



**BENEMÉRITA  
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA.**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO  
MATEMÁTICAS.**

**“INVESTIGACIÓN DE EFECTOS DE TEMPERATURA  
EN PARÁMETROS FOTOELÉCTRICOS DE  
FOTOCONDUCTORES DETERMINADOS POR MEDIO  
DE LA TÉCNICA DE REJILLA DINÁMICA”.**

TESIS PRESENTADA AL  
POSGRADO EN CIENCIAS  
(FÍSICA APLICADA)

como requisito parcial para la obtención del grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS  
(FÍSICA APLICADA)**

PRESENTA:

**Lic. en Cs. de la Elec. Alain Medel Mejía.**

DIRECTOR DE TESIS:

**Dra. Svetlana Mansurova**

Puebla, Pue. Julio 2018



---

## **Dedicatoria:**

Dedico la presente tesis a las personas que más quiero:

**A mi esposa:**

*Dra. Beatriz Adriana Martínez Irvias*

Por toda la ayuda que me dio para lograr llegar al final de esta empresa. Gracias por todo.

**A mis padres:**

*Profra. Serafina Mejía Medel*

*C.P. René Medel Cervantes*

Les agradezco el apoyo brindado para poder terminar este y muchos otros proyectos. En especial para esta tesis, por todo el trabajo y paciencia que requirió.

**A mi hija e hijo:**

*Aline Medel Martínez*

*Adrian Medel Martínez*

**A mi hermano:**

*M.V.Z. Dante Neri Medel Mejía*

**A mi Tía:**

*E.E. Q. Margarita Mejía Medel*

---

## Agradecimientos

El trabajo de investigación que aquí presento es el producto del esfuerzo de muchas personas e instituciones a las que deseo mostrar mi más profundo agradecimiento.

- De manera muy especial deseo agradecer a la Dra. Svetlana Mansurova por la dedicación, paciencia, confianza y su valiosa guía en el desarrollo de la tesis, así como sus comentarios, críticas y observaciones para conseguir la buena finalización de este trabajo de investigación.
- Agradecimiento al Dr. Luis Arroyo por su apoyo para el término de la tesis.
- Al Dr. Andrey Kosarev por su aportación en este trabajo, así como por permitirme utilizar el laboratorio y el equipo del mismo.
- A todos los miembros del jurado: Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco, Dr. Cruz Meneses Fabián, Dra. Maribel Méndez Otero y Dr. Juan Castillo Mixcoatl por sus valiosas observaciones hacia el trabajo.
- A los amigos que he tenido la suerte de encontrar durante este periodo y de los cuales he sentido su apoyo moral o académico: Karina Alemán, Isaías Pancardo, Daniel Ramos.
- A todo el personal del INAOE, institución que me ha brindado su apoyo: coordinación docente, biblioteca y coordinación de óptica.
- Agradezco el apoyo de la BUAP y en especial a la Facultad de Físico Matemáticas.
- Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico durante la realización de los estudios de Maestría. Beca N°

207665/9579.

---

## RESUMEN

El interés por caracterizar materiales semiconductores con propiedades fotoeléctricas a diferentes temperaturas es de gran importancia debido a que proporciona parámetros importantes para el desarrollo de dispositivos optoelectrónicos.

Utilizamos dos técnicas para caracterizar el material. El material se coloca dentro de un criostato para controlar la temperatura. La primera técnica consiste en tomar mediciones de corriente contra voltaje (I-V) y la segunda técnica está basada en la fuerza foto electromotriz (F-FEM) no estacionaria. En I-V se aplica un voltaje en el material, se mide la corriente a diferentes temperaturas y se incide un láser en la muestra. Con la relación I-V se determina la conductividad y la fotoconductividad así como la energía de activación ( $E_a$ ). En F-FEM, se induce una corriente alterna por medio de un patrón de interferencia oscilante en frecuencia espacial y temporal para excitar el material a diferentes temperaturas. Estas son dos técnicas para excitar el material y proponer una metodología para caracterizar y determinar parámetros fotoeléctricos en películas delgadas de materiales cristalinos y amorfos, como el arseniuro de galio (GaAs), el Poly fullerene y niobato de litio (LiNbO<sub>3</sub>).

Con estos datos se pueden determinar parámetros fotoeléctricos como: tiempo de vida, longitud de difusión, el producto tiempo de vida-movilidad, niveles de impurezas y nivel de Fermi.

Se presentan resultados experimentales de los cambios en los mismos parámetros dependiendo de la temperatura.

ÍNDICE	
Dedicatoria:.....	i
<b>Agradecimientos</b> .....	ii
<b>RESUMEN</b> .....	iii
INTRODUCCIÓN .....	1
CAPÍTULO 1 CONCEPTOS FUNDAMENTALES .....	8
<i>Introducción</i> .....	8
<i>Conductividad</i> .....	8
<i>Estructura electrónica de bandas</i> .....	8
Corriente.....	9
Velocidad de deriva .....	10
La movilidad asociada con la corriente .....	13
Ley de ohm macroscópica .....	16
Fotoconductividad.....	18
Semiconductores intrínsecos y extrínsecos.....	19
Efectos térmicos en los portadores y la movilidad.....	20
Características de cristales y polímeros .....	21
Cristales .....	21
Polímeros .....	24
Efecto de fuerza foto electro motriz (F-FEM) y su aplicación para caracterización de materiales. ....	24
Efecto Fotorrefractivo.....	24
Efecto De Fuerza Foto- Electromotriz No Estacionaria (F-FEM) .....	29
Formación del efecto F-FEM en fotoconductores monopolares y bipolares. ....	32
Antecedentes de aplicación del efecto F-FEM para caracterización de materiales en medios no cristalinos. ....	40
CAPITULO 2 DESCRIPCIÓN DE MUESTRAS Y MÉTODOS EXPERIMENTALES .....	45
Introducción .....	45
Descripción de las muestras.....	45
Polímero fotoconductor.....	47
Arreglo experimental.....	49
Arreglo experimental para medir conductividad y fotoconductividad. ....	49
Arreglo experimental para mediciones de F-FEM .....	49

Especificaciones técnicas del equipo utilizado en los experimentos. ....	52
Procedimientos .....	56
<b>CAPITULO 3 RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN DE CONDUCTIVIDAD, FOTOCONDUCTIVIDAD Y F-FEM (<math>\Omega</math>, K).....</b>	<b>57</b>
Resultados de mediciones de conductividad ( $\sigma$ ) y fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) a distintas temperaturas en GaAs.....	57
Comprobación de régimen de operación. ....	57
Mediciones de Conductividad ( $\sigma_{obscura}$ (T) ) .....	61
Mediciones de Foto-Conductividad ( $\sigma_{ph}$ (T) ).....	63
Resultados experimentales en Fuerza Foto Electro Motriz .....	64
Resultados de mediciones de conductividad ( $\sigma$ ) y fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) a distintas temperaturas en un polímero fotoconductor .....	69
Discusión de Resultados .....	71
Conductividad ( $\sigma$ ) y fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) GaAs .....	71
Discusión Fuerza-Foto Electro Motriz. ....	74
<b>REFERENCIAS .....</b>	<b>79</b>
<b>CONCLUSIONES.....</b>	<b>75</b>

---

## INTRODUCCIÓN

El paso tan largo que se llevó de la Física clásica a la Física moderna ha permitido la explicación de nuevos fenómenos, desarrollando nueva tecnología que junto con la ciencia de materiales ha mejorado las condiciones de vida de la humanidad.

La Física Moderna en unas de sus ramas comprende la física de estado sólido que se ha encargado de explicar las propiedades mecánicas, térmicas, eléctricas y magnéticas de la materia. Esta área comprende a los semiconductores, y sus propiedades han sido ampliamente estudiadas.

Dentro de los semiconductores, como el Silicio, GaAs, AsGaAl, Germanio y materiales orgánicos, existen propiedades dependientes de la luz como las propiedades eléctricas donde la conductividad cambian al exponerse a la luz (propiedades fotoeléctricas), este fenómeno fue observado por A. E. Becquerel en 1839<sup>1</sup> donde observó un fotovoltaje al alumbrar electrolitos conectados a electrodos. A su vez si a este tipo de semiconductores se le añadían una pequeña cantidad de impurezas, su conductividad eléctrica variaba a la misma exposición de la fuente de luz, fenómeno observado por Rusell Ohl<sup>2</sup>, quien fue inventor de la celda solar de silicio.

La caracterización de las propiedades fotoeléctricas de los semiconductores es importante para la determinación de los parámetros de desempeño como:

fotoconductividad, espectro de absorción, mediciones de movilidad (efecto Hall, tiempo de vuelo (TOF)), tiempo de vida de portadores, longitudes de difusión.

A partir de la invención del láser<sup>[3,4]</sup> se da un impulso a las técnicas de caracterización basadas en interferometría. En 1966 surge el primer trabajo mostrando el efecto fotorrefractivo <sup>[5]</sup>, el cual fue la pauta para que en las últimas décadas se hayan desarrollado técnicas de caracterización basadas en rejillas de fotoportadores<sup>[6,7,8]</sup>, como: la técnica de rejilla estacionaria de fotoportadores “SSPG” <sup>[9]</sup>, técnica de rejilla de fotoportadores desplazada “MG” <sup>[10]</sup>, la técnica de rejilla de fotoportadores modulada en amplitud “MPG” <sup>[11]</sup>, técnica basada en mezcla de dos ondas “TWM” <sup>[12]</sup> y el efecto de fuerza electromotriz no estacionaria “F-FEM”<sup>[13,14,15]</sup>, basada en medición de corriente alterna producida por la excitación periódica (en espacio y tiempo) de los portadores y generar el exceso de portadores.

El uso de la modulación espacial y temporal en la distribución de luz, usada como técnica de caracterización, permite medir parámetros temporales y espaciales en materiales fotoconductores como: el GaAs <sup>[16]</sup>, LiNbO<sub>3</sub> <sup>[17]</sup>, estructuras de pozos cuánticos múltiples <sup>[18]</sup>, y recientemente en los fotoconductores orgánicos <sup>[19]</sup>.

La técnica de F-FEM ha sido ampliamente aplicada a temperatura ambiente, pero se han dejado de lado las mediciones a diferentes temperaturas.

Los estudios a diferentes temperaturas pueden proveer meritoria información sobre las características electrónicas del material tales como: estructura electrónica (posición de niveles de impureza, nivel de Fermi, etc.) y

mecanismos de transporte (velocidad de deriva). La importancia de caracterizar materiales fotosensibles a temperaturas variables, es algo que cobra mucha relevancia, con la llegada constante de nuevos materiales, por ejemplo, los materiales amorfos (semiconductores orgánicos), por mencionar alguno. La estructura electrónica de materiales amorfos aún no está bien establecida. Otro aspecto importante en la investigación de estos materiales es poder establecer la correlación entre la estructura electrónica del material y sus parámetros fotoeléctricos, ya que estos últimos a su vez determinan el desempeño del dispositivo en cada una de las aplicaciones.

En esta tesis se usarán mediciones del efecto F-FEM, el cual se manifiesta como una corriente alterna inducida por un patrón de interferencia oscilante en el volumen de un fotoconductor en corto circuito. La corriente aparece debido al desfase periódico entre la distribución de portadores libres excitados por luz y distribución de campo eléctrico de carga espacial creada en las impurezas del material.

Para complementar las mediciones con la técnica F-FEM se utilizarán las mediciones de conductividad, la cual se compone haciendo mediciones de corriente-voltaje en distintas condiciones. Con las dependencias I-V se determina la conductividad.

Ya que el propósito de este trabajo es caracterizar las propiedades fotoeléctricas del material a distintas temperaturas, se realizaron mediciones de conductividad a diferentes temperaturas. Este tipo de mediciones sirven para

obtener la información sobre los detalles del espectro electrónico del material, en particular, determinar la energía de activación ( $E_a$ ).

