y es llamada de esta forma debido a que la materia no responde linealmente a la amplitud de la onda de luz.

Dentro del marco de fenómenos de la óptica no lineal, se encuentra el efecto de "daño óptico" en cristales ferroeléctricos, que fue descubierto por primera vez en 1966 por Ashkin et. al. [1]. Cuando estudiaban la transmisión de un haz láser en cristales electro-ópticos de niobato de litio, observaron que el frente de onda era deformado debido a una inhomogeneidad inducida por el haz en el índice de refracción del material. De este hecho surgió la posibilidad de utilizar este fenómeno para el grabado eficiente de hologramas de volumen [2] (es decir, variaciones espacialmente periódicas del índice de refracción de cristal $\Delta n(x)$), que es la "visualización" de un patrón de campo de carga espacial $E_{sc}(x)$ a través de un efecto electro-óptico lineal. El patrón de carga se forma en un cristal fotorrefractivo como resultado de la iluminación por el patrón de luz espacialmente no

Cap. 1. Introducción

uniforme (por ejemplo, el patrón de interferencia en el experimento holográfico; véase la Figura 1).

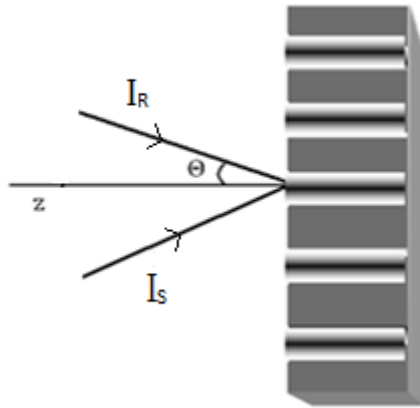


Figura 1. Patrón de interferencia formado en el material fotorrefractivo. Dos ondas planas inciden sobre el cristal con el ángulo 2θ entre ellas, I_R es el haz de referencia e I_S es el haz modulado en fase.

El efecto fotorrefractivo resultó ser una herramienta muy útil en la investigación de las propiedades eléctricas de fotoconductores con alta resistencia, tales como BSO, BTO, titanato de bario, GaAs, InP entre otros [3-5]. Una de las técnicas derivadas del efecto fotorrefractivo es la fuerza fotoelectromotriz no estacionaria [6], que tiene origen en la interacción de la rejilla de carga espacial relativamente estable con la distribución móvil de portadores en las condiciones del movimiento (normalmente vibración) del patrón de franjas. Ésta interacción produce corriente alterna a través de la muestra fotoconductora, además las dependencias de corriente con la frecuencia de la vibración y el periodo de las franjas, permiten la determinación de los parámetros tales como el signo de portadores, longitud de difusión y tiempo de vida característico.

Cap. 1. Introducción

El cristal de Yb: YAG tiene amplias aplicaciones como material láser [7], debido a que ofrece un alto potencial de dopaje [8], buena eficiencia [9] y propiedades termo-físicas [10]. La estructura de los niveles de energía de impureza ionizada Yb^{3+} consta de sólo dos conjuntos de subniveles [11], por eso no se esperan los procesos adicionales de transferencia de energía, tales como relajación transversal [12] y conversión ascendente. Sin embargo, se ha reportado una disminución en la eficiencia láser en láseres de disco delgado [13] de Yb: YAG al aumentar el nivel de inversión (para altas intensidades de bombeo) [14]. Estos procesos reducen la eficiencia láser de cristales de Yb: YAG en concentraciones de Yb por encima del 12%. La investigación se ha centrado en este defecto, ya que hay una fuerte demanda de potencias de salida más altas que requieren altos niveles de inversión y alto dopaje.

El objetivo de esta investigación es determinar el signo del portador en cristales de Yb: YAG. Las mediciones de fotoconductividad han confirmado la creación de portadores de carga libres en cristales dopados con Yb cuando se irradia con luz de bombeo de 940nm. En las muestras de varias concentraciones de dopaje, se encontró un aumento no lineal de la fotocorriente con la densidad de excitación. Los exponentes en la dependencia de fotocorriente de la intensidad, que varían entre 2 y 3 independiente de la concentración de dopaje, sugieren un mecanismo de transferencia de energía que implica de 2 a 3 excitaciones de Yb^{3+} . La energía del fotón correspondiente a 940nm, no es suficiente para que un electrón se mueva a través de la banda prohibida del YAG la cual es 6.8eV, por lo que la generación de foto-portadores posiblemente puede estar vinculada a la presencia de iones Yb^{2+} , que

Cap. 1. Introducción

también se pueden estabilizar por vacantes de oxígeno, impurezas o pueden ser creados por una transferencia de carga como centros transitorios acompañados de iones O^- . En el intento de identificar el mecanismo que subyace a las pérdidas láser no lineales, la técnica de fuerza foto-electromotriz de estado no estacionario, se ha mostrado un método adecuado para obtener información sobre las propiedades de portadores, incluyendo su signo. Hay que notar que las mediciones tradicionales del efecto Hall no son posibles en este material debido a su alta resistencia y pequeña movilidad de los portadores.

Capítulo 2

Conceptos teóricos.

En este capítulo se estudia una posibilidad para detectar rejillas de carga espacial fotoinducidas en materiales fotosensibles con las corrientes holográficas. En estos experimentos, el holograma de fase óptica no se necesita (*la difracción de la luz no se utiliza aquí*). Dichos fenómenos pueden observarse por ejemplo en materiales fotoconductores sin el efecto electroóptico, en particular, en los cristales centrosimétricos o materiales amorfos [15]. Los efectos observados de esta manera se pueden llamar estacionarios Figura 2 o no estacionarios Figura 3 en función de las condiciones particulares de su observación. Sin embargo, en particular el término *efecto "foto-EMF"* (*Photo Electromotive force* o "*efecto de estado no estacionario de fuerza foto-electromotriz*") también es utilizado, debido a que en experimentos básicos, el voltaje externo no se aplica a la muestra y la fotocorriente transitoria (corriente foto-EMF) es inducida solamente por el patrón de luz no estacionario (Figura 3). De hecho, ambos corriente y experimentos de difracción en fotoconductores (cristales fotorrefractivos electro-ópticos) se unieron bajo el mismo nombre de efectos de "rejilla de carga espacial" [16], llamados así debido a la formación de la distribución de carga fotoinducida y de la correspondiente rejilla de campo eléctrico.

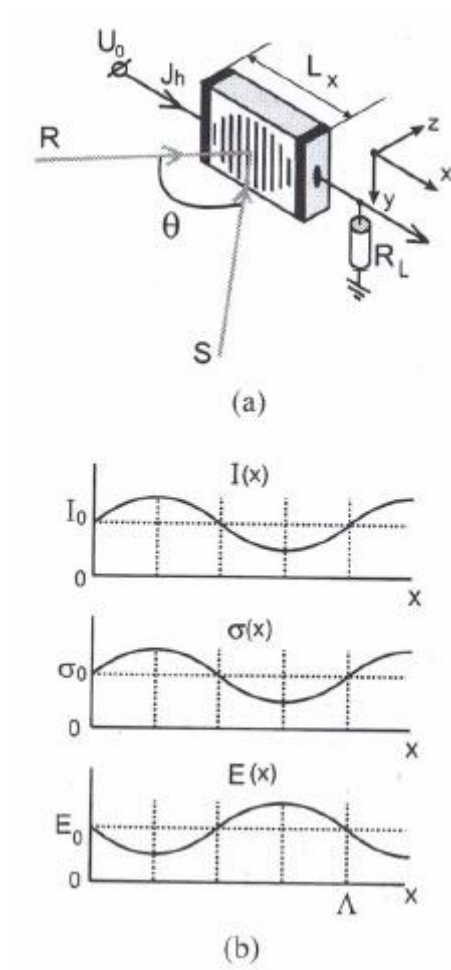


Figura 2 (a) Configuración simplificada para la observación de corriente holográfica estacionaria J_h , a través de la muestra fotoconductora. (b) El desfase mutuo del patrón de interferencia de grabación $I(x)$, fotoconductividad $\sigma(x)$, y campo eléctrico local $E_{sc}(x)$ observado en una muestra fotoconductora bajo campo eléctrico E_0 externo [17].

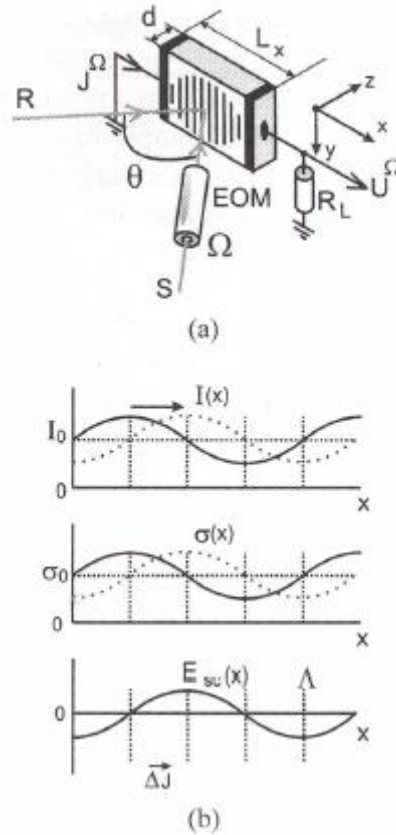


Figura 3. La configuración estándar para la observación de una señal de foto-EMF

en una muestra fotoconductora en cortocircuito, iluminada por un patrón de interferencia oscilante. EOM es el modulador de fase electro-óptico excitado por una señal sinusoidal con la frecuencia Ω ; R_L es la resistencia de carga con un valor significativamente menor que la resistencia de la muestra iluminada. (b) Desfase mutuo del patrón de interferencia de grabado $I(x)$, fotoconductividad $\sigma(x)$, y del campo eléctrico de carga espacial $E_{sc}(x)$ bajo condiciones estacionarias de iluminación (líneas continuas). El rápido cambio espacial del patrón de interferencia $I(x)$ por un cuarto de periodo espacial ($\Lambda/4$) a la derecha, que da lugar a la superposición de los máximos de fotoconductividad con máximos del campo de la carga espacial $E_{sc}(x)$, es ilustrado por las líneas punteadas [17].

2.1 Descripción teórica del efecto.

Configuración básica.

Configuraciones básicas para la observación del efecto foto-EMF y corrientes estacionarias holográficas en muestras fotoconductoras se presentan en las Figuras 2 y 3, respectivamente. De hecho, estos arreglos son similares a la configuración estándar que se utiliza para el análisis teórico del grabado holográfico en los cristales fotorrefractivos (ver fig. 1). *La única diferencia es que hay una resistencia de carga externa R_v que se utiliza, en la práctica, para medir la caída de voltaje U_{RL} que es proporcional a la corriente foto-EMF J^Ω o la corriente holográfica J_h ; que fluye a través de la muestra.* En la siguiente consideración teórica, se supone que el valor de esta resistencia de carga es mucho menor que la impedancia total de la muestra Z_s , es decir, tenemos el caso de un generador de corriente aquí. En teoría, consideramos la muestra en cortocircuito iluminada por el patrón de interferencia.

Supongamos que la muestra tiene un tamaño lineal $L_x \times L_y \times d$ ($d=L_z$) ver figura 3. También se supone, que los electrodos depositados en las caras laterales de la muestra son de naturaleza óhmica, es decir, que no demuestran ninguna propiedad de bloqueo. Esto significa que estos electrodos pueden inyectar o extraer tantos portadores móviles como sea necesario, para prevenir la formación de capas de carga espacial eléctrica en las zonas cerca de los electrodos. La suposición de este tipo de electrodos es necesaria, en particular, para

Cap. 2. Conceptos teóricos

garantizar la libre circulación de corriente DC (limitado sólo por la resistencia mayor de la muestra) y la distribución uniforme del campo eléctrico $E_0 = U_0 / L_x$ cuando se aplica un voltaje externo U_0 .