El propósito de la tesis es caracterizar e investigar un material y una metodología para la caracterización de parámetros fotoeléctricos en películas delgadas de materiales no cristalinos y cristalinos como el GaAs y el Poly fullerene. Se utilizarán las mediciones de conductividad y la técnica de F-FEM no estacionaria, ambas a distintas temperaturas.

Para lograr este objetivo se propone realizar mediciones de corriente voltaje usando un electrómetro y criostato. Para la iluminación se usará un láser HeNe, con longitud de onda de 632nm. De esta manera se determinará la dependencia de la conductividad con la temperatura. A partir de las mediciones de conductividad se determinan las propiedades eléctricas, así como las dependencias en temperatura y la fotosensibilidad.

A continuación, se realizan igualmente mediciones dentro del criostato, pero ahora de F-FEM no estacionaria, en configuración de transmisión (cuando ambos haces inciden sobre la misma cara de la muestra). Las mediciones de F-FEM se hacen variando la frecuencia de modulación y haciendo variaciones del ángulo. A partir de los resultados, se extraen los parámetros de transporte del material o estructura electrónica tales como: longitudes de difusión, tiempo de vida, producto movilidad -tiempo de vida y se determinan sus dependencias con la temperatura.

Con el desarrollo de esta metodología, se podrá determinar, cuándo los portadores mayoritarios son activados térmicamente y si los materiales son térmico-estables. Se logrará definir si el Arseniuro de Galio es un semiconductor

compensado y cuáles son los mecanismos de excitación. Con la metodología desarrollada determinaremos quien es el portador mayoritario, cómo es el mecanismo de scattering, saber cuál es el tiempo de relajación, de qué manera depende la conductividad con la temperatura e identificar las dependencias en la movilidad.

Para el desarrollo y explicación de lo planteado, esta tesis se estructurará de la siguiente manera.

En el capítulo 1 o marco teórico, primero se explican los conceptos fundamentales sobre la corriente, la resistividad y como obtenerla para después determinar la conductividad. Presentaremos los conceptos relacionados con la estructura electrónica de semiconductores, a continuación, se explicará en qué consiste el efecto F-FEM y se detallan sus principales dependencias.

En el Capítulo 2 se describirán las muestras, el equipo utilizado para las mediciones de conductividad y F-FEM a diferentes temperaturas explicando los arreglos experimentales implementados.

En el capítulo 3 presentaremos los resultados de las mediciones de conductividad y de la F-FEM no estacionaria a distintas temperaturas, tanto en GaAs como en la película delgada del polímero PoF6-TPD-PCBM. En la última parte del capítulo 3 se hace un análisis de los resultados comparándolos con la literatura.

Finalmente, en el capítulo 4, el de conclusiones, se presenta el resumen de los resultados más importantes y el trabajo futuro a realizar para darle continuidad al trabajo.

## REFERENCIAS INTRODUCCIÓN

[1] Becquerel, A. E., "Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires", 9, 562-567 (1839).

[2] Riordan M. & Hoddeson L. "The origins of the pn junction" (PDF). IEEE Spectrum, June 1997, pp. 46-51. Archived from the original (PDF) on June 27, 2012. Retrieved October 6, 2010.

[3] R. W. Boyd, "Nonlinear optics," Third edition, (2007).

[4] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," Nature 187, 493-494 (1960).

[5] L. Solymar, D.J. Webb, A. Grunnet Jepsen "The physics and applications of photorefractive materials", Clarendon press oxford 1996 pág. 117.

[6] D. Ritter, E. Zeldov, K. Weiser, "Ambipolar transport in amorphous semiconductors in the lifetime and relaxation-time regimes investigated by the steady-state photocarrier grating technique", Physical Review B, 38, 8296, (1988).

[7] D. Ritter, K. Weiser, Physical Review, "Ambipolar drift-length measurement in amorphous hydrogenated silicon using the steady-state photocarrier grating technique", 34, 9031-9033(1986).

[8] D. Ritter, K. Weiser, y E. Zeldov, Appl. Phys, "Steady-state photocarrier grating technique for diffusion length measurement in photoconductive insulators," 49, 791-793(1986).

[9] M. Vieira, A. Fantoni, R. Martins, S. Koynov, F. Wang, S. Grebner, R. Schwarz, "Comparison Of Diffusion Length Measurements from the Flying Spot Technique and the Photocarrier Grating Method in Amorphous Thin Films" Photovoltaic Energy Conversion, IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 1994.

[10] C. Longeaud, F. Ventosinos, J. A. Schmidt, "Determination of hydrogenated amorphous silicon electronic transport parameters and density of states using several photoconductivity techniques", Journal of Applied Physics 112 (2.) 2011

[11] Federico Ventosino, " Caracterización de Silicio Amorfo Hidrogenado Utilizando Técnicas de Red Fotogenerada", Tesis doctoral, INTC, Universidad Nacional del Litoral, 2013.

[12] D. Ritter, E. Zeldov and K. Weiser, "Steady-state photocarrier grating technique for diffusion length measurement in photoconductive insulators", *Appl. Phys. Lett.* **49**, 791 (1986).

[13] S.I. Stepanov, "Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices", 205-270, Academic Press (2001).

[14] N. Korneev, S. Mansurova, P. Rodriguez, and S. Stepanov, "Fast and slow processes in the dynamics of near-surface space-charge grating formation in GaAs", *JOSA B.* **14**, 396-399 (1997).

[15] H. Veenhuis, K. Buse, E. Kratzig, N. Korneev, and D. Mayorga, "Non-steady-state photoelectromotive force in reduced lithium niobate crystals," *J. Appl. Phys.* **86**, 2389 (1999).

[16] S. Stepanov and I. Seres, "Characterization of photorefractive GaAlAs multiple quantum well structures by ac photoelectromotive force and modulated photocarrier grating techniques," *J. Appl. Phys.* **92**, 1825 (2002).

[17] M. Gather, S. Mansurova and K. Meerholz, "Determining the photoelectric parameters of an inorganic photoconductor by the photoelectromotive-force technique," *Phys. Rev. B* **75**, 165203 (2007).

[18] M.P. Petrov, S.I. Stepanov and C.S. Trofimov, *Sov. Phys. Solid State* **12**, 379-381 (1986).

[19] M. Gather, S. Mansurova, K. Meerholz, *Phys. Rev. B* **75**, 165203, 2007.

---

# CAPÍTULO 1 CONCEPTOS FUNDAMENTALES

## ***Introducción***

En este capítulo se explicarán los fenómenos de conductividad, fotoconductividad y el efecto F-FEM. Se especificarán las características de los materiales semiconductores que se utilizaron y se describirán las diferencias entre los cristales y los polímeros.

## ***Conductividad***

### ***Estructura electrónica de bandas***

Para que un material sea conductor es necesario que existan partículas cargadas en su interior y que estas partículas sean libres de moverse. En la mayoría de los materiales, las únicas partículas cargadas con libertad de movimiento son los electrones que se han separado de sus átomos, llamados electrones libres. En el caso de los semiconductores los huecos también son portadores de carga. En estos materiales, la corriente producida se describe por el flujo de portadores de carga a través de la estructura electrónica de bandas o estructura de bandas de energía.

En la estructura de los semiconductores las bandas más importantes son:

- La *banda de valencia*: está ocupada por los electrones de valencia, de los átomos, es decir, aquellos electrones que se encuentran en la última capa o nivel energético de los átomos. Los electrones de valencia son los que forman los enlaces entre los átomos, pero no intervienen en la conducción eléctrica.
- La *banda de conducción*: está ocupada por los *electrones libres*, es decir, aquellos que se han desligado de sus átomos y pueden moverse fácilmente. Estos electrones son los responsables de conducir la corriente eléctrica.

- *La banda prohibida:* es una zona que se localiza entre la banda de valencia y la de conducción separa ambas bandas y en la cual no puede encontrarse electrones. También es llamada *gab -Eg-*.

En el caso de los semiconductores para lograr que un material conduzca es necesario excitar a los electrones de la banda de valencia a la de conducción. Cuando el electrón es excitado adquiere una cierta energía, el valor de esta depende del tipo de material que este sea.

### **Corriente**

El término corriente eléctrica (I), se emplea para describir la tasa del transporte de carga (electrones y/o huecos) que pasa a través de una superficie. En los semiconductores existen diferentes mecanismos para el transporte de carga. Los mecanismos fundamentales para este transporte son el de corriente de arrastre, difusión y efecto Hall, también llamados fenómenos de transporte [20].

### **Corriente de arrastre o deriva**

La corriente de deriva se produce cuando se somete a la sustancia semiconductor a determinado potencial o a la acción de un campo eléctrico externo. La corriente de deriva es la producida por un campo eléctrico.

### **Corriente de difusión**

Si no hay campos eléctricos aplicados, los portadores se mueven aleatoriamente, chocan con la red cristalina y son dispersados al azar. Un flujo neto de corriente, en tal proceso ocurre si hay un gradiente de concentración de portadores. Esta conducción puede ser por huecos o electrones y está dada por

$$J_D = |qD\nabla| \quad . \quad \text{ec.1- 1}$$

D es el coeficiente de difusión que depende de los procesos de dispersión,  $\nabla$  es el gradiente de concentración. D es:

$$D = \frac{l^2}{2\tau_{disp}} = \left( \frac{kT}{q} \mu \right) \quad . \quad \text{ec. 1 -2}$$

$kT$  energía térmica (eV),  $k$  constante de Boltzmann ( $1.3806504 \times 10^{-23}$  Joule/°K),  $l$  es la trayectoria libre media,  $\mu$  la movilidad,  $\tau_{disp}$  es el tiempo de dispersión obtenidos de:

$$l = v_{th} \tau_{disp} \quad \text{ec. 1 -3}$$

donde  $v_{th}$  es la velocidad térmica.

Ahora podemos escribir a la densidad de corriente por difusión como:

$$J_{diff} = q \left( \frac{kT}{q} \mu \right) \frac{dn}{dx} \quad \text{ec. 1 -4}$$

En consecuencia el flujo de electrones y huecos, puede hacer fluir una corriente en el material, que en ausencia de un campo eléctrico está dada por la carga multiplicada por el flujo de partículas:

$$J_{dif} = Jn_{diff} + Jp_{diff} \quad \text{ec. 1 -5}$$

donde  $p_{diff}, n_{diff}$  es la densidad de huecos y electrones por difusión con  $n = g\tau$ , siendo  $g$  la razón de generación y  $\tau$  el tiempo de vida.

### Efecto de Hall

Cuando por una muestra semiconductor circula una densidad de corriente  $J$  perpendicular a un campo magnético  $B$ , éste provoca la aparición de un campo eléctrico normal al plano determinado por  $B$  y  $J$ .

Este mecanismo recibe el nombre de efecto Hall y puede ser usado para determinar algunas características de los semiconductores tales como: el tipo de portador (hueco o electrón), la concentración y la movilidad. También es la base de dispositivos utilizados en la medida de campos magnéticos [21].

### Velocidad de deriva

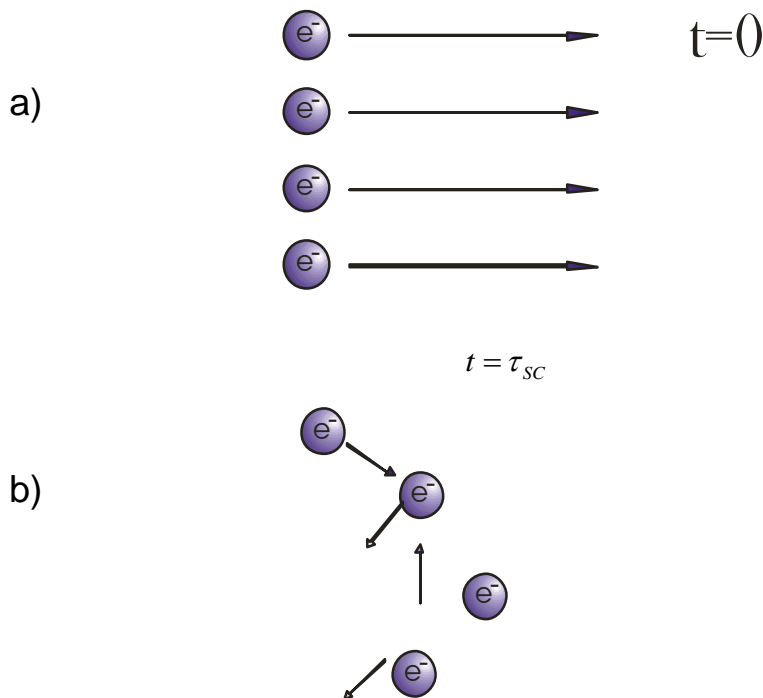
Una partícula cargada (electrón o hueco) no está usualmente en reposo, generalmente cuando se encuentra en equilibrio tiene una velocidad térmica, pero como el movimiento es caótico, en promedio el desplazamiento es 0.