Patrón de interferencia

Dos haces láser mutuamente coherentes que se cruzan (la señal S y la referencia R) forman un patrón de interferencia en el volumen de la muestra. Se consideran tres tipos de estos patrones. El primer tipo es un patrón sinusoidal estacionario (sin movimiento) en la que la distribución de intensidad se describe por

$$\begin{aligned} I(x) &= I_0 [1 + m \cos(Kx)] \\ &= I_0 \left[1 + \frac{m}{2} \exp(iKx) + \frac{m}{2} \exp(-iKx) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

aquí I_0 es el nivel promedio de la intensidad de la luz ($I_0 = I_S + I_R$) y $m = 2\sqrt{I_S I_R} / (I_S + I_R)$ es el contraste del patrón de luz (es decir la visibilidad). Debido a que la difracción de la luz no está involucrada en la generación de la señal de foto-EMF, la polarización de los haces de luz típicamente no es de gran importancia en estas configuraciones (la misma para ambos). Esto es válido, sin embargo, sólo si aceptamos que la fotoexcitación de los portadores móviles y sus principales propiedades no dependen de la polarización de la luz. Esto significa, en particular, que se desprecia los posibles efectos foto-galvánicos [18], que pueden ser esencialmente dependientes de la polarización. De la ecuación (1) se asume una aproximación de baja absorción óptica de la muestra ($\alpha \ll d^{-1}, I_0$;

Cap. 2. Conceptos teóricos

$m = \text{const}(z)$, y también que la muestra en promedio está iluminada a lo largo de ambos ejes x e y de manera uniforme ($I_0; m = \text{const}(x, y)$). Como es usual en la literatura de corriente-fotorrefractiva también se ignora el posible sombreado del patrón de interferencia cerca de los electrodos, por lo menos en esta consideración teórica.

Otro tipo de patrones de interferencia es el patrón sinusoidal móvil que se desplaza con velocidad constante $v = \Omega/K$

$$\begin{aligned} I(x, t) &= I_0 \{1 + m \cos(Kx - \Omega t)\} \\ &= I_0 \left\{1 + \frac{m}{2} \exp[i(Kx - \Omega t)] + \frac{m}{2} \exp[-i(Kx - \Omega t)]\right\} \\ &= I_0 \left\{1 + \frac{m \exp(-i \Omega t)}{2} \exp(iKx) \right. \\ &\quad \left. + \frac{m \exp(i \Omega t)}{2} \exp(-iKx)\right\}, \end{aligned}$$

(2)

aquí Ω es la frecuencia angular de las oscilaciones de la intensidad de la luz en cada punto particular de este patrón móvil. En la práctica, tales patrones de interferencia se producen mediante la introducción de un desplazamiento de frecuencia Ω (a través de un modulador) entre los dos haces láser de grabación S (señal) y R (referencia). Por esta razón se llama Ω a la frecuencia de desplazamiento en las configuraciones que utilizan patrones móviles.

Cap. 2. Conceptos teóricos

Otro caso es el patrón de interferencia de vibración (u oscilante)

$$\begin{aligned}
 I(x, t) &= I_0 \{1 + m \cos [Kx - \Delta \sin(\Omega t)]\} \\
 &= I_0 \left\{ 1 + \frac{m \exp[-i\Delta \sin(\Omega t)]}{2} \exp(ikx) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m \exp [i\Delta \sin(\Omega t)]}{2} \exp(-iKx) \right\},
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

donde Δ/K es la amplitud de las vibraciones (oscilaciones). Experimentalmente, este patrón se obtiene mediante la introducción de una modulación de fase periódica con amplitud Δ (a través de un modulador de fase electro-óptico, o un espejo de vibración de un interferómetro) en uno de los haces de grabado.

La consideración teórica se puede simplificar para pequeñas amplitudes de modulación ($\Delta \ll 1$)

$$\begin{aligned}
 I(x, t) &= I_0 \{1 + m \cos [Kx - \Delta \sin(\Omega t)]\} \\
 &\approx I_0 \{1 + m [\cos(Kx + \Delta \sin(\Omega t) \sin(Kx)]\} \\
 &= I_0 \left\{ 1 + m \left[\cos(Kx) + \frac{\Delta}{2} \cos(Kx - \Omega t) - \frac{\Delta}{2} \cos(Kx + \Omega t) \right] \right\} \\
 &= I_0 \left\{ 1 + \frac{m}{2} [\exp(iKx) + \exp(-iKx)] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\Delta m}{4} \{ \exp[i(Kx - \Omega t)] + \exp[-i(Kx - \Omega t)] \} \right\}
 \end{aligned}$$

$$-\frac{\Delta m}{4} \left\{ \exp[i(Kx + \Omega t)] + \exp[-i(Kx + \Omega t)] \right\},$$

(4)

Este patrón puede ser representado como una superposición de iluminación espacialmente uniforme con una intensidad I_0 , un patrón de interferencia sinusoidal estacionario con una intensidad efectiva mI_0 , con un corrimiento de $\lambda/4$ a lo largo del eje x , y un patrón sinusoidal oscilante de intensidad máxima-efectiva ΔmI_0 . El último también se puede presentar como un par de patrones sinusoidales móviles con velocidades iguales $v = \pm\Omega/K$ y las intensidades efectivas $\pm \Delta mI_0/2$ [para los patrones que se mueven hacia la derecha (+) y hacia la izquierda (-), respectivamente].

2.2 Cálculo de la corriente foto-EMF

Ecuación de Poisson

Debido a que se ignora la posible auto-difracción de los haces de grabado, podemos despreciar todas las ecuaciones que describen la formación del holograma de fase de volumen o los procesos de difracción durante el grabado fotorrefractivo dinámico. Sólo las ecuaciones que están involucradas con la formación de rejilla de carga espacial y la rejilla de fotoportadores móviles se dejan. Una de estas ecuaciones es la ecuación de Poisson

$$\text{div}[\hat{\epsilon}\epsilon_0 E_{sc}(r, t)] = \rho(r, t),$$

(5)

Cap. 2. Conceptos teóricos

Aquí $\rho(r, t)$ es la densidad de carga espacial y $E_{sc}(x)$ es el campo eléctrico de carga espacial. En una aproximación unidimensional para un medio isotrópico o para un cristal cúbico, donde el tensor dieléctrico se reduce a un escalar $\hat{\epsilon} = \epsilon$ la ecuación de Poisson se transforma en

$$\frac{\partial E_{sc}(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (6)$$

Ecuación de continuidad

La siguiente ecuación necesaria es la ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho(r, t)}{\partial t} = -\text{div } j(r, t), \quad (7)$$

donde $j(r, t)$ es la densidad de la corriente eléctrica (debido a la deriva, la difusión, o, en general, al efecto foto galvánico). En el caso unidimensional la ecuación 7 se reduce a

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial j(x, t)}{\partial x}, \quad (8)$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

usando la ecuación (6) podemos eliminar la densidad de carga para obtener la siguiente ecuación, que relaciona directamente la amplitud del campo de carga espacial con la densidad de corriente:

$$\frac{\partial^2 E_{sc}(x, t)}{\partial x \partial t} = -\frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\partial j(x, t)}{\partial x},$$

(9)

esto se puede reducir a la forma

$$j(t) = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_{sc}(x, t)}{\partial t} + j(x, t),$$

(10)

donde $j(t)$ es la densidad de corriente total, incluyendo, en particular, la componente de desplazamiento, que está representado por el primer término del lado derecho de la ecuación.

Tenga en cuenta que en el lado derecho de la ecuación (10) se tiene tanto una parte espacialmente uniforme como componentes espacialmente periódicas. La parte uniforme se utiliza más tarde para evaluar la densidad total de corriente $j(t)$, que fluye a través de la muestra. Las componentes espacialmente periódicas que son necesarias para los cálculos del campo de carga espacial y la concentración de portadores espacialmente periódicos, satisfacen la ecuación

$$0 = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{sc}(x,t)}{\partial t} + j_{per}(x,t),$$

(11)

aquí $j_{per}(x,t)$ es la parte periódica espacial de la densidad de corriente eléctrica: $j_{per}(x,t)=j(x,t)-j(t)$.

Ecuación para la Densidad de Corriente

Otra ecuación que es importante es la de densidad de corriente $j(x, t)$. Despreciando los efectos foto-galvánicos, esta densidad es igual a la suma de corriente de la deriva y de difusión solamente:

$$j(x,t) = e\mu n(x,t)E(x,t) + eD \frac{\partial n(x,t)}{\partial x},$$

(12)

aquí e es la carga del electrón, μ , D , y $n(x,t)$ son la movilidad, coeficiente de difusión, y la concentración de los fotoportadores respectivamente, y $E(x, t) = E_{sc}(x,t)+E_0$ es la totalidad del campo eléctrico en esta sección transversal particular de la muestra. Nótese que la expresión para la densidad de corriente fue dada en una forma simplificada, es decir, sólo un tipo de fotoportadores fue tomado en cuenta. De hecho, el signo positivo frente al segundo término del lado derecho de esta ecuación corresponde a fotoelectrones, éste es negativo para los huecos. En general, la producción de ambos fotoelectrones (con los

Cap. 2. Conceptos teóricos

parámetros correspondientes μ_e , D_e , y $n_e(x,t)$) y foto-huecos (μ_h , D_h , y $n_h(x,t)$) se puede tomar en cuenta. Esto duplica el número de términos en el lado derecho de la ecuación (12).

Otra simplificación que se hizo en la ecuación (12) era hacer caso omiso de la conductividad oscura σ_d (debido a la posible generación térmica de los portadores móviles), que puede ser bastante grande, por ejemplo, en los semiconductores. En algunos casos, para tener en cuenta la conductividad oscura, una intensidad “oscura” I_d eficaz se puede introducir, que corresponde a alguna intensidad de la luz verdadera, que resulta en la misma fotoconductividad promedio $\sigma'_0 = \sigma_d$, y un contraste efectivo del patrón de la luz puede definirse como $m_{eff} = 2\sqrt{I_S I_R} / (I_S + I_R + I_d)$. Este enfoque, claramente sólo se justifica cuando la inducción térmica y los portadores fotoinducidos son del mismo tipo. En el caso contrario, los términos adicionales se deben agregar a la parte derecha de la ecuación (12) (por ejemplo, fotoconductividad de tipo-hueco y conductividad oscura electrónica). Nos limitamos aquí a la forma más simple de la expresión de la densidad de fotocorriente.

Ecuaciones de balance.

La última ecuación que se necesita es la ecuación de balance para la concentración de los portadores móviles que, en el caso más simple de un fotoconductor monopolar, tiene la forma

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = g(x,t) - \frac{n(x,t)}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial j(x,t)}{\partial x},$$

(13)

aquí $g(x,t) = \beta \alpha I(x,t) / \hbar \omega$ es la *razón de generación de los fotoportadores* (β es la eficiencia cuántica de fotoconductividad y $\hbar \omega$ es la energía del fotón) y T es el tiempo de vida media de los portadores. Aquí de nuevo, se da sólo una ecuación de este tipo, es decir, para los fotoelectrones. En general, dos ecuaciones similares se utilizan juntamente en la ecuación (13): una es para los fotoelectrones y la otra es para los huecos, cada uno con diferentes parámetros $g_{e,h}(x,t)$ y $\tau_{e,h}$.

En estas dos ecuaciones de balance (ver ecuación 13), la componente de la densidad de corriente de electrones $j_e(x,t)$ o huecos $j_h(x,t)$ se utiliza en una forma similar a la presentada en la ecuación (12). Nótese que para representar huecos el último término en el lado derecho de la ecuación (13) debe tener el signo opuesto (-). Si los parámetros de los

Cap. 2. Conceptos teóricos

portadores inducidos térmicamente difieren de los portadores fotoinducidos, se tienen que utilizar una o dos ecuaciones de balance adicionales en las que la razón de generación térmica $g_d = \text{const}(x, t)$ es independiente de la intensidad de luz (en el caso más simple).

En la ecuación (13), la razón de generación de portadores sólo depende la intensidad de la luz ($g(x, t) \propto I(x, t)$), y el tiempo de vida τ es constante. De la literatura de corriente fotorrefractiva es conocido, que esta suposición es válida sólo cuando la saturación de los centros de impurezas (de tipo donante o tipo aceptor) puede despreciarse, es decir, cuando la denominada aproximación de cuasi-neutralidad es válida. Como resultado de la formación de rejilla de carga espacial, se produce una cierta redistribución espacial de la carga eléctrica. Esto conduce, naturalmente, a los cambios periódicos espaciales locales en la población de los portadores que son atrapados en estos centros. La aproximación de cuasi-neutralidad es válida cuando se pueden ignorar estos cambios, en comparación con las densidades iniciales N_D^0 para los donantes y N_A^0 para centros aceptores bajo una iluminación uniforme de la muestra con similar intensidad media de luz I_0 .

Densidad de corriente total

La corriente total de salida, que fluye a través de la muestra y que se está midiendo en el experimento de foto-EMF, es igual a $J(t) = j(t)S$, donde $S = dL_y$ es la sección transversal de la muestra. La densidad de corriente total a través de la muestra $j(t)$, se puede obtener de

Cap. 2. Conceptos teóricos

la ecuación (10). Para ello, se toma la integral de ambos lados de la ecuación sobre la distancia entre electrodos $(0, L_x)$:

$$L_x j(t) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{L_x} dx E_{sc}(x, t) + \int_0^{L_x} dx j(x, t) \quad , \quad (17)$$

el primer término del lado derecho de la ecuación. (17) desaparece debido a la naturaleza potencial del campo eléctrico y la configuración en cortocircuito de la muestra anteriormente asumida:

$$\begin{aligned} \int_0^{L_x} dx E_{sc}(x, t) &= - \int_0^{L_x} dx \frac{\partial \varphi_{sc}(x, t)}{\partial x} \\ &= - [\varphi_{sc}(L_x, t) - \varphi_{sc}(0, t)] = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

como resultado, los dos componentes de la densidad de corriente siguen siendo la difusión y la deriva; véase la ecuación (12). Después de un promedio sobre la separación entre electrodos, el componente de difusión da la siguiente contribución a la corriente total $j(t)$:

$$eD \int_0^{L_x} dx \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} = eD [n(L_x, t) - n(0, t)], \quad (19)$$

en la muestra en cortocircuito, parece natural aceptar que las concentraciones de los portadores móviles cerca de los electrodos opuestos son siempre iguales entre sí $[n(L_x, t)$

Cap. 2. Conceptos teóricos

$=n(0,t)]$. De acuerdo con la ecuación (19), esto reduce la contribución de la componente de difusión en $j(t)$ a cero.

Esta suposición no es evidente. Por esta razón, se deben poner algunas restricciones adicionales en el patrón de iluminación

$$\begin{aligned} I(L_x, t) &= I(0, t) \\ \frac{\partial I(L_x, t)}{\partial x} &= \frac{\partial I(0, t)}{\partial x}, \end{aligned} \tag{20}$$

para el patrón de interferencia sinusoidal bajo estas consideraciones, significa que elimina todas las cuestiones relativas a la naturaleza de los contactos eléctricos con la muestra y garantiza $n(L_x, t) = n(0, t)$.

Después de este supuesto, la componente de la corriente de deriva resulta ser la única que da una contribución distinta de cero al total de la corriente medida experimentalmente a través de la muestra:

$$\begin{aligned} j(t) &= \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} dx e \mu n(x, t) E_{sc}(x, t) \\ &= \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} dx e \mu n(x, t) E_{sc}(x, t), \end{aligned} \tag{21}$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

para el patrón de luz sinusoidal el promedio se puede realizar sobre un periodo espacial Λ . Hay que tener en cuenta que la ecuación (21) también incluye la de fotocorriente convencional a través de la muestra con la densidad

$$j_0 = \sigma_0 E_0 = e\mu n_0 E_0, \quad (22)$$

que se observa, cuando el voltaje externo se aplica a la muestra.

Teniendo en cuenta todas las ecuaciones anteriores, la estrategia general para el cálculo de la corriente holográfica de salida o foto-EMF es el siguiente. En primer lugar, utilizando la ecuación de Poisson, la razón de continuidad, y las ecuaciones de densidad de corriente, se obtienen expresiones para el campo de carga espacial $E_{sc}(x,t)$ y las amplitudes de la densidad de portadores móviles [$\rho(x,t)$ y $n(x,t)$]. Después de esto, usando de la ecuación (21), se calculan las contribuciones adicionales a la corriente total a través de la muestra, que se asocian con el componente de estado estacionario del patrón de interferencia (es decir, la corriente estacionaria holográfica) y con los componentes temporalmente variables de este patrón (es decir, la foto corriente EMF).

Se utiliza una aproximación de bajo contraste ($m \ll 1$), lo que simplifica el procedimiento de cálculo. De hecho, en esta aproximación, se puede prescindir de todos los componentes espaciales en la distribución de todas las variables, excepto aquellas con frecuencia espacial fundamental K . Las amplitudes de todos estos componentes también pueden ser consideradas pequeñas y proporcionales al contraste del patrón de luz m en esta aproximación. Como resultado, la amplitud de la señal de foto-EMF, de acuerdo con la

Cap. 2. Conceptos teóricos

ecuación (21), será proporcional a la segunda potencia de m . Este hecho tiene un significado físico bastante claro: la señal de foto-EMF es, en general, un resultado de la interacción de dos distribuciones espacialmente periódicas, el campo de carga $E_{sc}(x,t)$ y la de los portadores móviles $n(x, t)$. Cada uno de ellos es proporcional a m en esta aproximación lineal.

2.3 Efecto foto-EMF en fotoconductores monopolares sin campo externo.

Tiempo de vida corto, sin saturación.

Se inicia con el caso más simple de un fotoconductor monopolar (consideramos básicamente fotoconductividad de tipo n) sin saturación de los centros de impureza y sin campo externo aplicado ($E_0 = 0$). La condición de cuasi-neutralidad (es decir, sin la saturación de los centros de impureza) significa que la tasa de generación es proporcional sólo a la intensidad de la luz ($g(x, t) = g_0 I(x, t) / I_0$, donde $g_0 = \beta a I_0 / \hbar \omega$). El tiempo de vida de los portadores τ es constante y suficientemente pequeño en comparación con tiempos característicos de la modulación del patrón de luz y la formación de rejilla de carga espacial ($\tau \ll 1 / \Omega, \tau_{sc}$). También vamos a ignorar la conductividad oscura de la muestra.

Bajo condiciones de frontera, el conjunto de ecuaciones para la determinación del campo de carga espacial y los perfiles de portador móvil tiene la forma

Cap. 2. Conceptos teóricos

$$\frac{\partial^2 E_{sc}(x, t)}{\partial x \partial t} = - \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\partial j(x, t)}{\partial x}$$

$$j(x, t) = e \mu n(x, t) E_{sc}(x, t) + e D \frac{\partial n(x, t)}{\partial x}$$

$$0 = g(x, t) - \frac{n(x, t)}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial j(x, t)}{\partial x},$$

(23)

Eliminando la densidad de corriente $j(x, t)$, los transformamos en

$$\frac{\partial^2 E_{sc}(x, t)}{\partial x \partial t} = - \frac{e \mu n_0}{\epsilon \epsilon_0} \left\{ \frac{\partial [a(x, t) E_{sc}(x, t)]}{\partial x} + \frac{D}{\mu} \frac{\partial^2 a(x, t)}{\partial x^2} \right\}$$

$$0 = \frac{g(x, t)}{g_0} - a(x, t) + \mu \tau \left\{ \frac{\partial [a(x, t) E_{sc}(x, t)]}{\partial x} + \frac{D}{\mu} \frac{\partial^2 a(x, t)}{\partial x^2} \right\}, \quad (24)$$

aquí se tiene en cuenta que la concentración promedio de fotoelectrones es $n_0 = g_0 \tau$, y usamos la densidad normalizada para ellos: $a(x, t) = n(x, t) / n_0$.

Como se mencionó se utiliza una aproximación de bajo contraste $m \ll 1$, lo que nos permite linealizar las ecuaciones (24). Si se expresan los perfiles del campo de carga espacial y de la densidad de portadores normalizada usando la representación compleja y dejando solo a los niveles promedio y los armónicos espaciales fundamentales (es decir, aquellos con frecuencia espacial K).

$$E_{sc}(x, t) = \frac{E_{sc}(t)}{2} \exp[iKx] + \frac{E_{sc}^*(t)}{2} \exp[-iKx]$$

$$a(x, t) = 1 + \frac{a(t)}{2} \exp[iKx] + \frac{a^*(t)}{2} \exp[-iKx],$$

(25)

Cap. 2. Conceptos teóricos

note, que ambas amplitudes complejas dependientes del tiempo $E_{sc}(t)$, y $a(t)$ pueden ser consideradas como pequeñas, debido a que son proporcionales a $m \ll 1$. En este sentido, la linealización de las ecuaciones (24) consiste en ignorar los términos de segundo orden. Usando una presentación compleja similar para la razón de generación normalizada.

$$\frac{g(x, t)}{g_0} = 1 + \frac{m(t)}{2} \exp[iKx] + \frac{m^*(t)}{2} \exp[-iKx], \quad (26)$$

reducimos fácilmente las ecuaciones (24) al siguiente sistema de ecuaciones diferenciales lineales que relacionan las amplitudes complejas variables en el tiempo

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{sc}(t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\tau_{di}} \left[E_{sc}(t) + ik \frac{D}{\mu} a(t) \right] \\ 0 &= m(t) - a(t) + iK\mu\tau \left[E_{sc}(t) + ik \frac{D}{\mu} a(t) \right], \end{aligned} \quad (27)$$

aquí $\tau_{di} = \epsilon\epsilon_0 = \epsilon\epsilon_0/\sigma_0$ es el tiempo de relajación dieléctrica debido a la fotoconductividad promedio de la muestra iluminada.

Contraste Cero.

Este caso corresponde al borrado óptico convencional del holograma fotorrefractivo por medio de una iluminación uniforme de la muestra. Poniendo $m = 0$ en las ecuaciones (27) se obtiene

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial t} = -E_{sc}(t) \frac{1}{\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)}$$

$$a(t) = E_{sc}(t) \frac{iK\mu\tau}{1 + K^2 L_D^2},$$
(28)

donde $L_D = \sqrt{D \cdot \tau}$ es la longitud de difusión del portador. Las ecuaciones (28) significan un decaimiento exponencial de ambas distribuciones (campo y portador) con el tiempo característico

$$\tau_{sc} = \tau_{di}(1 + K^2 L_D^2),$$
(29)

a partir de esto, vemos que T_{sc} es igual a T_{di} en una aproximación de longitud de difusión corta ($L_D \ll K^{-1}$). La difusión de foto-portadores en el caso en que $L_D \gtrsim K^{-1}$ puede reducir la velocidad de relajación del campo de carga espacial $E_{sc}(x)$ notablemente.

Patrón estacionario

Considerando el caso de estado estacionario, cuando ni $E_{sc}(t)$, ni $n(t)$ está cambiando con el tiempo ($E_{sc}(t), n(t) = \text{const}(t)$). En este caso, las ecuaciones (27) se transforman en

$$0 = -[E_{sc} + iE_D a]$$

$$0 = m - a + i \frac{K^2 L_D^2}{E_D} [E_{sc} + iE_D a], \quad (30)$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

lo cual da

$$\begin{aligned} a^0 &= m \\ E_{sc}^0 &= -imE_D, \end{aligned} \tag{31}$$

aquí E_{sc}^0 y a^0 son las notaciones utilizadas para las amplitudes de estado estacionario correspondientes, evaluadas para el patrón de interferencia estacionario.

Este campo de difusión $E_D = KD/\mu = K k_B T/e$ (la última igualdad es válida debido a la relación de Einstein $D/\mu = k_B T/e$) es aproximadamente igual a $1.6kV/cm$ para $\Lambda = l \mu m$ a temperatura ambiente, puede ser considerado como una constante en cristales (solo depende de K).

De acuerdo con las ecuaciones (31), la profundidad de modulación de estado estacionario de la concentración de portadores es igual al contraste del patrón de interferencia (no importa cuán grande sea la longitud de difusión de portador), y el patrón sinusoidal de la distribución de portadores está en fase con el patrón de luz. En cambio, el campo de carga espacial se desplaza por un cuarto de un período espacial del patrón de luz (debido a la unidad imaginaria en el lado derecho de la segunda ecuación (31)), que corresponde a un tipo de desplazamiento de una rejilla fotorrefractiva de "difusión".

Cap. 2. Conceptos teóricos

Debido a que la densidad de portadores y las distribuciones de campo eléctrico de carga espacial coinciden (a^0 es real y E_{sc}^0 es puramente imaginario en las ecuaciones (31)), no hay corriente eléctrica total que fluye a través de la muestra en estado estacionario. Podemos comprobar esto mediante la sustitución directa de $n(x)=n_0[1+m\cos(Kx)]$ y $E_{sc}(x)=mE_D\sin(Kx)$, en la ecuación (21). Este resultado es claro, ya que sin campo externo, no hay diferencia entre la derecha y la izquierda en la configuración de foto-EMF (Fig.3a) cuando el patrón de interferencia estacionaria está iluminando la muestra.

Patrón de interferencia en corrimiento.