La partícula puede moverse en una dirección específica si está en un campo externo, o gracias al gradiente de concentración (por el mecanismo de difusión).

En un cristal ideal el electrón se mueve en línea recta sin chocar con el átomo. Esto se debe a que lo que hace es montar un nivel de energía de un átomo y luego se traspasa (se tunelea) al otro átomo y luego al siguiente, etc. Sin chocar con ninguno. En un cristal ideal el camino que recorre el electrón es igual al tamaño del cristal. Pero como el cristal tiene imperfecciones la estructura periódica se perturba:

1.- Por los movimientos térmicos de los iones de la rejilla que se pueden propagar como ondas (fonones). Existen dos tipos de fonones: acústicos y ópticos.

2.- Por las impurezas: Esto resulta en colisiones del electrón con las imperfecciones de la rejilla. Eso significa que un cristal real el camino que puede recorrer el electrón es más pequeño, es decir el electrón se dispersa ver Fig 1.1



**Fig. 1.0.1** Representación esquemática de dispersión de velocidades en un cristal real. a) El haz de electrones con la velocidad constante al momento del tiempo  $t=0$ . Las flechas representan velocidades. b) después el tiempo de relajación  $\tau_{sc}$ , los electrones pierden “memoria” cerca de sus velocidades iniciales.

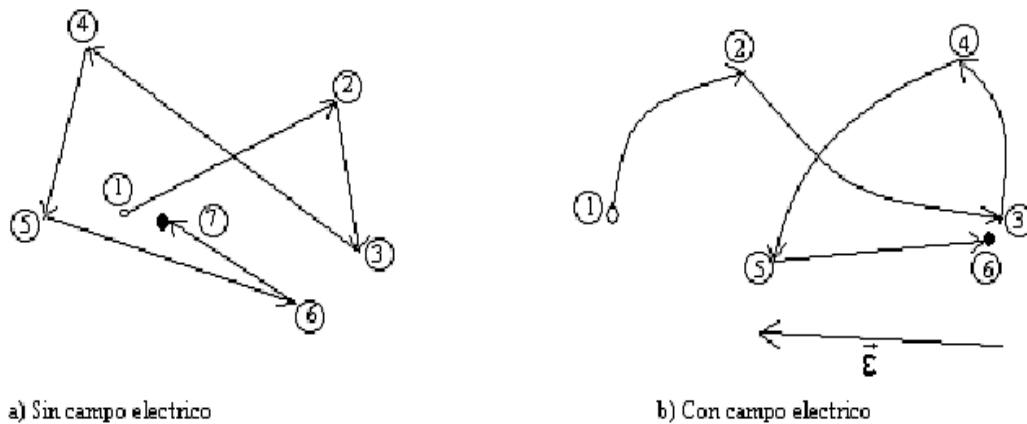
Si consideramos que tenemos una muestra de un semiconductor tipo n con una concentración de carga constante y en equilibrio térmico. La energía térmica promedio de los electrones en la banda de conducción se puede obtener a partir de:

$$\frac{1}{2}kT \quad \text{ec. 1 -6}$$

por cada grado de libertad y como son tres tenemos:

$$K_{Tp} = \frac{3}{2}kT \quad \text{ec. 1 -7}$$

Debido a la energía térmica, los electrones están en un movimiento constante en todas las direcciones. Los electrones están continuamente en movimiento, no están asociados con ninguna particular posición de la estructura. El movimiento térmico de un electrón individual se puede ver como una sucesión de movimientos aleatorios con colisiones con átomos de la estructura cristalina, con impurezas, etc. como se ve en la Fig. 1.0.2.



**Fig. 1.0.2** Movimiento de las partículas con y sin campo eléctrico.

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_n^*}} \quad \text{ec. 1 -8}$$

donde  $m_n^*$  es la masa efectiva

Esto produce un movimiento aleatorio que nos da un  $v_{th}$  promedio igual a cero pero si se le aplica un voltaje el movimiento de las cargas adquiere un sentido preferencial. La distancia promedio entre colisiones es llamado recorrido libre medio ( $l$ ) y el tiempo promedio entre colisiones tiempo libre medio  $\tau_{sc}$ . Este nuevo sentido que toman las cargas se le llama velocidad de arrastre  $v_r$ .

### La movilidad asociada con la corriente

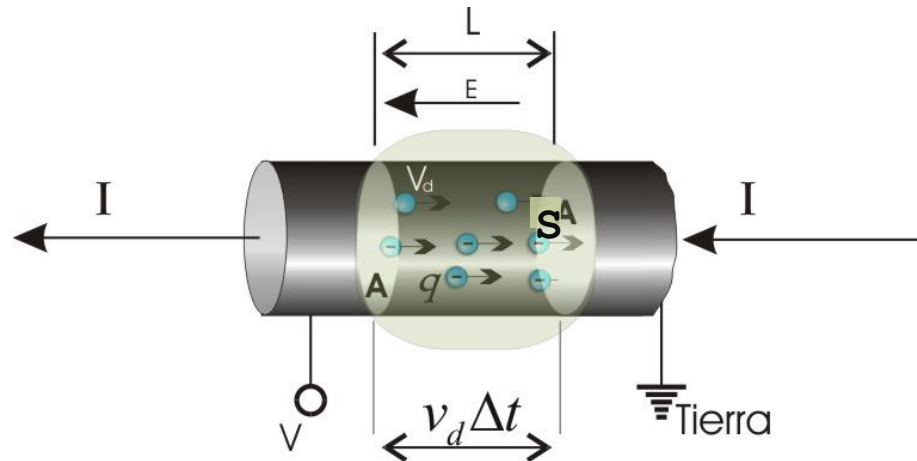
Suponiendo que todos los portadores en el semiconductor se mueven a la misma velocidad, entonces la corriente puede expresarse como la carga total ( $q_T$ ) en el semiconductor por el tiempo necesario para viajar de un electrodo a otro.

$$i = \frac{q_T}{\tau_r} = \frac{q_T}{l} = \frac{q_T v_r}{l} \quad \text{ec. 1 -9}$$

donde  $\tau_r$  es el tiempo de tránsito de una partícula, que viajan con una velocidad  $v_r$ . (velocidad de transito).

El tiempo necesario para llegar de un electrodo a otro y la carga total que se mueve es influenciada por la movilidad. La movilidad ( $\mu$ ) expresa cuantitativamente la facilidad de movimiento de los portadores inducido, frente a la acción del campo eléctrico ( $\vec{E}$ ). Sus unidades son  $\frac{m^2}{Vs}$  y se puede definir de la siguiente manera<sup>[22]</sup>:

$$\mu_n = \left| \frac{q \tau_r}{m_{n,h}^*} \right| = \frac{v_{rn,p}}{\vec{E}} \quad \text{ec. 1 -10}$$



**Fig. 1.0.3** Una sección de un conductor homogéneo con un área de sección transversal  $S$ . Los portadores de carga se mueven con una velocidad  $v_d$  y la distancia que recorren en un tiempo  $t$  está dada por  $L = v_d t$ . El número de portadores de cargas móviles en la sección de longitud  $L$  está dado por  $nSv_d t$ , donde  $n$  es el número de portadores de carga móviles por unidad de volumen.

El volumen de un conductor de longitud  $L$  -la región sombreada en la Fig. 1.0.3- es  $S * L$ . Si  $n$  representa el número de portadores de carga móvil por unidad de volumen, entonces el número de portadores de carga móvil en el elemento de volumen es  $n * S * L$ . Por lo tanto, la carga  $\Delta Q$  en este elemento es  $\Delta Q = (nSL)q$ .

Donde  $q$  es la carga en cada partícula. Si los portadores de cargas se mueven con una velocidad  $v_d$  la distancia que se mueven en un tiempo  $\Delta t$  es  $L = v_d \Delta t$ . En consecuencia, podemos escribir  $Q$  en la forma:

$$\Delta Q = (nSv_d \Delta t)q \quad \text{ec. 1- 11}$$

Si dividimos ambos lados de la ecuación por  $\Delta t$ , vemos que la corriente en el conductor está dada por:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = nqv_d S \quad \text{ec. 1- 12}$$

Las cargas se mueven en un conductor para producir una corriente bajo la acción de un campo eléctrico dentro del conductor. Un campo eléctrico puede existir en el conductor debido a que estamos tratando con cargas en movimiento. Considere un conductor de área transversal  $A$  que conduce una corriente  $I$ . La densidad de corriente  $J$  en el conductor se define como la corriente por unidad de área:

$$J = \frac{I}{S}$$

$$\vec{J} = qv_d n. \quad \text{ec. 1- 14}$$

Donde  $J$  tiene unidades del Sistema Internacional  $\square \frac{S}{m^2}$ . La expresión es válida sólo si la densidad de corriente es uniforme y sólo si la superficie del área de la sección transversal  $A$  es perpendicular a la dirección de la corriente. La densidad de corriente es una cantidad vectorial.

Considerando un estado estacionario en el que la partícula ha sido acelerada y alcanza una velocidad promedio constante propicia. Con la velocidad proporcional al campo eléctrico aplicado. Se define como la movilidad  $\mu$  ec. 1- 15 a razón entre velocidad con campo eléctrico.

$$v_d = \mu \vec{E}$$

Ahora podemos expresar a la densidad de corriente en función de la movilidad:

$$J = q\mu_n \vec{E} \quad \text{ec. 1- 16}$$

A la relación que hay entre la carga, movilidad y densidad de carga le llamaremos **conductividad** ( $\sigma = q\mu_n$  o  $\sigma = q\mu_p$ ). La *conductividad eléctrica* es la capacidad de un medio o espacio físico de permitir el paso de la corriente eléctrica a través del mismo. También es definida como la propiedad natural característica de cada cuerpo que representa la facilidad con la que los electrones pueden pasar por él. -Varía con la temperatura-. La conductividad es el inverso de la resistividad ( $\rho = \frac{1}{\sigma}$ ), y sus unidades son S/m (Siemens sobre metro). Por lo tanto, podemos expresar a la densidad de corriente como:

$$J = \sigma \vec{E} \quad \text{ec. 1- 17}$$

Como ya se dijo antes un movimiento de portadores libres en un conductor es una corriente. Este movimiento puede ser causado por un campo eléctrico debido a un voltaje externo aplicado pero la excitación externa puede ser también, térmica u óptica.

Donde  $\sigma$  es la conductividad del material en mhos por metro o siemens por metro. A esta ecuación también se le conoce como ley de Ohm (microscópica).