En este caso, buscamos una solución de estado estacionario en forma $E_{sc}(t)=E_{sc}^{-\Omega}\exp(-i\Omega t)$, $a(t)=a^{-\Omega}\exp(-i\Omega t)$. Tenemos el siguiente sistema de ecuaciones (27):

$$\begin{aligned} -i\Omega\tau_{di} E_{sc}^{-\Omega} &= -[E_{sc}^{-\Omega} + iE_D a^{-\Omega}] \\ 0 &= m - a^{-\Omega}c + i\frac{K^2 L_D^2}{E_D} [E_{sc}^{-\Omega} + iE_D a^{-\Omega}], \end{aligned} \tag{32}$$

Esto da como resultado las amplitudes de rejillas que corren a lo largo del eje x ,

$$\begin{aligned} a^{-\Omega} &= m \frac{1 - i\Omega\tau_{di}}{1 - i\Omega\tau_{di} (1 + K^2 L_D^2)} = m \frac{1 - i\Omega\tau_{di}}{1 - i\Omega\tau_{sc}} \\ E_{sc}^{-\Omega} &= -imE_D \frac{1}{1 - i\Omega\tau_{di} (1 + K^2 L_D^2)} = -imE_D \frac{1}{1 - i\Omega\tau_{sc}}, \end{aligned} \tag{33}$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

que se reducen, a a^0 y E_{sc}^0 (ecuaciones 31), respectivamente en el caso trivial $\Omega=0$.

Podemos ver de aquí que cualquiera que sea la frecuencia de desplazamiento Ω , es la copia del perfil del portador con intensidad de grabado a frecuencias espaciales bajas ($K \ll L_D^{-1}$). Esto es obviamente un resultado directo de la suposición anterior de un corto tiempo de vida de los portadores ($T \ll \Omega^{-1}$). Sin embargo, para $K \geq L_D^{-1}$ el contraste de la densidad de portadores cae como $a^{-\Omega} \simeq m/K^2 L_D^2$ en frecuencias altas de desplazamiento $\Omega \gtrsim T_{di}^{-1}$. Por el contrario, la amplitud del campo de carga espacial comienza a bajar como $E^{-\Omega} \simeq m E_D / \Omega T_{sc}$ comenzando de la frecuencia T_{sc}^{-1} . Éste último refleja el hecho de que para altas frecuencias $\Omega \gtrsim T_{sc}^{-1}$, el patrón de carga espacial no puede seguir la posición de permanente cambio del patrón de luz y su perfil espacial se difumina (con el tiempo característico de grabación/borrado T_{sc}).

Utilizando la notación compleja, la densidad j^0 se puede escribir en forma general como

$$j^0 = \frac{\sigma_0}{4} (a^{-\Omega} E_{sc}^{-\Omega*}) + a^{-\Omega*} E_{sc}^{-\Omega} = \frac{\sigma_0}{2} \text{Re} \{a^{-\Omega} E_{sc}^{-\Omega*}\}, \quad (34)$$

y, en este caso particular, se puede evaluar a partir de las ecuaciones (33) como

$$j^0 = \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\Omega \tau_{di}}{1 + [\Omega \tau_{di} (1 + k^2 L_D^2)]^2}, \quad (35)$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

La señal resulta ser cuadrática con el contraste m . También, para la fotoconductividad de tipo n que aquí se considera, el signo de la corriente foto-EMF coincide con la dirección de desplazamiento del patrón de luz. Se puede decir que, el patrón de luz espacialmente periódico "arrastra" la carga eléctrica a través de la muestra. Sin embargo, la dirección de la corriente DC generada corresponde a la dirección del movimiento del patrón de luz, sólo en el caso de *fotoconductividad tipo n*. Para *fotoconductores de tipo p*, el campo eléctrico de carga espacial impulsado por difusión tiene el signo opuesto y el flujo de corriente foto-EMF en la dirección opuesta $j^0 < 0$.

La dependencia de la frecuencia $j^0(\Omega)$ se demuestra en la figura 4a. Para pequeñas $\Omega \ll T^{-1}_{di}$ la señal crece proporcionalmente a la Ω ,

$$\begin{aligned} j^0 &= \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \Omega \tau_{di} = \frac{m^2}{2} \left(\frac{\Omega}{K} \right) \frac{K^2 \varepsilon \varepsilon_0 K_B T}{e} \\ &= \frac{m^2}{2} v \frac{K^2 \varepsilon \varepsilon_0 K_B T}{e}, \end{aligned}$$

(36)

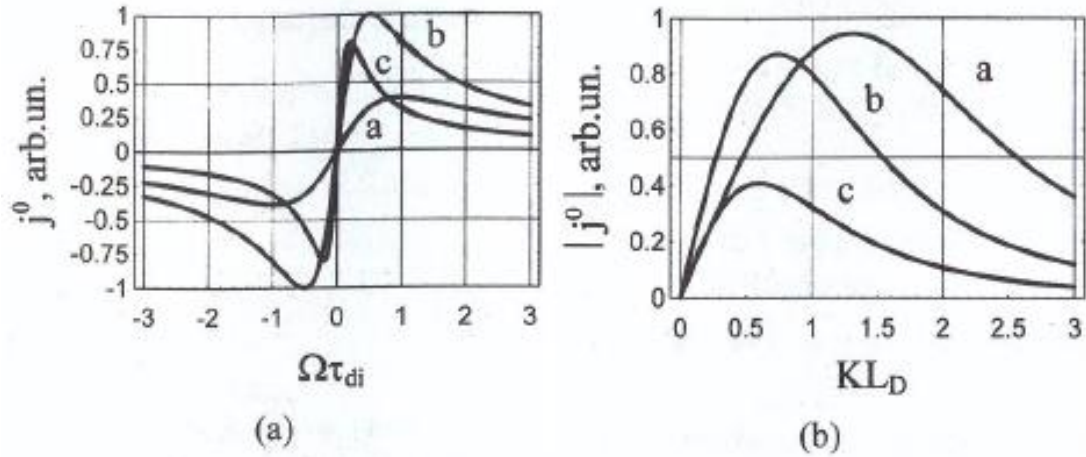


Figura 4.(a) desplazamiento de frecuencia típico $j^0(\Omega)$ [$KL_D = 0.2$ (línea a), 1(línea b) y 2(línea c)] y (b) dependencias de corriente foto-EMF (es decir, que es excitado por un patrón de interferencia móvil) en un fotoconductor monopolar sin saturación de impurezas y con un tiempo de vida corto de fotoelectrones móviles, frecuencia espacial $j^0(\Omega)$ ($\Omega T_{di} = 0,3$ (línea a), 1(línea b), y 3(línea c)) [17].

y cambia el signo para la velocidad cero del desplazamiento del patrón de luz ($v = \Omega/K$). La señal de la foto-EMF alcanza su máximo

$$|j^0 \max(k)| = \frac{m^2}{4} \sigma_0 E_D \frac{1}{(1 + K^2 L_D^2)}, \quad (37)$$

para frecuencias de desplazamiento características $\Omega = \pm 1/T_{di}(1 + K^2 L_D^2) = \pm T_{sc}^{-1}$ después de lo cual comienza a decaer como

$$|j^0| \approx \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{\Omega\tau_{di} (1 + K^2 L_D^2)^2}, \quad (38).$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

el valor máximo es

$$|j^{0 \max}| = \frac{1}{8} m^2 \sigma_0 \frac{K_B T}{e L_D} \quad (39)$$

en $K = L_D^{-1}$.

Dependencias de frecuencia espacial $j^0(K)$ para diferentes frecuencias de desplazamiento Ω se muestran en la figura 4b. Para todos los valores de Ω , la señal primero crece proporcionalmente a K , alcanza el máximo, y luego cae abruptamente como K^{-3} .

Sin embargo, para un Ω alta es decir ($|\Omega| \gg \tau_{di}^{-1}$), se alcanza el máximo para $KL_D = 1/\sqrt{3} \approx 0.58$, y para un Ω bajo ($|\Omega| \ll \tau_{di}^{-1}$), que se alcanza para $KL_D = 1/(\sqrt{\Omega \tau_{di}} \sqrt[4]{3}) \approx 0.76/\sqrt{\Omega \tau_{di}}$. Tal decaimiento refleja básicamente el rápido crecimiento del tiempo de formación de holograma con K , lo que resulta en el decaimiento de la amplitud del campo de carga espacial para una Ω fijo. Sin embargo, el rápido decaimiento es inducido por la difusión adicional de la rejilla de los portadores móviles que se observa para frecuencias espaciales altas (ver ecuaciones 33).

En cuanto a la dependencia $j^0(I_0)$, hay que tener en cuenta que dos parámetros importantes en la ecuación (35) dependen de la intensidad, es decir, la fotoconductividad media (σ_0 a I_0) y el tiempo de relajación dieléctrica ($\tau_{di} \propto \sigma_0^{-1} \propto I_0^{-1}$). En consecuencia, para

frecuencias de desplazamiento bajas $|\Omega| \ll \tau_{sc}^{-1}$, la señal de foto-EMF es independiente de la intensidad y para $|\Omega| \gg \tau_{sc}^{-1}$ alta, crece cuadráticamente con I_0 .

Modelo de interferencia oscilante

Ahora se analiza el patrón oscilante que puede ser presentado como una superposición de un patrón estacionario y dos patrones sinusoidales móviles (uno a la derecha y uno a la izquierda) con profundidades de modulación m y $\pm \Delta m/2$, respectivamente. Cada uno de estos tres patrones genera sus propias rejillas de portadores móviles y de campo de carga espacial, y en la aproximación lineal ($m \ll 1$) y amplitudes de las oscilaciones pequeñas ($\Delta \ll 1$), los tres pares de patrones de campo portador pueden ser considerados como independientes. En efecto, como se refleja por la ecuación (4).

En general la corriente foto-EMF puede ser considerada como el resultado de la interacción de diferentes combinaciones de portadores móviles y de patrones de campo, en particular, los siguientes casos:

- I. Patrón de campo móvil y patrón de portadores móvil en la misma dirección.

- II. Patrón de campo estacionario y un patrón de portadores móvil.

Cap. 2. Conceptos teóricos

III. Patrón de campo móvil y patrón de portadores móvil en direcciones opuestas.

En interacciones del *tipo 1* dan como resultado corrientes DC de signos opuestos, que se anulan entre sí, ya que son del mismo valor. Interacciones (*tipo 2*) con patrón de campo estacionario y componentes móviles de distribuciones de portadores, resultan en una corriente foto-EMF (j^Ω) en el armónico fundamental de la modulación Ω . En cuanto al último tipo de interacción (*tipo 3*) se puede demostrar que también produce una contribución total cero. En efecto, estas interacciones resultan básicamente de dos los patrones de interferencia móviles en sentidos opuestos de la misma amplitud que forman un patrón de interferencia permanente (es decir, oscilando con su amplitud solamente). Por razones de simetría, el patrón de luz no puede producir la corriente eléctrica total a través de la muestra.

El armónico básico de la densidad de corriente foto-EMF $j^\Omega(t)$ se puede escribir como

$$j^\Omega(t) = \frac{j^\Omega}{2} \exp(i\Omega t) + \frac{j^{-\Omega*}}{2} \exp(-i\Omega t) = \text{Re}\{j^\Omega \exp(i\Omega t)\}, \quad (40)$$

donde la amplitud compleja de la densidad de corriente foto-EMF es

$$j^\Omega = \frac{\sigma_0}{2} [E_{sc}^0 a^{-\Omega*} + E_{sc}^{0*} a^\Omega + E_{sc}^{-\Omega*} a^0 + E_{sc}^\Omega a^{0*}], \quad (41)$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

usando los contrastes (m y $\pm\Delta m/2$) de los correspondientes componentes de los patrones de luz y sustituyendo las amplitudes complejas del campo de carga espacial y las concentraciones de portadores de las ecuaciones (31) y (33) en la ecuación (41), se obtiene la expresión

$$j^\Omega = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\Omega \tau_{di}}{1 + i\Omega \tau_{di} (1 + K^2 L_D^2)}, \quad (42)$$

aquí suponemos la eliminación del patrón oscilante en la ecuación (4), es decir, que con patrón sinusoidal en lugar de la dependencia temporal cosenoidal.

La dependencia de frecuencia de modulación de $j^\Omega(\Omega)$ se ilustra en la Figura 5a. Podemos ver que la señal de la foto-EMF primero crece linealmente con Ω y luego se satura a partir de $\Omega = \Omega^0 = [\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)]^{-1} = \tau_{sc}^{-1}$. El decaimiento de la señal se observó para Ω bajas, y se explica por el simple hecho de que lento movimiento del patrón de interferencia ($\Omega \ll \tau_{sc}^{-1}$), hace que la rejilla de carga espacial siga el patrón de luz de grabado.

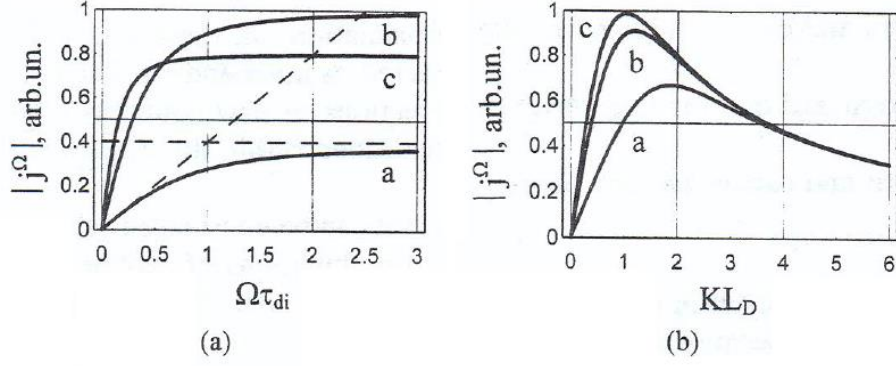


Figura 5. (a) frecuencia de modulación típica $j^\Omega(\Omega)$ [$KL_D=0.2$ (línea a), 1(línea b) y 2(línea c), (b) frecuencia espacial $j^\Omega(K)$ ($\Omega\tau_{di}=0.3$ (línea a), 1(línea b), y 3(línea c)) dependencias de la corriente foto-EMF ac en fotoconductores monopolares sin saturación de impurezas y tiempos de vida cortos. [17]

Como resultado, el desplazamiento aproximado $\Lambda/4$ entre el campo de carga espacial y el patrón de portadores móviles está permanentemente presente y prácticamente no se genera ninguna corriente de foto-EMF, similar al caso del patrón estacionario considerado anteriormente. En esta aproximación de baja frecuencia, la amplitud compleja de la señal es igual a

$$j^\Omega = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \Omega \tau_{di} = \frac{\Delta \Omega}{K} \frac{m^2}{2} \frac{K^2 \epsilon \epsilon_0 k_B T}{e}, \quad (43)$$

que, de acuerdo con la ecuación (40), da el comportamiento temporal de la corriente de salida foto-EMF como

$$\begin{aligned} j^\Omega(t) &= \frac{\Delta \Omega}{K} \cos(\Omega t) \frac{m^2}{2} \frac{K^2 \epsilon \epsilon_0 k_B T}{e} \\ &= v(t) \frac{m^2}{2} \frac{K^2 \epsilon \epsilon_0 k_B T}{e} \end{aligned} \quad (44)$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

en efecto, de acuerdo con la ecuación (4), el desplazamiento espacial de este patrón oscilante se expresa por $x(t) = (\Delta / K) \sin(\Omega t)$, y la velocidad de su desplazamiento es $v(t) = (\Omega \Delta / K) \cos(\Omega t)$. Esto significa que en esta aproximación la corriente foto-EMF es proporcional a la velocidad de desplazamiento del patrón de interferencia. Este resultado corresponde a la ecuación (36), que fue obtenida para velocidades relativamente bajas o velocidad constante del patrón en corrimiento. El signo de la corriente foto-EMF coincide con la dirección considerada previamente del desplazamiento de patrón para conductividad electrónica y es opuesto para el caso de fotoconductividad de huecos.

Para frecuencias de modulación relativamente altas $\Omega \gg \tau_{sc}^{-1}$, la rejilla de campo de carga espacial no puede seguir el movimiento de la luz y el patrón de carga espacial, por esta razón, se puede considerar como prácticamente estacionario. En este caso, la señal de foto-EMF se forma bajo condiciones óptimas y su amplitud no depende de la frecuencia de modulación (el desajuste de fase entre el campo y portadores es máxima véase la figura 3b). En esta aproximación,

$$j^\Omega = -i \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2}, \quad (45)$$

y

$$\begin{aligned} j^\Omega(t) &= \frac{\Delta}{K} \sin(\Omega t) \frac{m^2}{2} K \sigma_0 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2} \\ &= x(t) \frac{m^2}{2} K \sigma_0 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2}, \quad (46) \end{aligned}$$

Cap. 2. Conceptos teóricos

es decir, la respuesta es corriente fotoeléctrica-EMF es proporcional al desplazamiento del patrón en este momento en particular.

La dependencia de la señal foto-EMF con respecto a la frecuencia espacial se puede obtener de la ecuación (42). En la aproximación de frecuencia de modulación baja ($\Omega \lesssim \tau_{sc}^{-1}$), esta señal crece linealmente con K , que refleja el crecimiento general del campo de difusión E_D a K . Para una frecuencia de modulación alta ($\Omega \gtrsim \tau_{sc}^{-1}$), la señal crece inicialmente con K por la misma razón. Para $K = L_D^{-1}$, la densidad de corriente foto-EMF alcanza su máximo absoluto

$$|j_{diff,max}^{\Omega}| = \frac{\Delta m^2}{4} \sigma_0 \frac{k_B T}{e L_D}, \quad (47)$$

después de lo cual comienza a decaer como $1/K$ (véase la fig. 5b). Esto se debe a la propagación de la difusión de los portadores, lo que resulta en un desgaste del patrón de portador vibrante, que no está influenciado por el campo de carga espacial en este caso.

En cuanto a la dependencia de la intensidad de luz promedio $j^{\Omega}(I_0)$, la señal no depende de I_0 para frecuencias de modulación bajas y crece linealmente con ella para $\Omega \gtrsim \tau_{sc}^{-1}$. Esta ausencia aparentemente anómala de la dependencia de la intensidad a baja Ω se explica de la siguiente manera. El crecimiento general de la señal, que se asocia con el

Cap. 2. Conceptos teóricos

crecimiento lineal de la fotoconductividad de la muestra ($\sigma_0 \propto I_0$), se compensa por el decaimiento proporcional de la señal debido al aumento de la velocidad de la formación de campo de carga espacial ($\tau_{sc} \propto 1 / I_0$) [19].

Tiempo de vida finita de los portadores

Ahora se analiza el caso en el que descartamos la suposición de un corto tiempo de vida del portador. La ecuación de balance ecuación (13) se utiliza en su forma general en este caso y resulta en el siguiente par de ecuaciones de campo de carga espacial y las amplitudes complejas de la densidad de portadores

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_{sc}(t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\tau_{di}} \left[E_{sc}(t) + iK \frac{D}{\mu} a(t) \right] \\ \frac{\partial a(t)}{\partial t} &= m(t) - a(t) + iK\mu\tau \left[E_{sc}(t) + iK \frac{D}{\mu} a(t) \right],\end{aligned}\tag{48}$$

Tenga en cuenta que para el contraste constante ($m=const(t)$) en el estado estacionario este conjunto se transforma directamente en las ecuaciones (30), por esta razón, las amplitudes estacionarias (ecuaciones 31) no están influenciadas por el tiempo de vida finito de los portadores, y tenemos que considerar sólo patrones en corrimiento y oscilante.

Patrón de interferencia en corrimiento

Para una solución de estado estacionario en la forma $E_{sc}(t) = E_{sc}^{-\Omega} \exp(-i\Omega t)$, $a(t) = a^{-\Omega} \exp(-i\Omega t)$, Obtenemos

$$a^{-\Omega} = m \frac{1 - i\Omega\tau_{di}}{[1 - i\Omega\tau_{di}(1 + K^2L_D^2)](1 - i\Omega\tau) + \Omega^2\tau\tau_{di}K^2L_D^2}$$

$$E_{sc}^{-\Omega} = -imE_D \times \frac{1}{[1 - i\Omega\tau_{di}(1 + K^2L_D^2)](1 - i\Omega\tau) + \Omega^2\tau\tau_{di}K^2L_D^2}, \quad (49)$$

de aquí, usando la ecuación (34), podemos obtener una ecuación para la corriente foto-EMF de,

$$j^0 = \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \times \frac{\Omega\tau_{di}}{|[1 - i\Omega\tau_{di}(1 + K^2L_D^2)](1 - i\Omega\tau) + \Omega^2\tau\tau_{di}K^2L_D^2|^2},$$

que es un tanto complicada en el caso general. Por esta razón, se considera dos casos límite: $\tau \ll \tau_{di}$ y $\tau \gg \tau_{di}$.

Cuando $\tau \ll \tau_{di}$ y $\Omega \lesssim \tau^{-1}$, la corriente foto-EMF se expresa por la ecuación (35). Sin embargo, para las frecuencias de desplazamiento más altas ($\Omega \gtrsim \tau^{-1}$), la señal comienza a decaer con Ω mucho más rápido (véase la Fig. 6a):

$$j^0 \simeq \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{\Omega^3 \tau_{di} \tau^2}.$$

(51)

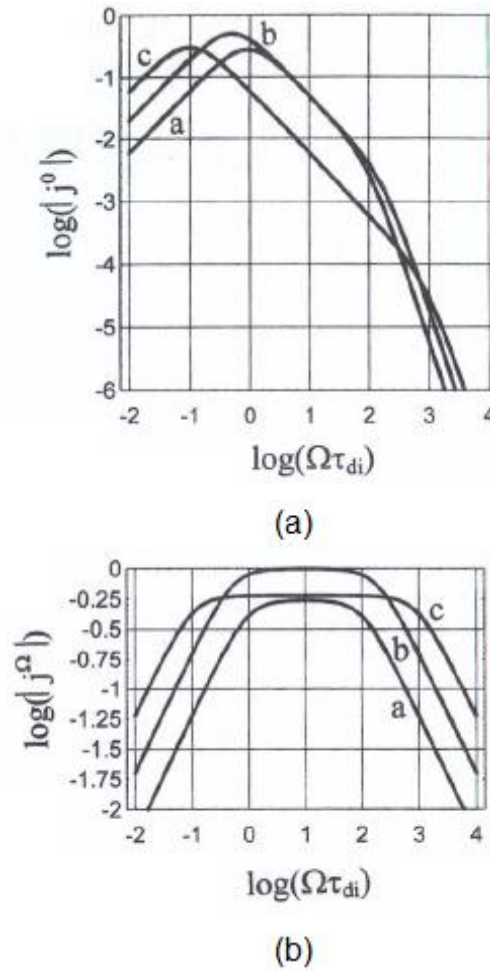


Figura 6. Influencia del tiempo de vida finito de fotoportadores en la dependencia de la frecuencia de desplazamiento (modulación) de las señales de foto-EMF (a) $j^\Omega(\Omega)$ y $j^0(\Omega)$ en un fotoconductor monopolar sin saturación de impurezas ($\tau_{di}/\tau = 100$; $K_{LD} = 0.3$ (línea a), 1 (línea b) y 3 (línea c)).

El significado físico de este efecto es claro: el patrón potador móvil también demuestra ser inercial y no sigue los movimientos del patrón de luz eficientemente. Como resultado, la amplitud compleja $a^{-\Omega}$ en las ecuaciones (49) comienza a caer debido a la alta frecuencia de desplazamiento en proporción a Ω^{-1} .

Cap. 2. Conceptos teóricos

En el caso contrario, cuando $\tau \gg \tau_{di}$ la amplitud de la corriente foto-EMF se expresa por la ecuación (36) (es decir, con el crecimiento lineal en Ω) sólo cuando $\Omega \lesssim \tau^{-1}$. Después de esto, en $\Omega \simeq \tau^{-1}$, comienza a decaer de una manera lineal inversa como

$$j^0 \simeq \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{\Omega \tau} \frac{\tau_{di}}{\tau}, \quad (52)$$

Después $\Omega \simeq \tau^{-1} = 1/[\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)]$, el decaimiento es más rápido, de acuerdo con la ecuación (51).

En estos dos casos límite opuestos, hay dos puntos característicos (dos frecuencias de corte características Fig. (6a) en la dependencia de la frecuencia de la señal que corresponden a dos tiempos característicos del fotoconductor $-\tau_{di}$ y τ . Para reconocer cual frecuencia de corte corresponde a cada tiempo característico, suelen ser necesarios algunos experimentos adicionales. Por ejemplo τ_{di} (a diferencia de τ) es por lo general inversamente proporcional a la la intensidad luminosa, y para una $K \gtrsim L_D^{-1}$ grande, la frecuencia característica correspondiente $\Omega_0 \simeq \tau_{sc}^{-1}$ (ver la ecuación. 29) se cae en proporción al K^2 . Si estos dos tiempos característicos son cerca uno del otro ($\tau \simeq \tau_{di}$) inicialmente crece linealmente con $j^0(\Omega)$, alcanzar el máximo y finalmente decae como Ω^{-3} .