Ahora, la densidad de corriente neta de portadores debida a la acción del campo eléctrico externo es la suma de huecos y electrones:

$$J = J_n + J_p = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} \quad \text{ec. 1- 18}$$

### Ley de ohm macroscópica

Supongamos que tenemos un medio conductor homogéneo Fig. 1.0.4 de longitud "L" y sección transversal "S". Supongamos que su conductividad es  $\sigma$  y circula por él una corriente I estacionaria debida a un campo eléctrico que produce una diferencia de potencial V entre sus extremos. El campo eléctrico aplicado es

uniforme y su magnitud lo da:

$$\vec{E} = \frac{V}{L}, \quad \vec{J} = \frac{I}{S},$$

$$\vec{E} = \frac{V}{L}, \quad \text{ec.1- 19}$$

Como el conductor tiene sección transversal uniforme tenemos que la:

$$\vec{J} = \frac{I}{S}, \quad \text{ec.1- 20}$$

sustituyendo la ec. 1-20 en la ec. 1-19 obtenemos:

$$\frac{I}{A} = \sigma \vec{E} \Rightarrow \frac{\sigma V}{L}, \quad \text{ec. 1- 21a}$$

$$R = \frac{V}{I} = \frac{L}{\sigma * S} \quad \text{ec. 1-21b (Ley de Ohm macroscópica)}$$

O

$$R = \frac{\rho L}{S} \quad \text{ec. 1- 22}$$

en donde  $\rho = \frac{1}{\sigma}$  es la *resistividad* (*ohm•m*) del material. La ec. 1-22  $R = \frac{\rho L}{S}$  es útil

para determinar la resistencia de cualquier conductor de sección transversal uniforme. Si no es uniforme la sección transversal del conductor, no puede aplicarse la ecuación anterior. Sin embargo, continúa siendo válida la definición básica de resistencia (R) como la razón de diferencia de potencial (V) entre los dos extremos del conductor a la corriente (I) que pasa por el conductor. Por lo

tanto es posible calcular la resistencia de un conductor de sección transversal no uniforme <sup>[23]</sup>:

$$R = \frac{V}{I} = \frac{\int \vec{E} \cdot d\vec{l}}{\int \sigma \vec{E} \cdot d\vec{S}}, \quad \text{ec.1- 23}$$

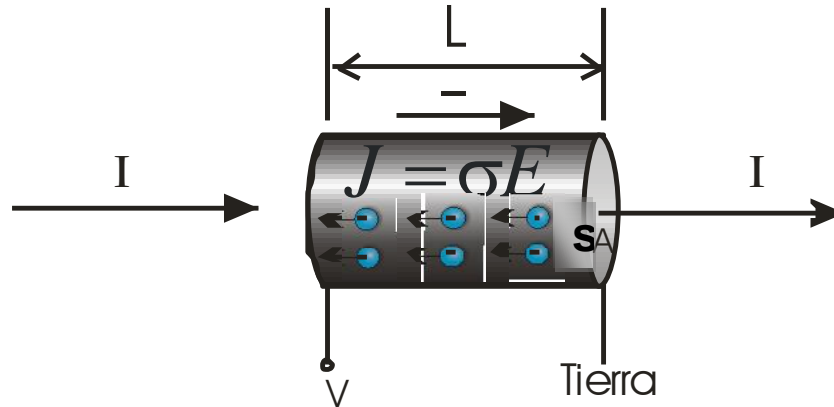


Fig. 1.0.4 Medio conductor homogéneo de longitud L y área transversal S. Por el cual circula una corriente I.

Lo anterior es posible simplificarlo tomando a la resistencia de la muestra ( $R_B$ ) como:

$$R_B = \rho \frac{L}{wth} = \frac{1}{\sigma wth}, \quad \text{ec.1- 24}$$

Donde  $th$  es el espesor de la muestra,  $w$  representa la anchura de la muestra.

Resolviendo para  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{1}{R_B} \frac{L}{wth}, \quad \text{ec.1- 25}$$

Y la expresión de la dependencia de la conductividad con respecto a la energía de activación está dada por:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{-E_a}{kT}} \quad \text{ec.1- 26}$$

Utilizando la ec. 1-26 podemos determinar la  $E_a$  (energía necesaria para superar la banda prohibida). Para poder determinarla usando dicha ecuación se le hacen algunos ajustes:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - E_a \frac{1}{kT} \quad \text{ec.1- 27}$$

Finalmente, la ec. 1-26 la podemos ver como:

ec.1- 28

$$y = mx + b \Rightarrow y = a + bx$$

ec.1- 29

y de esto deducir la  $E_a$  [24].

### Fotoconductividad

La fotoconductividad se define como los cambios en la conductividad del material debido a la generación de portadores móviles por la luz. Al incidir un fotón los portadores móviles se excitan ya sea directo de banda a banda (absorción intrínseca) o desde niveles de impurezas (extrínseca) hacia la banda de valencia o de conducción. Una vez que los electrones se encuentran en la banda de conducción, estos contribuyen al aumento de la conductividad eléctrica del material [25].

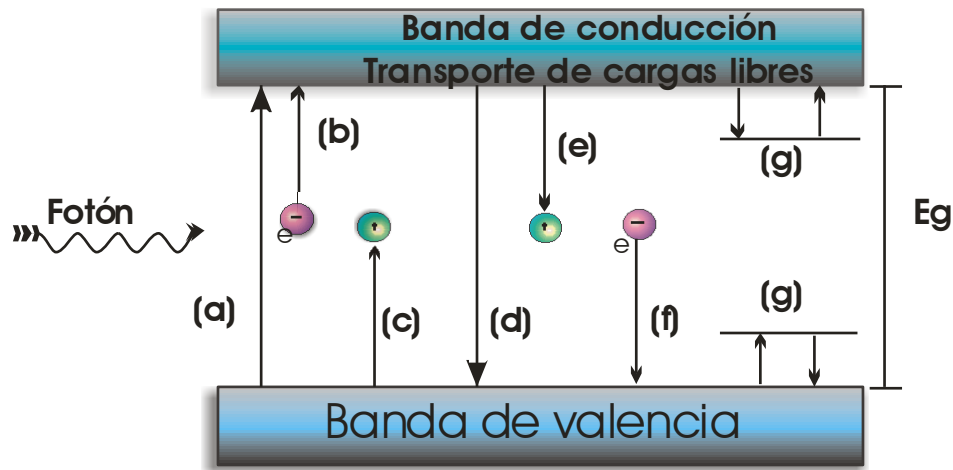


Fig. 1.0.5: Transiciones asociadas con efectos foto-eléctricos en materiales semiconductores. (a) Absorción intrínseca, (b) y (c) absorción extrínseca, (d) recombinación a la banda de valencia (luminiscencia), (e) y (f) recombinación por captura en las impurezas presentes en el material y (g) procesos de atrapamiento (trapping and detrapping) en trampas poco profundas.  $E_g$  energía de la banda prohibida (gap) del material semiconductor.

En el caso que tenemos aporte a la conductividad por parte de electrones y huecos está definida por:

$$\sigma_0 = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad . \quad \text{ec.1- 30}$$

Por lo que la fotoconductividad la podemos definir como los cambios en la conductividad del material debido a la generación de pares electrón-hueco gracias a la incidencia de la luz. La conductividad total puede entonces escribirse como:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma_{ph} \quad . \quad \text{ec.1 -31}$$

donde  $\Delta\sigma_{ph}$  es la fotoconductividad y  $\sigma_0$  la conductividad oscura. Solo uno de los portadores domina en la fotoconductividad y se le conoce como el portador mayoritario, mientras que al otro se le llama portador minoritario.

Cuando se aplica un campo eléctrico  $\mathbf{E}_0$  se puede expresar la densidad de corriente como:

$$j = (\sigma_0 + \Delta\sigma_{ph})E_0 \quad . \quad \text{ec.1- 31}$$

Por lo que la amplitud de fotocorriente se puede expresar de la siguiente manera:

$$\Delta I_L = \Delta\sigma_{ph} E_0 S \quad . \quad \text{ec.1- 32}$$

Siendo S el área transversal a través por la cual fluye la corriente.

### **Semiconductores intrínsecos y extrínsecos**

Los semiconductores *intrínsecos* son materiales en los que el electrón puede pasar de la banda de valencia a la banda de conducción, solo si adquiere una energía igual o mayor a la del gap.

El proceso inverso también se produce de modo que los electrones pueden *caer* desde el estado energético correspondiente a la banda de conducción hacia un hueco en la banda de valencia y en el proceso liberando energía. A este fenómeno, se le denomina recombinación. Sucede que, a una determinada temperatura, las velocidades de creación de pares *e-h* y de recombinación se igualan de modo que la concentración global de electrones y huecos permanece invariable. Siendo "*n*" la concentración de electrones (cargas negativas) y "*p*" la concentración de huecos (cargas positivas), entonces se cumple que:

$$n_i = n = p \quad \text{ec.1- 33}$$

siendo  $n_i$  la **concentración intrínseca** del semiconductor, función exclusiva de la temperatura. Si se somete el cristal a una diferencia de tensión, se producen dos corrientes eléctricas. Por un lado, la debida al movimiento de los electrones libres de la banda de conducción y por otro, la debida al desplazamiento de los

electrones en la banda de valencia, que tenderán a *saltar* a los huecos próximos, originando una **corriente de huecos** en la dirección contraria al campo eléctrico cuya velocidad y magnitud es muy inferior a la de la banda de conducción.

Si a un semiconductor intrínseco, del tipo cuaternario, se le añade un pequeño porcentaje de **impurezas**, es decir, elementos trivalentes o pentavalentes, el semiconductor se denomina *extrínseco* y se dice que está dopado. Evidentemente, las impurezas deberán formar parte de la estructura cristalina sustituyendo al correspondiente átomo. De esta forma el mecanismo por el cual pasan los electrones de la banda de valencia a la de conducción es diferente debido a estas impurezas. Debido a estas impurezas se tienen electrones en niveles intermedios entre la banda de conducción y la banda de valencia. Estos electrones requieren de menos energía para pasar a la banda de conducción.

Es importante recordar que  $n = g \tau$  donde  $g \propto e^{\frac{-E_a}{kT}}$  y  $\sigma = en\mu_n(T)$  para los análisis posteriores,  $g$  es la razón de generación de portadores.

### Efectos térmicos en los portadores y la movilidad

Partiendo de un material de tipo intrínseco analizaremos como cambia la densidad de portadores libres y la movilidad debido a la temperatura. Para el caso de la densidad de electrones libres tenemos:

$$n = N_C e^{\left(\frac{E_C - E_F}{kT}\right)} \quad \text{ec.1- 34}$$

Similarmente, se puede obtener la densidad de huecos en la parte superior de la banda de valencia:

$$p = N_V \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \quad \text{ec.1- 35}$$

Donde  $N_C$  es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción,  $N_V$  es la densidad de estados en la banda de valencia,  $E_C$  es la menor energía en la banda de conducción,  $E_F$  nivel de energía de fermi.

Ahora el cambio de la movilidad de la red debido a la temperatura esta modelado por la siguiente ecuación:

$$\mu_l \propto \frac{1}{m_c^{*2} T^{\frac{3}{2}}} \quad \text{ec.1- 36}$$

donde  $m_c^*$  es la conductividad de la masa efectiva. De esta ecuación podemos ver que la movilidad decrece con la temperatura y con la masa efectiva.

La movilidad de impurezas ionizadas  $\mu_i$  puede ser descrita en forma resumida por:

$$\mu_i \propto \frac{T^{3/2}}{N_i m^{*1/2}} \quad \text{ec.1- 37}$$

Donde  $N_i$  es la densidad de impurezas ionizadas. Se espera que la movilidad disminuya con la masa efectiva pero que incremente con la temperatura por que los portadores con una mayor velocidad térmica son menos desviados por la dispersión de Coulomb. La movilidad se incrementa en proporción  $T^{-n}$  (donde “n” es un numero cualquiera), cuando la dispersión es dominante con:  $1.5 \leq n \leq 2.5$ .

Note que la dependencia –común de los dos casos– de esparcimiento en la masa efectiva son opuestos a la dependencia en temperatura con respecto a la movilidad. La combinación de las movilidades está dada por la regla de Matthiessen<sup>[26]</sup>:

$$\mu = \left( \frac{1}{\mu_l} + \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1} \quad \text{ec.1- 38}$$

## Características de cristales y polímeros

### Cristales

Existen infinidad de tipos de cristales semiconductores el más conocido es el Sí, el cual se puede encontrar en tres estados cristalinos:

- Monocristalino
- Policristalino
- Amorfo

El silicio puede o no estar dopado para su utilización como semiconductor.

Otro cristal semiconductor es el Germanio el cual tiene una estructura cristalina Cúbica. Es un elemento semimetálico cristalino, duro, brillante, de color blanco grisáceo. Pertenece al grupo 14 (IVA) de la tabla periódica.

Para este trabajo los cristales de interés es el **Arseniuro de Galio** (GaAs). El arseniuro de galio es un compuesto de galio y arsénico. Es un importante semiconductor y se usa para fabricar dispositivos como circuitos integrados para frecuencias de microondas, diodos de emisión infrarroja, diodos láser y células fotovoltaicas. Sus características principales están en la tabla 1<sup>[27]</sup> y la forma del cristal se muestra en la Fig. 1.6.

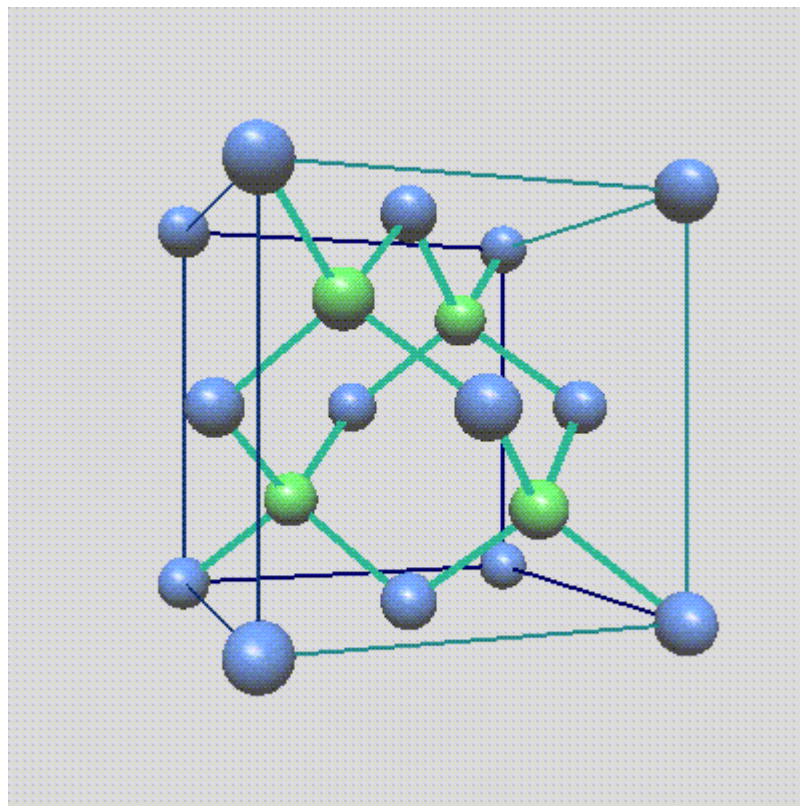


Fig. 1.6 Estructura cristalina del GaAs:  
cúbica Zinc blenda

<b>Arseniuro de Galio (GaAs)</b>	
<b>Características Generales</b>	
Nombre	Arseniuro de Galio
Formula química	GaAs
Masa molar	144.645 g/mol
Apariencia	Cristales cúbicos grises
<b>Propiedades</b>	
Ancho de banda prohibida a 300° K	1.424 eV
Masa efectiva del electrón	0.067 $m_e$
Masa efectiva Light hole	0.082 $m_e$
Masa efectiva Heavy hole	0.45 $m_e$
Movilidad del electrón a 300° K	9200 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
Movilidad del hueco a 300° K	400 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
Atoms/ $\text{cm}^3$	$2.21 \times 10^{22}$
Campo aplicado para ruptura	$4 \times 10^5$ (V/cm)
Densidad	5.32 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )
Constante dieléctrica	10.9
Densidad efectiva de estados en la banda de conducción	$4.7 \times 10^{17}$ ( $N_c(1/\text{cm}^3)$ )
Densidad efectiva de estados en la banda de valencia	$7.0 \times 10^{18}$ ( $N_v(\text{cm}^{-3})$ )
Afinidad electrónica	4.07 x(V)
Energía del Gap a 300°K	1.43 (eV)
Atomic Weight	144.63
Masa efectiva $m^*/m_0$ (masa libre del electrón) Electrones, huecos	0.068                      0.12,0.5 ( )
<b>Estructura</b>	
Estructura cristalina	Cúbica (Zinc Blenda)

Tabla 0.1 de especificaciones del GaAs

## Polímeros

Los **Polímeros Semiconductores** actúan de manera similar a los semiconductores dopados con silicio o germanio. Su conductividad se encuentra en el rango intermedio entre los aislantes y los conductores.

La semiconducción en polímeros es un efecto debido a la deslocalización de electrones  $\pi$  en una secuencia alternante de enlaces sencillos y dobles, por ejemplo ver Fig. 1.7:

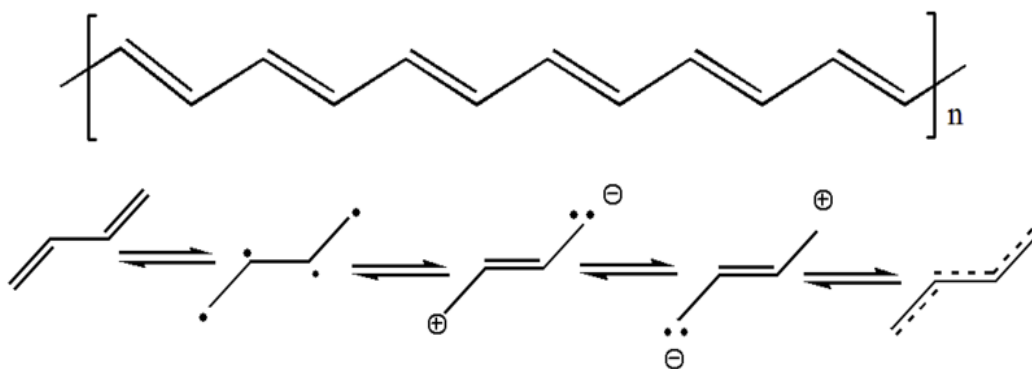


Fig. 1.7 Polímero semiconductor

Los polímeros que naturalmente son aislantes, gracias a la interacción de enlaces alternantes sencillos y dobles se crea un espacio entre las bandas "Homo" y "Lumo", es decir, entre la banda de valencia y de conducción.

## Efecto de fuerza foto electro motriz (F-FEM) y su aplicación para caracterización de materiales.

### Efecto Fotorrefractivo

Un elemento clave para el presente trabajo es el concepto de rejilla de carga espacial. Este concepto fue intensamente desarrollado y estudiado en el área de materiales fotorrefractivos <sup>[28]</sup>. Es por eso que a continuación usaremos las herramientas utilizadas en el estudio de materiales fotorrefractivos, en particular, el conjunto de ecuaciones de Kukhtarev.

Cabe mencionar que el efecto fotorrefractivo consiste en dos procesos principales.

Uno de ellos es el proceso de generación, transporte y atrapamiento de carga y como consecuencia formación de distribución de campo de carga espacial. El segundo, es la transformación de distribución del campo en distribución de índice de refracción debido al efecto electroóptico.

El modelo microscópico más sencillo para describir el proceso de formación de la rejilla de campo espacial consiste en un fotoconductor monopolar con un solo nivel de donadores, que también actúa como nivel de recombinación (Fig. 1.8) [29].

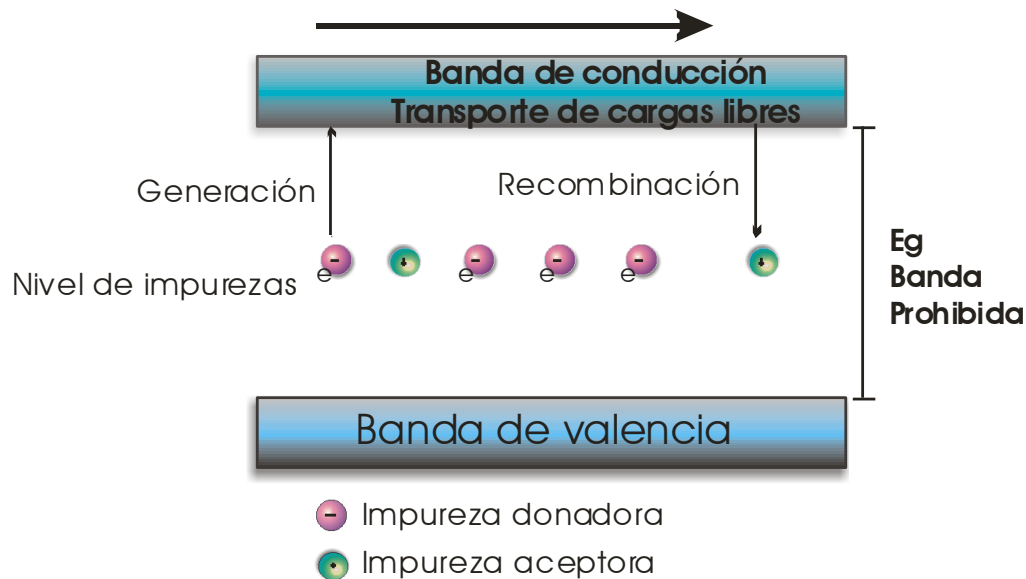


Fig. 1.8 Modelo de bandas de energías para un fotoconductor monopolar con un solo centro de recombinación.

Las impurezas al ser ionizadas por la absorción de fotones generan electrones libres en la banda de conducción. La razón de generación de portadores en caso de absorción débil ( $\alpha \ll 1$ ) está dada por  $g(x) = \frac{\eta \alpha I(x)}{\hbar \omega}$  donde  $\eta$  es la eficiencia cuántica de fotoexcitación,  $I(x)$  es la intensidad de iluminación,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción óptico y  $\hbar \omega$  es la energía del fotón incidente.

A continuación, usaremos las siguientes suposiciones:

a) Despreciamos absorción -lo cual nos permite considerar el problema en 1-D-.

b) Despreciamos conductividad oscura.

c) No existe saturación de impurezas -aceptores o donadores-, condición de cuasi-neutralidad.

El transporte de carga a través del material, origina una distribución de campo eléctrico de carga espacial. Este transporte de carga está dado por tres mecanismos: difusión, deriva y efecto fotovoltaico. Este último, no está presente en nuestro material así que no se considerará. Por lo que respecta al mecanismo de difusión, éste es originado por el gradiente de portadores de carga libre. El mecanismo de deriva surge por la presencia de un campo eléctrico aplicado. Así la ecuación que describe la densidad de corriente es:

$$j(x) = q\mu n(x)E(x) + qD \frac{\partial n(x)}{\partial x}, \quad \text{ec.1- 39}$$

La carga atrapada, en los niveles de impurezas crea la distribución del campo espacial, como lo define la ecuación de Poisson:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{ec.1- 40}$$

Donde  $\rho(x) = N^+ - n(x)$ ,  $N^+$  concentración de donadores ionizados.

Las ecuaciones de Poisson, continuidad, balance y densidad de corriente fueron propuestas por Kukhtarev <sup>[30]</sup>, para describir la formación de rejillas de campo espacial en materiales fotorrefractivos.

Formación de rejillas de campo eléctrico de carga espacial

Consideramos un material fotorrefractivo iluminado por un patrón de interferencia formado por dos haces coherentes que inciden sobre la superficie con un ángulo  $\theta$  entre ellos, como se observa en la Fig. 1.9. La distribución de intensidad está dada por:

$$I(x) = I_0 \left( 1 + m \cos(\vec{K}x) \right) \quad \text{ec.1- 41}$$

aquí  $m$  es el contraste de las franjas del patrón de interferencia,  $\vec{K}$  es el vector de onda de la rejilla de interferencia, cuya magnitud está relacionada con el periodo espacial  $\Lambda$ .