Patrón de interferencia oscilante

Para calcular la amplitud compleja de la densidad de corriente AC foto-EMF j^Ω , se utiliza la ecuación general (41), y las amplitudes de las componentes correspondientes del campo de carga espacial y la densidad de portadores (ecuaciones 31 y 49). Finalmente, esto da

$$j^\Omega = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \Omega \tau_{di} / \{ [1 + i(\Omega \tau_{di})(1 + K^2 L_D^2)] \times (1 + i\Omega \tau) + \Omega^2 \tau \tau_{di} K^2 L_D^2 \} , \quad (53)$$

de la que podemos obtener el siguiente valor absoluto de la amplitud de la señal, que por lo general se mide experimentalmente:

$$|j^\Omega| = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 \frac{E_D \Omega \tau_{di}}{\sqrt{(1 - \Omega^2 \tau_{di} \tau)^2 + \Omega^2 [\tau_{di} (1 + K^2 L_D^2) + \tau]^2}} , \quad (54)$$

aquí también es razonable considerar dos casos límite: $\tau \gg \tau_{di}$ y $\tau \ll \tau_{di}$. Si $\tau \ll \tau_{di}$, no hay cambios cuando $\Omega \lesssim \tau^{-1}$ en comparación con la ecuación (42). La señal inicial crece linealmente con Ω hasta $\Omega \simeq \tau_{sc}^{-1}$ y luego llega a la saturación (ver la figura 9a.). Sin embargo, después de $\Omega \simeq (1 + K^2 L_D^2)/\tau$, la señal cae linealmente con la frecuencia de modulación (fig. 10b) como

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{\Omega \tau},$$

(55)

la razón de esta caída adicional es la misma que antes: la distribución de portadores móviles no puede seguir los movimientos rápidos del patrón de luz en tan altas frecuencias de oscilación. Si $\tau \gg \tau_{di}$, la señal crece inicialmente con la modulación de frecuencia como

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \Omega \tau_{di},$$

(56)

y alcanza un cierto nivel de saturación

$$j^{\Omega} = -i \frac{\Delta m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\tau_{di}}{\tau},$$

(57)

Tenga en cuenta, que para identificar las frecuencias de corte característicos en $j^{\Omega}(\Omega)$, la medición de la dependencia de la frecuencia de modulación de fotoconductividad convencional $\sigma_0(\Omega)$, también puede ser muy útil. Este experimento puede dar el valor de τ directamente (la intensidad de la luz se modula en amplitud).

Capítulo 3

Descripción del experimento y Metodología.

Método

La técnica de fuerza de foto-Electromotriz en estado no estacionario (foto EMF) fue desarrollada inicialmente para la caracterización de cristales fotorrefractivos [2]. El método hace uso del campo eléctrico espacialmente no homogéneo que se acumula en fotoconductores altamente resistivos en el caso de una iluminación no uniforme. Si la muestra se ilumina con un patrón oscilante de franjas de interferencia, se crea adicionalmente una distribución de fotoportadores en movimiento.

La amplitud de vibración dada por un desplazamiento de fase relativo entre los haces que interfieren (típicamente alrededor de 1 rad), produce un patrón de iluminación que en promedio es sinusoidal, y que resulta en un campo eléctrico interno.

Cap. 3. Descripción del experimento y Metodología

Para frecuencias de vibración más altas que el tiempo de formación característico de la rejilla de carga, se acumula una distribución de carga espacial relativamente estable, y su interacción con campo de carga espacial vibrante da como resultado una corriente alterna que se puede recoger de los electrodos en las caras de la muestra.

Las franjas de interferencia han sido creadas por la superposición de dos haces de la misma fuente: un láser Ti-Zafiro con 940nm de emisión de onda continua. El haz de salida pasa por un divisor de haz, uno de los haces es modulado en fase con un modulador electro-óptico (MEO) que produce una amplitud de vibración de 1rad. Finalmente los haces se enfocan individualmente con dos lentes de longitud focal de 30cm, éstos interfieren en un ángulo de 55° que corresponde a un espaciamiento de franja de 1.2 μ m. La potencia de salida máxima del láser Ti: Zafiro a 940nm fue limitada a menos de 600mW, y en algunos casos se redujo aún más durante la medición con filtros de densidad neutra.

Cap. 3. Descripción del experimento y Metodología

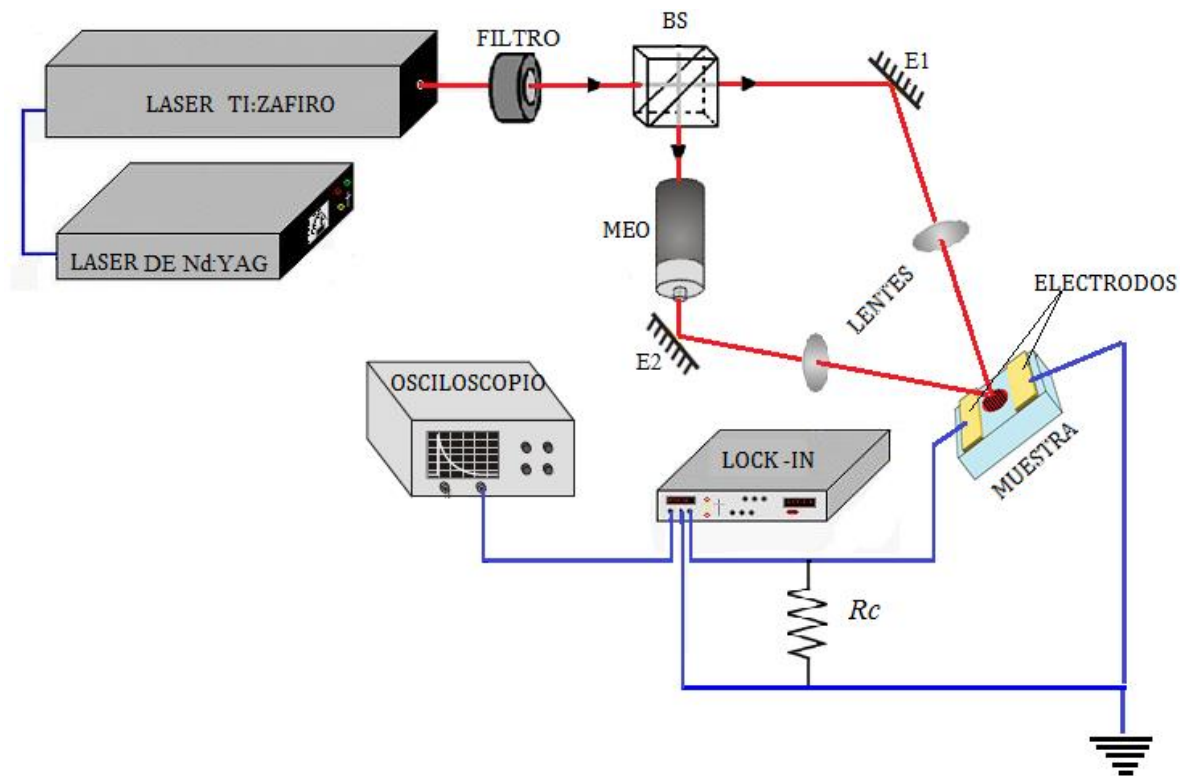


Figura 7. Esquema del arreglo experimental.

Para obtener una relación señal-al-ruido del 10%, los haces láser se enfocaron de 300 a $400\mu\text{m}$ de diámetro de spot en concordancia con la distancia entre los electrodos.

Se utilizaron dos geometrías de electrodos tal como se representa en la Fig. 8 y 9. Tipo 1 son cristales de aproximadamente $5 \times 5 \times 1 \text{mm}$ con dos electrodos de una franja de pasta de plata depositado sobre la superficie frontal espaciados a una distancia de alrededor de $0.3 - 0.5 \text{mm}$. Debido a que la longitud de absorción en 940nm es pequeña para muestras altamente dopadas, esta geometría permite la colección bastante eficiente de la corriente.

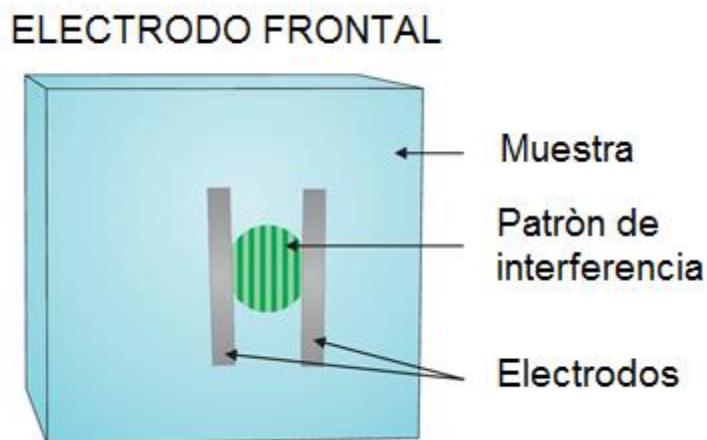


Figura 8. Muestra y geometría de iluminación, tipo 1 electrodo frontal (rayas de pintura de plata). La muestra se ilumina con dos haces enfocados superpuestos. En el punto iluminado se forma un patrón de interferencia, que oscila cuando un haz es modulado en fase periódicamente.

El tipo de muestra 2 tiene una forma de cuña, con una base triangular que tenía dos lados de aproximadamente 5mm, una longitud de 1mm y un espesor de la muestra de 1.5mm. Las muestras fueron fijadas con pintura de plata a los electrodos de cobre con una superficie de 0,5cm² cada uno, que además ofrece una buena eliminación del calor. Al enfocarse los haces de luz incidentes en diferentes partes de la muestra, diferentes distancias eficaces entre los electrodos pueden ser elegidas. Las muestras se colocaron dentro de una caja de aluminio y son conectados directamente a un amplificador lock-in con una resistencia de carga en el rango de los M Ω .

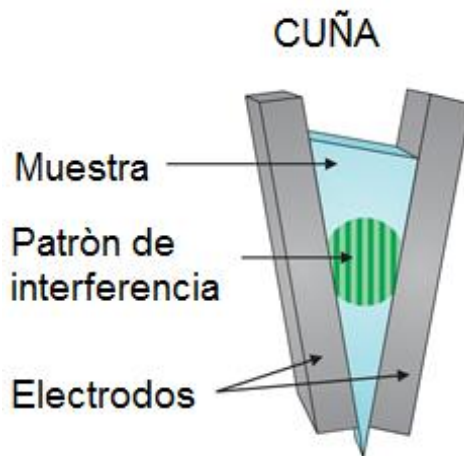


Figura 9. Muestra y geometría de iluminación tipo 2. La muestra en forma de cuña se colocó entre dos electrodos de metal.

Un amplificador lock-in de doble fase se utilizó para determinar la fase de la señal respecto al voltaje de modulación MEO, así como la amplitud de la señal foto-EMF. La parte eléctrica que incluye el modulador electro-óptico se calibró usando un cristal BSO ($Bi_{12}SiO_{20}$), con un láser verde ($532nm$, $50mW$) de excitación. Dado que los portadores en BSO son conocidos por ser electrones, la fase de la señal eléctrica medida en el lock-in se utilizó para fijar la convención de signos: fase de 0° para los electrones (-90° a 90°), y 180° para huecos (90 a 270 grados).

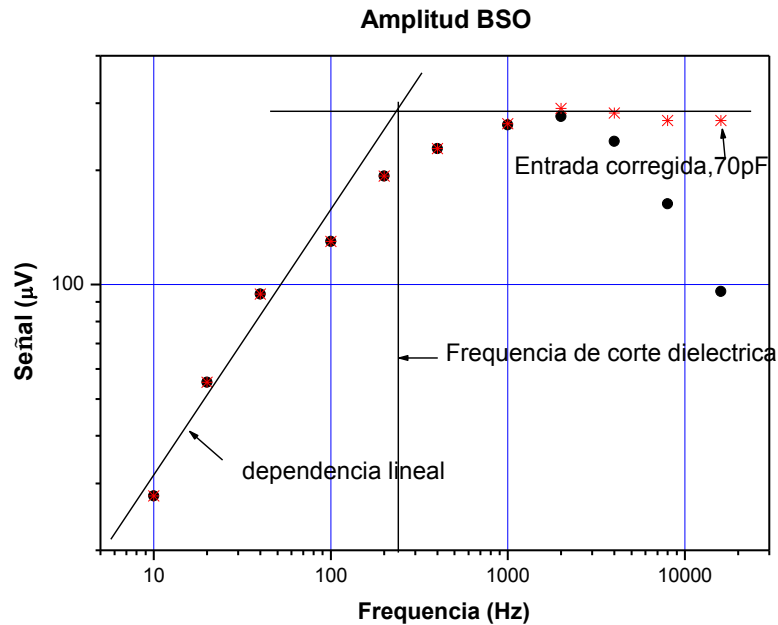


Figura 10. La amplitud de la señal para BSO vs frecuencia

Después de corregir de la impedancia de entrada, se observa un crecimiento lineal para las bajas frecuencias y la señal casi constante para frecuencias altas. El punto de corte debido a la relajación dieléctrica es de alrededor de 200 Hz.