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad \text{ec.1- 42}$$

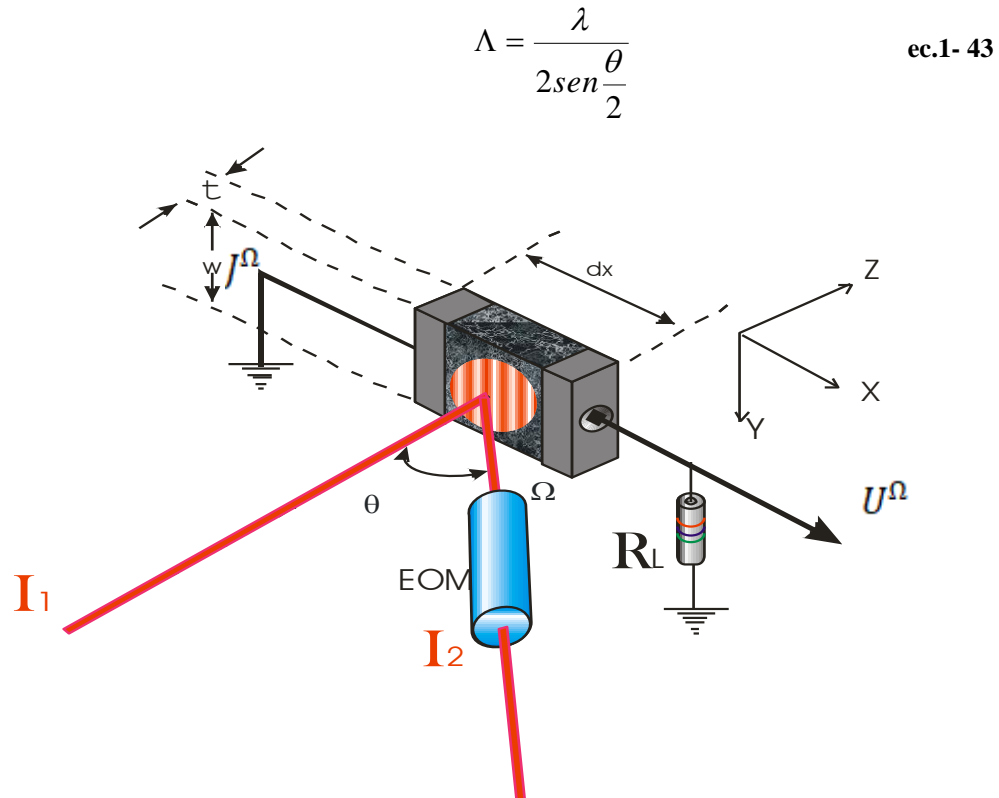


Fig. 1.9 Material fotorrefractivo iluminado por un patrón de interferencia sinusoidal, producido por dos haces coherentes.

Para obtener la expresión que nos permita describir el comportamiento del campo eléctrico de carga espacial, necesitamos resolver el conjunto de ecuaciones de Kukhtarev, presentado anteriormente. Este conjunto no tiene solución analítica en general. Sin embargo, se resuelve bajo aproximación lineal o contraste bajo  $-1 \ll m$ . Esta aproximación nos permite reescribir todas las variables en sus representaciones complejas considerando solo el primer armónico [31]:

$$n(x) = n_0 \left( 1 + \frac{ae^{iKx}}{2} + \frac{a^* e^{-iKx}}{2} \right) \quad \text{ec. 1- 44}$$

$$g(x) = g_0 \left( 1 + \frac{me^{iKx}}{2} + \frac{m^* e^{-iKx}}{2} \right) \quad \text{ec. 1- 45}$$

$$p(x) = \left( \frac{pe^{iKx}}{2} + \frac{p^* e^{-iKx}}{2} \right) \quad \text{ec. 0-46}$$

$$E(x) = E_0 + E_{sc}(x) = E_0 + \frac{E_{sc}e^{iKx}}{2} + \frac{E_{sc}^*e^{-iKx}}{2} \quad \text{ec. 0-47}$$

$$j(x) = j_0 + \frac{j_{sc}e^{iKx}}{2} + \frac{j_{sc}^*e^{-iKx}}{2} \quad \text{ec. 1- 48}$$

donde  $E_{sc}$  es amplitud compleja de la rejilla de campo eléctrico,  $j_{sc}$  es amplitud compleja de la densidad de corriente,  $j_0$  es la densidad de corriente promedio y  $a = \frac{n_1}{n_0}$  es la profundidad de modulación de concentración de electrones en la banda de conducción, con  $n_1$  siendo la amplitud compleja del primer armónico de la densidad de electrones.

Podemos simplificar la resolución si suponemos la condición de distribución cuasi-estacionaria de la concentración de electrones en la banda de conducción, lo que involucra que se cumpla:

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} \ll \frac{n(x)}{\tau} \quad \text{ec. 1- 49}$$

Por lo que podemos escribir la ecuación de balance de densidad de fotoelectrones como:

$$g(x) - \frac{n(x)}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial j(x)}{\partial x} = 0 \quad \text{ec. 0-50}$$

Rescribiendo las ecuaciones básicas en términos de amplitudes complejas, obtenemos un sistema de ecuaciones algebraicas:

$$mg_0 - \frac{n_l}{\tau} + \frac{iKj_{sc}}{e} = 0 \quad \text{ec. 1- 51}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -iKj_{sc} \quad \text{ec. 1- 52}$$

$$j_{sc} = e\mu(n_0E_{sc} + n_lE_0) + iKeDn_l \quad \text{ec. 1- 53}$$

$$iKE_{sc} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{ec. 1- 54}$$

Combinando las ecuaciones de densidad de corriente ec. 1-53 y ecuación de balance ec. 1-51 se encuentra la expresión para modulación de electrones en la banda de conducción.

$$a = \frac{n_1}{n_0} = \frac{m + iK\mu\tau E_{SC}}{1 + K^2 L_D^2 - iKL_0} \quad \text{ec. 1- 55}$$

Donde

$$E_D = \frac{KD}{\mu} = \frac{Kk_B T}{e} \quad \text{ec. 1- 56}$$

Aquí D es el coeficiente de difusión,  $k_B$  constante de Boltzmann,  $E_D$  el campo de difusión. Por último, para encontrar la expresión que define el campo espacial de carga sustituimos la ecuación de continuidad ec. 1-52, en la ecuación de Poisson ec. 1-54 y considerando las expresiones de densidad de corriente ec. 1-53 y la expresión de modulación electrónica ec. 1-55, obtenemos:

$$\frac{\partial E_{SC}}{\partial t} = -\frac{m(iE_D + E_0) + E_{SC}}{\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2 - iKL_0)} \quad \text{ec. 1- 57}$$

En condiciones estacionarias  $\left(\frac{\partial E_{SC}}{\partial t} = 0\right)$ , la magnitud del campo de carga espacial es:

$$E_{SC} = -m(iE_D + E_0) \quad \text{ec. 1-58}$$

Conociendo el proceso de formación de rejilla de campo eléctrico, podemos trasladar estos conceptos para describir teóricamente el comportamiento de la Fuerza Foto-Electromotriz.

### **Efecto De Fuerza Foto- Electromotriz No Estacionaria (F-FEM)**

Consideramos un fotoconductor conectado en corto circuito. Siendo, difusión el mecanismo predominante. En condiciones estacionarias, la ecuación de continuidad (1-52) adquiere la forma siguiente:

$$\frac{\partial j(x)}{\partial x} = 0 \quad \text{ec. 1- 59}$$

Lo que indica que la corriente debe ser constante a través del conductor. Aplicando esta consideración a la ecuación de densidad de corriente, podemos obtener el valor de  $E_{sc}(x)$  en estado estacionario, el cual está dado por la siguiente expresión:

$$E_{sc}(x) = \frac{j(x)}{e\mu n(x)} - \frac{D}{\mu} \frac{\partial \ln(x)}{\partial x} \quad \text{ec. 1- 60}$$

Para conocer el campo eléctrico espacial de carga espacial en todo el volumen, integramos alrededor de la trayectoria cerrada de 0 a L. Debido a la naturaleza potencial del campo eléctrico al integrar  $\int_0^L E_{sc} dx = 0$ . nos da:

$$\int_0^L \frac{j}{e\mu n(x)} dx - \frac{D}{\mu} [\ln n(L) - \ln n(0)] = 0 \quad \text{ec. 1- 61}$$

Ya que la muestra se encuentra en corto circuito  $\ln n(L) - \ln n(0) = 0$ , el único término distinto de cero es:

$$\int_0^L \frac{j}{e\mu n(x)} dx = 0 \quad \text{ec. 1- 62}$$

Esta ecuación se cumple, cuando  $j=0$ , por lo tanto, no existe fuerza electromotriz en estado estacionario.

Este fenómeno se puede entender, si utilizamos el esquema de la figura 1.10:

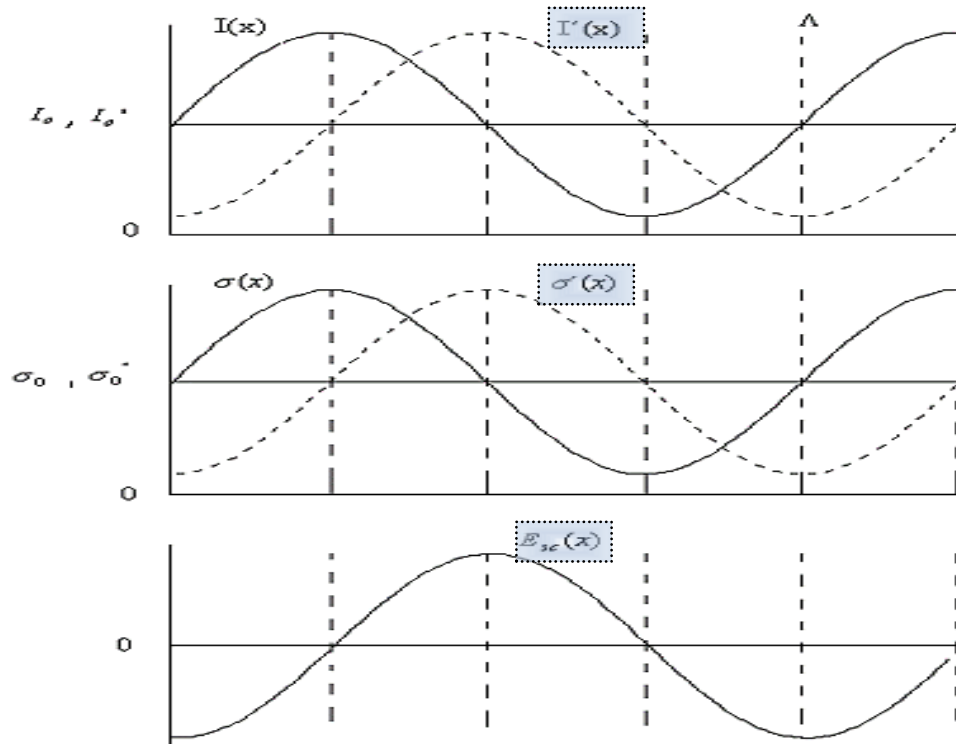


Fig. 1.10 Distribución espacial del patrón de intensidad  $I(x)$ , de la fotoconductividad  $\sigma_{ph}(x)$ , y del campo eléctrico de carga espacial  $E_{sc}(x)$  generado en estado estacionario.  $I'(x)$  y  $\sigma'(x)$  son las distribuciones de intensidad y fotoconductividad al ser desplazado el patrón de interferencia un cuarto del periodo espacial a la derecha. Esta vez el máximo de  $\sigma_0$  coincide con máximo de  $E_{sc}$  lo cual resulta en un pulso de corriente.

Como se puede observar en esta gráfica, en el estado estacionario la distribución de campo está desplazada un cuarto del periodo respecto de la distribución de  $\sigma_0$  por lo que la corriente promedio es cero a lo largo de la muestra. Sin embargo, cuando el patrón de interferencia es desplazado un cuarto del periodo hacia la izquierda o derecha de su posición de equilibrio, la señal de fotocorriente es diferente de cero (ver Fig. 1.10).

## Formación del efecto F-FEM en fotoconductores monopolares y bipolares.

### Fotoconductor monopolar

Consideremos el caso no estacionario, un fotoconductor iluminado por un patrón de interferencia que oscila a frecuencia  $\Omega$  y amplitud de modulación  $\Delta$ , como muestra la Fig. 1.9. La expresión que describe la amplitud compleja de modulación del contraste es:

$$m(t) = me^{[i\Delta\cos(\Omega t)]} \quad \text{ec. 1- 63}$$

Al oscilar el patrón de interferencia se genera, corriente de difusión, de deriva y de desplazamiento producida por variaciones locales del campo de carga espacial. Por lo tanto, la expresión para densidad de corriente total a través de la sección transversal del material fotoconductor es:

$$j(x, t) = e\mu n(x, t)E_{SC}(x, t) + eD \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{SC}(x, t)}{\partial t} \quad \text{ec. 1- 64}$$

Para obtener corriente macroscópica integramos la ec.1.64 entre los electrodos, con límites entre 0 y L. Hemos visto que el segundo y tercer término de la derecha se anulan. Por lo tanto, la corriente total a través de la muestra es la corriente de deriva producida por el primer término.

$$j(t) = \frac{1}{L} \int_0^L e\mu n(x, t)E_{SC}(x, t)dx \quad \text{ec. 1- 65}$$

Ahora, considerando la parte lineal de la profundidad de modulación del contraste  $1 \ll \Delta$ , obtenemos:

$$m(t) = me^{(i\Delta\cos(\Omega t))} \cong m[1 + \Delta i \cos(\Omega t)] \cong m \left[ 1 + \frac{i\Delta e^{i\Omega t}}{2} + \frac{i\Delta e^{-i\Omega t}}{2} \right] \quad \text{ec.1- 66}$$

Al sustituir la ecuación (1-66) en (1-57) obtenemos los componentes armónicos cero y uno del campo eléctrico.

$$E_{SC}^0 \cong -m(iE_D + E_0) \quad \text{ec. 1- 67}$$

$$E_{SC}^\Omega \cong -im\Delta(iE_D + E_0) \frac{1}{1 + i\Omega\tau_d(1 + K^2L_D^2 - iKL_0)} \quad \text{ec. 1- 68}$$

$$E_{SC}^{-\Omega} \cong E_{SC}^{\Omega}(-\Omega) \quad \text{ec. 1- 69}$$

Sustituyendo las ecuaciones (1-67-1-69) en la ecuación (1-55), encontramos los componentes armónicos 0 y 1 de concentración de portadores.

$$n_1^0 = mn_0 \quad \text{ec. 1- 70}$$

$$n_1^{\Omega} = \frac{n_0(im\Delta + iK\mu\tau E_{SC}^{\Omega})}{1 + K^2 L_D^2 - iKL_0} \quad \text{ec. 1- 71}$$

$$n_1^{-\Omega} = n_1^{\Omega}(-\Omega) \quad \text{ec. 1- 72}$$

Sustituyendo las ecuaciones (1-67 a 1.69) y (1-70 a 1-72) en (1-65) obtenemos la corriente generada por el efecto foto-FEM a través de la muestra cortocircuitada.

$$j^{\Omega} = \frac{\Delta m^2}{4} \sigma_0 \left[ \frac{2iE_0 - \Omega\tau_{di}(iE_D + E_0)}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2 + iKL_0)} - \frac{2iE_0 + \Omega\tau_{di}(iE_D - E_0)}{1 + i\Omega\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2 + iKL_0)} \right] \quad \text{ec. 1- 73}$$

### CASO BIPOLAR

En estos modelos teóricos, al obtener la amplitud del campo eléctrico de carga espacial, involucra ambos tipos de portadores en la solución de las ecuaciones de Kukhtarev. Tal como se ha hecho en el artículo de la referencia [32]. Consideremos que uno de los portadores (electrones), tiene el tiempo de vida finito, por lo tanto, no se desprecia la derivada temporal en la ecuación de balance. En cambio, asumimos que el tiempo de vida de huecos es corto. Así las ecuaciones de balance para ambos portadores son las siguientes<sup>33</sup>:

$$0 = g_h(x) - \frac{p(x)}{\tau_h} - \frac{1}{e} \frac{\partial j_h(x)}{\partial x} \quad \text{ec. 1- 74}$$

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = g_e(x) - \frac{n(x)}{\tau_e} - \frac{1}{e} \frac{\partial j_e(x)}{\partial x} \quad \text{ec. 1- 75}$$

donde  $\frac{p(x)}{\tau_h}$  la razón de recombinación de huecos,  $\frac{n(x)}{\tau_e}$  la razón de recombinación de electrones,  $\tau_h$  el tiempo de recombinación de huecos en la

banda de conducción ( $\tau_e$  para electrón) y  $j_h(x)$  es la densidad de corriente de huecos ( $j_e(x)$  de electrones). Los resultados más importantes que se derivan de éste análisis teórico son los siguientes:

La expresión general de la corriente del efecto F-FEM para un fotoconductor bipolar sin campo eléctrico externo es:

$$j^\Omega = \frac{\Delta m^2}{2} E_D \sigma_\Sigma \frac{-i\Omega[\tau_{cg} 2\gamma(1-\gamma)P_1(K) + \tau_{sc}(2\gamma-1)P_2(K)] + \frac{\Omega^2 \tau_{sc} \tau_e (1-\gamma)(2\gamma-1)P_3(K)}{(1+K^2 L_{De}^2)}}{1 + i\Omega(\tau_{sc} + \tau_{cg}) - \frac{\Omega^2 \tau_{sc} \tau_e}{(1+K^2 L_{De}^2)}}$$

ec. 1- 76

donde  $\tau_{di}$  involucra una conductividad de ambos portadores  $\sigma_\Sigma$ ,  $L_{De}$  es la longitud de difusión del electrón,  $L_{Dh}$  es la longitud de difusión de huecos,  $\sigma_\Sigma = (\sigma_e + \sigma_h)$  es la conductividad total, formada por la conductividad de electrones y huecos respectivamente;  $\gamma = \frac{\sigma_e}{\sigma_\Sigma}$ , y  $(1-\gamma) = \frac{\sigma_h}{\sigma_\Sigma}$  son las conductividades relativas asociadas con electrones y huecos respectivamente.

Suponiendo razones de generación iguales  $g_e = g_h$ . Las constantes numéricas son:

$$\Gamma_1 = \frac{e(g_h - g_e)(\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h)}{(\sigma_h - \sigma_e)} = 0 \quad \text{ec. 1- 80}$$

$$\Gamma_2 = \frac{e(g_e + g_h)(\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h)}{(\sigma_e + \sigma_h)} = 2 \quad \text{ec. 1- 80}$$

$$\Gamma_3 = \frac{e g_e (\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h)}{(\sigma_e + \sigma_h)} = 1 \quad \text{ec. 1- 80}$$

$$\Gamma_4 = \frac{e(g_h - g_e)(\mu_e \tau_e + \mu_h \tau_h)}{(\sigma_e + \sigma_h)} = 0 \quad \text{ec. 1- 80}$$

El tiempo característico de formación de la rejilla de carga espacial es:

$$\tau_{sc} = \tau_{di} \frac{(1+K^2 L_{De}^2)(1+K^2 L_{Dh}^2)}{1+K^2 L_{DA}^2 \Gamma_2} = \tau_{di} \frac{(1+K^2 L_{De}^2)(1+K^2 L_{Dh}^2)}{1+2K^2 L_{DA}^2} \quad \text{ec. 1- 81}$$

El tiempo característico de formación de rejilla de conductividad es:

$$\tau_{cg} = \tau_e \frac{1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_3}{1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_2} = \tau_e \frac{1 + K^2 L_{DA}^2}{1 + 2K^2 L_{DA}^2}$$

La longitud de difusión ambipolar  $L_{DA}$  está relacionada con las longitudes de difusión de ambos portadores por:

$$\frac{1}{L_{DA}^2} = \frac{1}{L_{De}^2} + \frac{1}{L_{Dh}^2} \quad \text{ec. 1- 83}$$

Los coeficientes numéricos son los que a continuación se presentan:

$$P_1(K) = \frac{1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_4}{(1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_2)(1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_3)} = \frac{1}{(1 + 2K^2 L_{DA}^2)(1 + K^2 L_{DA}^2)} \quad \text{ec. 1- 86}$$

$$P_2(K) = \frac{1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_1}{(1 + K^2 L_{De}^2)(1 + K^2 L_{Dh}^2)} = \frac{1}{(1 + K^2 L_{De}^2)(1 + K^2 L_{Dh}^2)} \quad \text{ec. 1- 86}$$

$$P_3(K) = \frac{1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_1}{(1 + K^2 L_{Dh}^2)(1 + K^2 L_{DA}^2 \Gamma_2)} = \frac{1}{(1 + K^2 L_{Dh}^2)(1 + 2K^2 L_{DA}^2)} \quad \text{ec. 1- 86}$$

Note que a partir de la ecuación (1-76) se pueden encontrar parámetros del fotoconductor, como signo de portador dominante, la contribución relativa de ambos portadores, longitud de difusión de huecos y de electrones, tiempo de recombinación de huecos o electrones. Este proceso es por medio del análisis de dependencias de la corriente del efecto F-FEM en la muestra en función de frecuencias espaciales, de campo externo aplicado y frecuencias temporales entre las principales.

De la ecuación, (1-76) analizando la respuesta en función de la frecuencia de modulación y restringiéndonos al caso donde  $\tau_e \gg \tau_{di}$  (régimen de tiempo de vida) y  $(KL_{De,h} \ll 1)$ , encontramos que tenemos dos frecuencias características dadas por:

$$\Omega_{c1} \approx \frac{1}{\tau_e} \quad \text{ec. 1- 87}$$

$$\Omega_{c2} \approx \frac{1}{\tau_{di}} \quad \text{ec. 1- 88}$$

El rango característico de estas dependencias es la presencia de dos mesetas a partir de las frecuencias de corte  $\Omega_{c1}$  y  $\Omega_{c2}$ . La amplitud de mesetas

depende de la contribución relativa de portadores, tal como se observa en la Fig. 1.11.

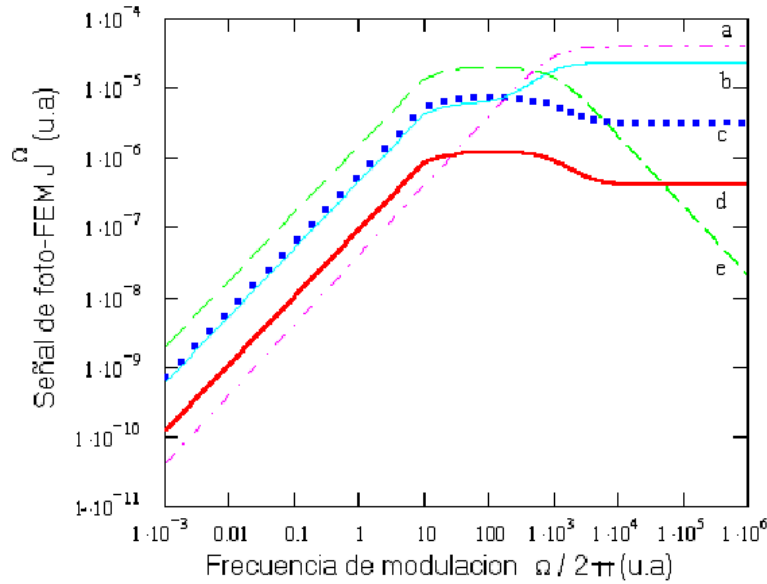


Fig. 1.11 Dependencia teórica de la amplitud de la corriente F-FEM en función de la frecuencia de modulación para diferentes razones de fotoconductividad.  $g_e = g_h; KL_{D_{e,h}} > 1; \tau_e = 100\tau_{di}; \frac{\sigma_h}{\sigma_e}$ : A)1, b) 0.8, c)

Las curvas teóricas presentadas ayudan a estimar la contribución de los portadores en la fotoconductividad.