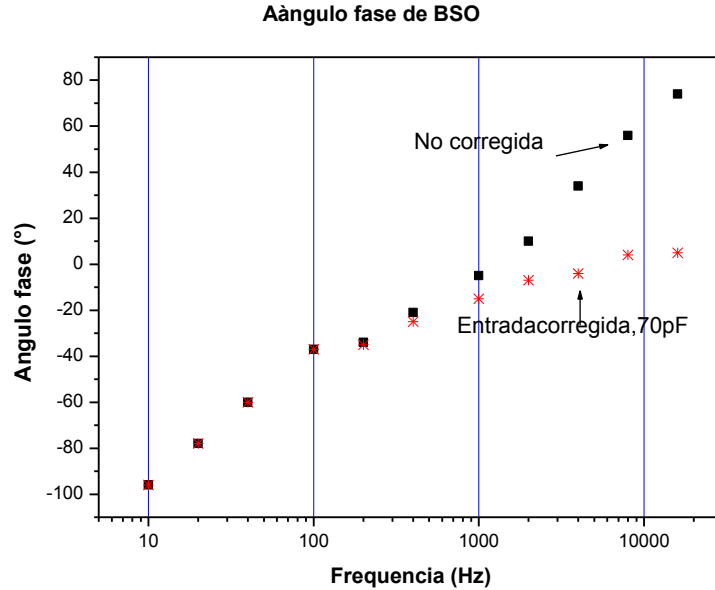


Figura 11. El ángulo fase para el BSO.

El ángulo fase para el BSO está cerca de -90° para frecuencias bajas, y cambia cerca de 0° para frecuencias altas. Este comportamiento es consistente con la teoría [17]. Es posible, que la señal disminuya y la fase crezca para frecuencias altas por encima de cero esto es debido a la relajación de fotoconductividad para frecuencias del orden de 10 kHz, que es normal para la BSO. La capacitancia de entrada es estimada en 70pF : se obtiene con 25pF de entrada del lock-in, alrededor de 30pF cable y 15pF del cristal.

Las muestras investigadas fueron fabricadas en el Instituto de Física de láseres en Hamburgo Alemania, fueron crecidas por la técnica de Czochralski a partir de materias primas de alta pureza (5N) utilizando crisoles renio 6N. Los crisoles renio exigen un ambiente de crecimiento reductor y los cristales resultantes por consiguiente, contienen una

Cap. 3. Descripción del experimento y Metodología

gran cantidad de vacantes de oxígeno, que causan un color azul característico en estos cristales. Estas vacantes de oxígeno sirven para estabilizar una pequeña cantidad de iones $+Yb^{2+}$ donde de lo contrario sólo Yb^{3+} -iones trivalentes estarían presentes y además de proporcionar una buena fotoconductividad en estos cristales. El recocido es aproximadamente a $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ durante varios días para eliminar las vacantes de oxígeno del cristal y así obtener muestras adecuadas para el funcionamiento del láser.

Para una muestra con 50% de $Yb: YAG$, el tiempo de recocido no era suficiente para eliminar todas las vacantes de oxígeno y una mancha oscura en el centro de la muestra se mantuvo, lo que permitió realizar investigaciones en diferentes regiones de la muestra. La Tabla 1 presenta un resumen de las muestras analizadas en este estudio.

Adicionalmente a las muestras con 25% $Yb: YAG$ en forma de cuña, se han investigado dos muestras cortadas del mismo cristal con la geometría del electrodo frontal. Por tanto, se confirmó que las diferentes configuraciones de electrodos no afectan el carácter general de la curva, y que la muestra con 80% de $Yb: YAG$ es totalmente comparable con las muestras de tipo cuña.

Cap. 3. Descripción del experimento y Metodología

<i>Numero de muestra</i>	<i>Concentración Yb</i>	<i>Recocido o no</i>	<i>Forma</i>
1	25%	Recocido	Cuña, Electrodo frontal
2	25%	Sin recocido	Cuña, Electrodo frontal
3	50%	Recocido inhomogéneo	Cuña
4	80%	Recocido	Electrodo frontal

Tabla 1. Muestras investigadas.

Capítulo 4

Resultados Experimentales.

En este capítulo se muestran los resultados del signo del foto-portador así como las dependencias espectrales de la amplitud de corriente foto-EMF en el rango de longitud de onda de 900 a 980nm que son cualitativamente similares para todas las muestras investigadas.

La corriente es más alta en longitudes de onda que corresponden al máximo de absorción local del espectro de absorción del Yb^{3+} , como se muestra en Yb: YAG al 25% figura 12.

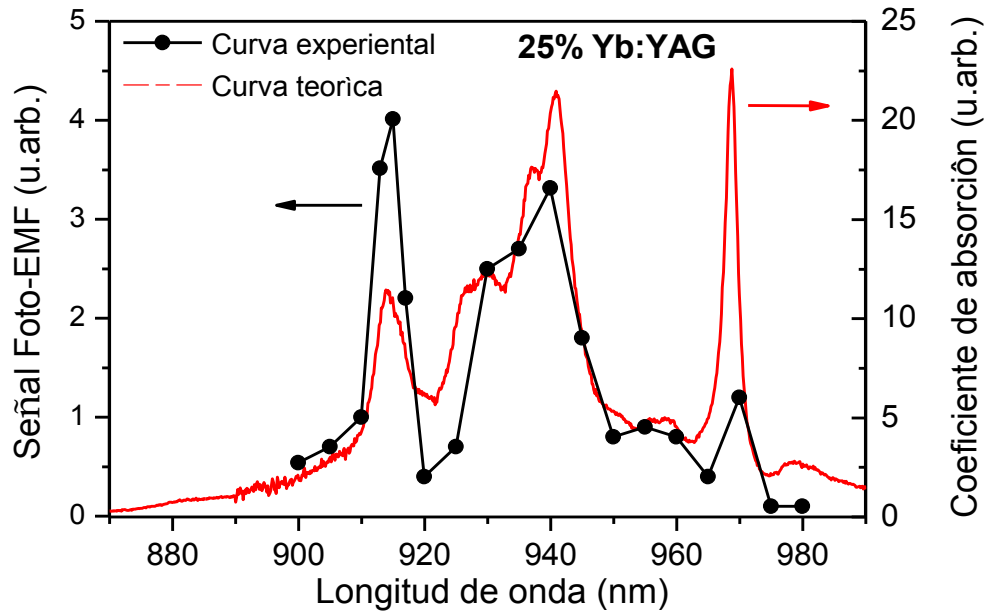


Figura 12. Yb: YAG 25%

Dependencia espectral de la señal de la foto EMF (círculos negros) de la muestra #2. La curva roja representa los picos característicos relacionados con el espectro de absorción Yb^{3+} .

La curva se obtiene cambiando manualmente la longitud de onda del láser Ti: Zafiro. Con esto, la potencia de salida del láser se disminuyó desde aproximadamente 1000mW para 900nm a 400mW para la longitud de onda más larga de 980nm.

Para Yb: YAG recocido con concentraciones de 25% muestra (#1) y 50% muestra (#3), la dependencia de la corriente foto-EMF en función de frecuencia de modulación es cualitativamente similar en ambas muestras.

Cap. 4. Resultados experimentales

Como se muestra en la figura 13 para Yb: YAG recocido al 25%, los cambios de fase de la señal son aproximadamente de 90 a 270 grados, y tiene alrededor de 180 grados en la corriente máxima. Por lo tanto, la curva corresponde a un portador con un proceso de relajación en fotoconductividad y los portadores son huecos bien definidos.

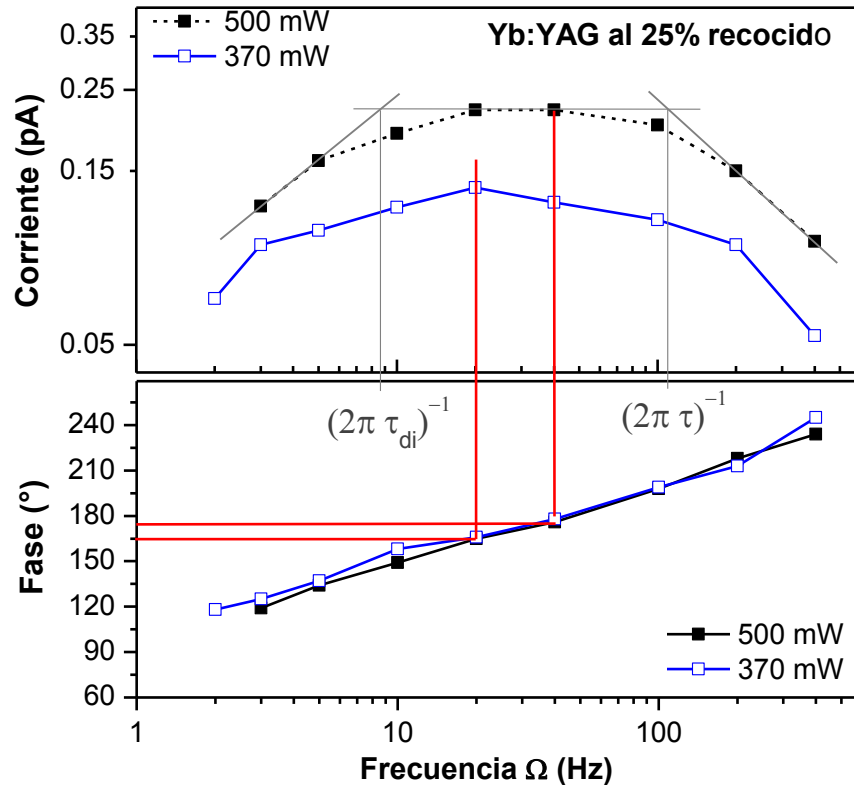


Figura 13. Yb: YAG 25% recocido. Gráfica de la señal Foto-EMF (muestra # 1) con diferentes potencias de láser. Las líneas verticales marcan la frecuencia Ω_{max} para la máxima amplitud de la corriente, las líneas horizontales muestran la fase correspondiente. Las líneas tangenciales grises representan el método gráfico habitual, para determinar los dos frecuencias de corte $1/(2\pi \tau_{di})$ y $1/(2\pi\tau)$.

La frecuencia de corte superior es de entre 100 y 200Hz para ambas muestras, y apenas cambia con la intensidad de bombeo. La frecuencia de corte inferior es debido a la relajación dieléctrica, que crece con intensidades más altas.

Cap. 4. Resultados experimentales

Con la intensidad de bombeo comparable, la frecuencia de corte más baja es aproximadamente un orden de magnitud mayor en la muestra de 50% Yb que en la muestra dopada al 25%, lo cual refleja una diferencia en fotoconductividad para estos dos cristales

Las curvas para Yb: YAG sin recocido al 25 % muestra (#2) se muestran en la figura 14. Aquí la señal en la amplitud de la corriente máxima tiene una fase de casi 180° , que todavía corresponde a huecos. Sin embargo, para las frecuencias bajas se observa un desnivel que es especialmente pronunciado para bajas intensidades. La fase de la señal se encuentra en una región de electrones para estas frecuencias bajas.

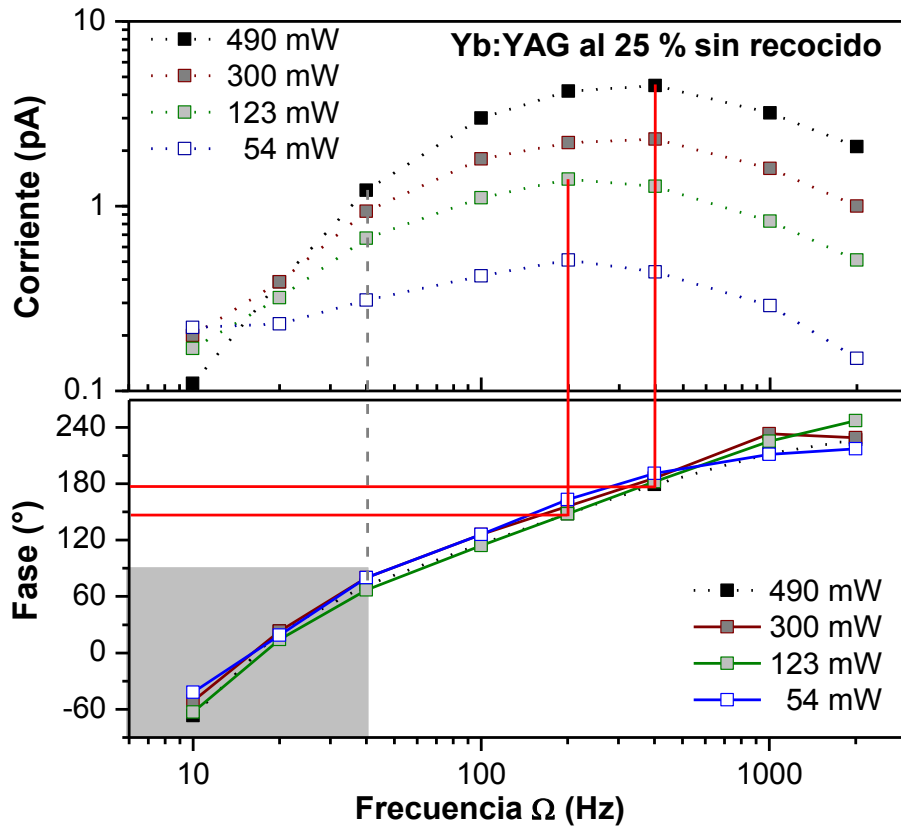


Figura 14. Gráfica de la señal Foto-EMF para Yb: YAG sin recocido al 25%

(muestra # 2) a diferentes potencias. Las líneas verticales marcan la frecuencia Ω_{max} para la máxima amplitud de la corriente, las líneas horizontales muestran la fase correspondiente. Comportamiento bipolar se ve en un amplio rango que abarca la fase de baja hasta frecuencias altas: Se extiende en el régimen de electrones (región gris) para las bajas frecuencias de oscilación.

La interpretación es un comportamiento bipolar, con dominación de huecos. Para altas intensidades (300 mW, 490mW) la frecuencia de corte dieléctrico es superior a la frecuencia para la relajación fotoconductividad, e inferior a potencias bajas de bombeo (54mW).

Para Yb: YAG sin recocido al 25% y 50% de concentración, las muestras contienen vacantes de oxígeno que sirven para estabilizar una pequeña cantidad de centros Yb^{2+} en la matriz de cristal.

Cap. 4. Resultados experimentales

En la mancha oscura en el centro de la muestra Yb: YAG 50% (# 3), las mediciones también han mostrado un comportamiento bipolar. Aquí, la señal es dominada por electrones, y una pequeña contribución de huecos se observa para pequeñas frecuencias de oscilación.

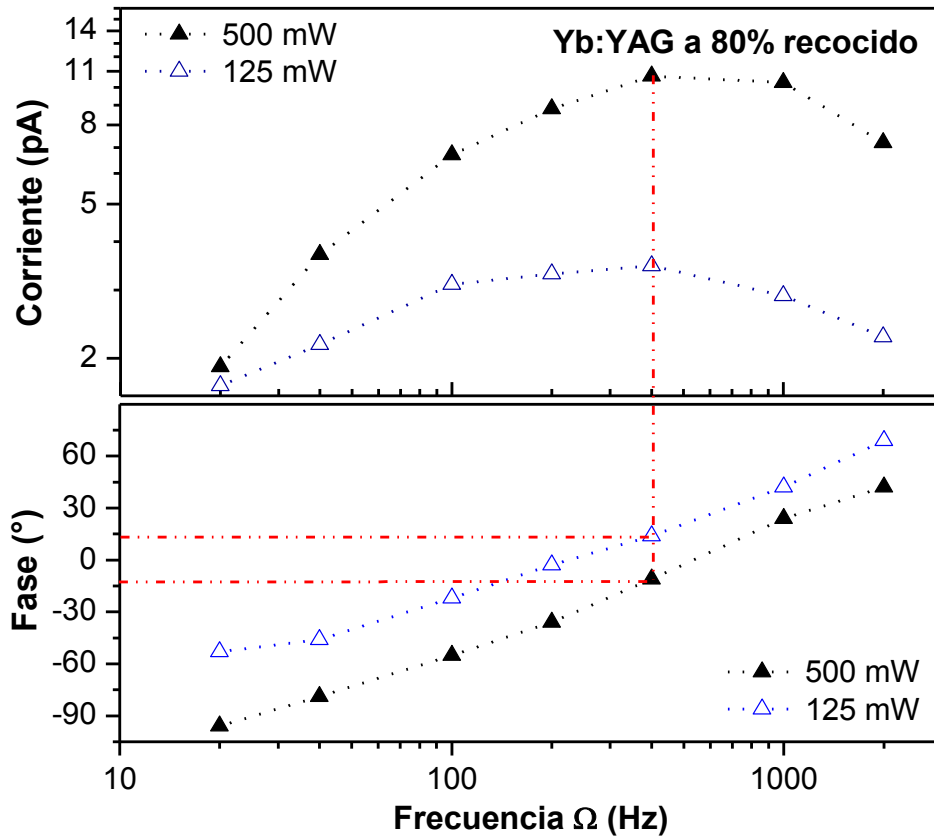


Figura 15. Yb: YAG recocido al 80%

Gráfica de la señal Foto-EMF para Yb: YAG recocido al 80% (muestra # 4) a diferentes potencias. La línea vertical marca la frecuencia Ω_{max} para la máxima amplitud de la corriente, las líneas horizontales muestran la fase correspondiente.

En el caso de Yb: YAG recocido al 80% (ver fig. 15), se observa que esta muestra (# 4) con la concentración más alta de dopaje, la señal demuestra el dominio de electrones y no hay

Cap. 4. Resultados experimentales

gran influencia de los huecos. Aquí la frecuencia de corte dieléctrico es más alta que la de la relajación de fotoconductividad. Las amplitudes de las señales y frecuencias de corte son ambas bastante altas, lo que refleja la alta fotoconductividad de esta muestra

Los picos de la señal foto-EMF son más anchos para las muestras sin recocido y los que tienen alta concentración de dopaje de Yb. Para todas las muestras se observa una señal grande a 940nm, que es una longitud de onda típica para el láser de bombeo, y por lo tanto se llevaron a cabo los experimentos con diferentes frecuencias de modulación Ω , a esta longitud de onda. Los resultados se resumen en la tabla 2.

Cap. 4. Resultados experimentales

<i>Muestra</i>	<i>Concentración de Yb</i>	<i>Tipo de portador</i>	<i>Potencia</i>	<i>Constantes de tiempo Característico</i>	
1	25% recocido	Huecos	370 mW	20ms	1.3ms
			500 mW	40ms	1.3ms
2	25% sin recocido	Huecos/electrones	54 mW	1.2ms	0.4ms
			123 mW	1.3ms	0.32ms
			300 mW	1.1ms	0.25ms
			490 mW	1.0ms	0.23ms
3	50% recocido	Huecos	305 mW	4.5ms	0.8ms
			490 mW	2.7ms	0.9ms
	50% mancha oscura	Electrones/huecos	90 mW	3.1ms	0.8ms
			155 mW	2.3ms	0.6ms
			315 mW	1.8ms	0.35ms
			480 mW	1.1ms	0.23ms
4	80% recocido	Electrones	125 mW	1.2ms	0.23ms
			500 mW	1.2ms	0.16ms

Tabla 2. Resultados de la señal Foto-EMF en muestras de Yb: YAG.

Capítulo 5

Conclusiones.

La medición de la corriente foto-EMF es una técnica útil para determinar el signo de fotoportador y la dinámica en los cristales YAG dopados con Yb. A diferencia de la mayoría de los materiales investigados hasta ahora con este método, para este caso son necesarios haces fuertemente enfocados de alta potencia para obtener una buena relación señal-ruido. Debido a la iluminación no uniforme, el ajuste exacto por una expresión teórica es complicado, las curvas se interpretaron cualitativamente, obteniéndose los resultados que se resumen en la Tabla 2.

El comportamiento de cristales Yb: YAG al 25% y 50% con recocido está bien descrito por el modelo de un solo tipo portador con relajación de fotoconductividad, los fotoportadores son huecos.

Las muestras sin recocido muestran un comportamiento bipolar que está dominado por huecos o electrones. En Yb: YAG al 80% con recocido se observa conductividad

Cap. 5. Conclusiones

electrónica. La creación de diferentes portadores en las diferentes muestras sugiere que la cantidad de Yb^{3+} , así como la presencia de impurezas tales como centros Yb^{2+} influyen fuertemente en la fotoconductividad. La generación de huecos es el mecanismo básico de la creación de fotoportadores. Se acompaña de la generación de electrones tan pronto como vacantes de oxígeno y centros estabilizados Yb^{2+} estén presentes en el cristal. Una vez que se alcanza una densidad crítica de iones Yb^{3+} , la conductividad electrónica domina incluso sin centros estabilizados Yb^{2+} . Esto posiblemente puede ser debido a la creación de una alta densidad de Yb^{2+} transitorios, y centros O^- por un proceso de transferencia de carga.

Una frecuencia de relajación característica de 100-200 Hz se encuentra en todas las muestras investigadas en distintos niveles de excitación, esta puede ser la frecuencia de corte inferior, y no la más alta en el caso de las muestras altamente conductoras o con alta intensidad de luz. Esta frecuencia característica corresponde bien al tiempo de vida de 1ms de los iones Yb^{3+} excitados, revelando que la excitación Yb^{3+} debe ser el proceso fundamental para la generación de fotoportadores.

Bibliografía

- [1] G. D. Boyd and A. Ashkin. *Theory of Parametric Oscillator Threshold with Single-Mode Optical Masers and Observation of Amplification in LiNbO₃*. Phys. Rev **146** No. 1, (1966).
- [2] F. S. Chen, J. T. LaMacchia and B. T. Frazer: Appl. Phys. Lett. **13**, (223) (1968).
- [3] A. M. Glass, M.B. Klein, and G. C. Valley, *Photorefractive determination of the sing of photocarriers in InP and GaAs*, Electron. Lett. **21** No. 6, 220- 221 (1985).
- [4] S.I. Stepanov y M.P. Petrov Topics in Applied Physics, *Photorefractive Materials and Their Applications I*, Vol. 61, editado por P. Günter, J.-P. Huignard, Ed. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 278-283 (1988).
- [5] L. J. Cheng and A. Partovi, *Index grating lifetime in photorefractive GaAs*, Appl. Opt. **27**, (1988).
- [6] L. Solymar, D. J. Webb, y A. Grunnet-Jepsen, *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*, Oxford (Series in Optical & Imaging Sciences), 103-113 (1996).
- [7] A. Giesen y J. Speiser *Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws* IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, **13**, No. 3, (2007).

Cap. 5. Conclusiones

- [8] F. D. Patel, E. C. Honea, J. Speth, S. A. Payne, R. Hutcheson, and R. Equall *Laser Demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and materials properties of Highly Doped Yb:YAG*. IEEE Journal of quantum electronics, **37**, No. 1, (2001).
- [9] J. Lu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, Yasuhiro Akiyama, A. Kaminskii, *Neodymium doped yttrium aluminum garnet (Y Al O) nanocrystalline ceramics – a new generation of solid state laser and optical materials*, Journal of Alloys and Compounds No. 341, (2002).
- [10] Larionov M, Schuhmann K, Speiser J, Stolzenburg C, Giesen A. *Nonlinear decay of the excited state in Yb: YAG*. Optics InfoBase Conference Papers. (2005).
- [11] S. T. Fredrich-Thornton, *Nonlinear Losses in Single Crystalline and Ceramic Yb: YAG Thin-Disk Lasers*, Tesis doctoral; Physics Department, University of Hamburg, (2010).
- [12] S. Mansurova; *Non-steady-state photo-EMF in photorefractive semiconductor with photoconductivity relaxation*; Tesis Doctoral; INAOE, (1998).
- [13] Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch and H. Opower. *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B **58** No. 5, 365 (1994).
- [14] C. Brandt, S.T. Fredrich-Thornton, K. Petermann, y G. Huber *Photoconductivity in Yb-doped oxides at high excitation densities* Appl. Phys. B **102** 765 (2011).
- [15] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, *Electro-Optics: Fundamentals of Photonics*, 2a. ed. (John Wiley & Sons, USA, 2007).

Cap. 5. Conclusiones

[16] F. M Davidson, C.C. Wang, *Photocurrents in photoconductive semiconductors generated by a moving space-charge field*; *Optics Letters*, **19** No. 7, (1994).

[17] S. I. Stepanov; *Photo-electromotive-force effect in semiconductors*; *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices*; edited by H. S. Nalwa; (20019).

[18] V. I. Belinicher, B.I. Sturman, *The photogalvanic effect in media lacking a center of symmetry*, *Sov. Phys. Usp.* **23** No.3, (1980).

[19] M. P. Petrov, I. A. Sokolov, S.I. Stepanov and G. S. Trofimov; *Non- steady state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors*; *J. Appl. Phys.* **58** No.5, (1990).