Para analizar la dependencia de corriente F-FEM en función de frecuencia espacial K, consideremos los siguientes casos límite:

Régimen de relajación dieléctrica,  $\tau_{di}^{-1} \ll \Omega \ll \tau^{-1}$ .

Régimen de tiempo de vida,  $\tau^{-1} \ll \Omega \ll \tau_{di}^{-1}$ .

Frecuencias de operación altas,  $\Omega \gg \tau_{di}^{-1}, \tau^{-1}$ .

**Caso 1. Fotoconductor en el régimen de relajación dieléctrica**

$$(\tau_e, \tau_h \rightarrow 0).$$

En el régimen de relajación dieléctrica los tiempos de vida son más pequeños que cualquier otro tiempo característico. Además, suponemos que frecuencias de operación son altas, i.e. arriba del inverso del tiempo de relajación

dieléctrica ( $\Omega\tau_{di} \gg 1$ ). La expresión resultante para el caso de fotoconductor bipolar es:

$$j^{\Omega} = -\frac{\Delta m^2 k_B T}{2 e} \sigma_{\Sigma} (2\gamma - 1) \frac{K}{(1 + K^2 L_{De}^2)(1 + K^2 L_{Dh}^2)} \quad \text{ec. 1- 89}$$

Para frecuencias espaciales bajas ( $KL_{De,h} \ll 1$ )

$$j_{bipolar}^{\Omega} = j_{monopolar}^{\Omega} \cdot \Psi \dots \rightarrow \Psi \propto (2\gamma - 1) \quad \text{ec. 1- 90}$$

donde  $\psi < 1$ , por lo tanto, la amplitud de la señal F-FEM en un fotoconductor bipolar en ausencia del campo es menor que en el fotoconductor monopolar, debido a la competencia entre portadores. Esto permite evaluar la contribución relativa de electrones y huecos en fotoconductividad midiendo el valor absoluto de la señal.

Además, es posible encontrar longitudes de difusión de huecos y electrones, como se muestra en la Fig. 1.12. Analizando esta curva, comprobamos a bajas frecuencias espaciales un crecimiento lineal y después un máximo, que corresponde al inverso de longitud de difusión del portador mayoritario, a partir del máximo, la señal decae como  $K^{-1}$ , hasta llegar a un punto característico que corresponde a longitud de difusión del portador minoritario, seguido por decaimiento como  $K^{-3}$ . Frecuencia espacial  $K L_{De}$ .

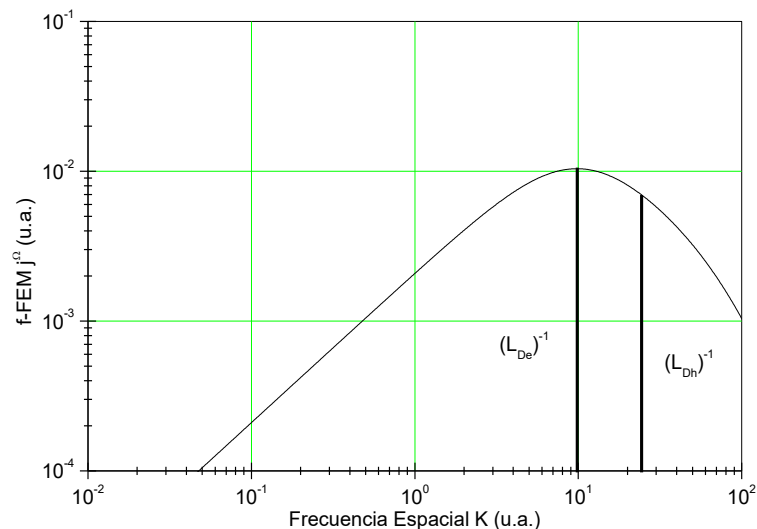


Fig. 1.12 Dependencia teórica de la amplitud de la señal de F-FEM sobre frecuencias espaciales para razones de generación iguales ( $g_e=g_h$ ),  $\tau_e \rightarrow 0, \Omega\tau_{di} \gg 1$ .

**Caso 2. Fotoconductor en el régimen de tiempo de vida ( $\tau_{di} \rightarrow 0$ ).**

Considerando un tiempo de relajación dieléctrica más pequeño que cualquier otro tiempo característico ( $\tau_{di} \rightarrow 0$ ) y frecuencias de operación altas (por arriba de primera frecuencia característica ( $\Omega\tau_e \gg 1$ )), obtenemos la expresión de la densidad de corriente:

$$j^\Omega = -\Delta m^2 \frac{k_B T}{e} \sigma_\Sigma \gamma (1 - \gamma) \left( \frac{K}{(1 + 2K^2 L_{DA}^2)(1 + K^2 L_{DA}^2)} \right) \quad \text{ec. 1- 91}$$

Podemos encontrar longitud de difusión ambipolar, al evaluar la amplitud de la densidad de corriente del efecto F-FEM en función de frecuencias espaciales. La dependencia que describe este modelo se muestra en la Fig. 1.13.

Si uno de los portadores predomina entonces la longitud de difusión ambipolar, se aproxima a la longitud de difusión del portador minoritario. En el caso de *Si-a* éste portador son huecos. Observamos un crecimiento lineal a bajas frecuencias espaciales. Alcanza un máximo y una posterior caída como  $K^{-3}$ .

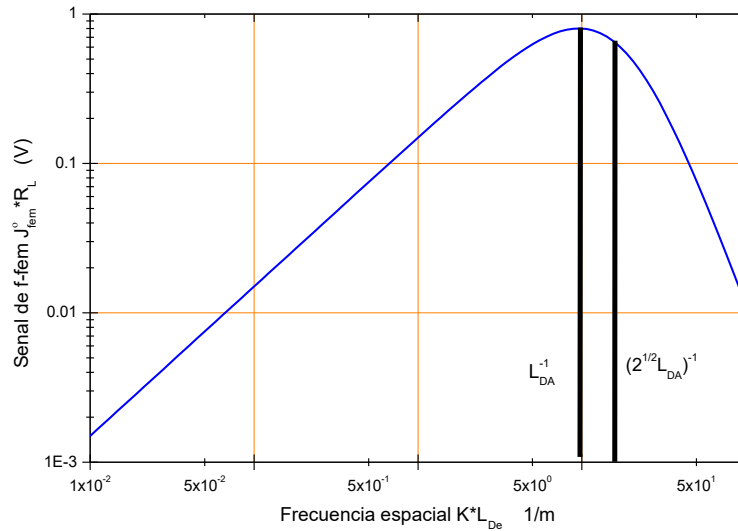


Fig. 1.13 Dependencia teórica de la amplitud de la señal de F-FEM sobre frecuencias espaciales para razones de generación iguales ( $g_e=g_h$ ),  $\tau_{di} \rightarrow 0, \Omega\tau_e \gg 1$ .

**Caso 3 Frecuencia de operación alta ( $\Omega \gg \tau_e^{-1}, \tau_{di}^{-1}$ ).**

Restringiendo nuestra operación en frecuencias de modulación por arriba de los puntos característicos, es decir  $\Omega \tau_e \gg 1$  y  $\Omega \tau_{di} \gg 1$ , con esto el modelo teórico de la corriente de F-FEM en el fotoconductor bipolar presenta la siguiente amplitud:

$$j^\Omega = -\frac{\Delta m^2}{2} \frac{k_B T}{e} \sigma_\Sigma (2\gamma - 1)(1 - \gamma) \frac{K}{(1 + K^2 L_{Dh}^2)(1 + 2K^2 L_{DA}^2)} \quad \text{ec. 1- 92}$$

De esta ecuación se puede evaluar longitudes de difusión de portadores rápidos, electrones, huecos y longitud de difusión ambipolar, estas representan puntos sobre la curva teórica que describe esta ecuación (Fig. 1.14). Observando que la señal comienza a crecer hasta alcanzar un máximo y decae como  $K^{-3}$ . Además, observamos que si la contribución a la fotoconductividad es semejante para ambos portadores la señal tiende a cero.

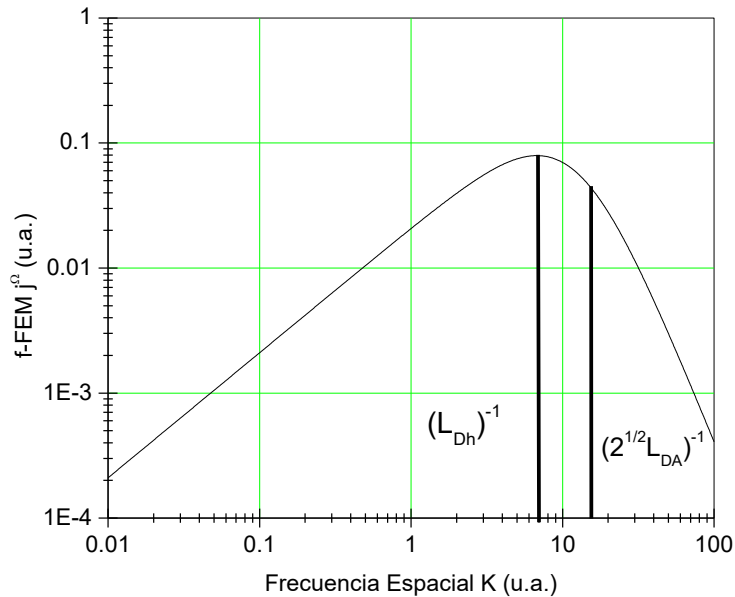


Fig. 1.14 Dependencia teórica de la amplitud de la señal de F-FEM sobre frecuencias espaciales para razones de generación iguales ( $g_e = g_h$ ),  $\Omega \tau_{di} \gg 1$ ,  $\Omega \tau_e \gg 1$ .

A continuación presento la familia de curvas de la señal F-FEM contra K

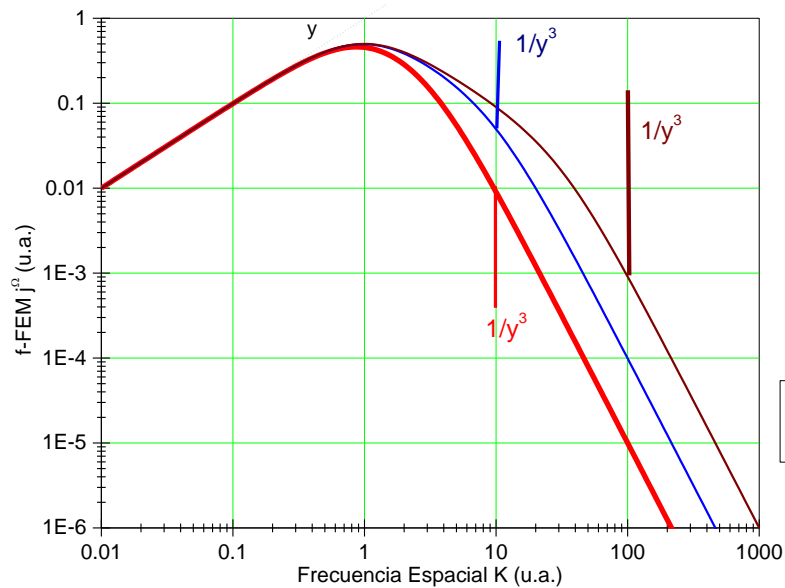


Fig. 1.15 Familia de curvas de la señal F-FEM contra K

### **Antecedentes de aplicación del efecto F-FEM para caracterización de materiales en medios no cristalinos.**

El efecto F-FEM ha sido utilizado ampliamente en la caracterización de diferentes materiales usando fotodetectores.

Basándose en el modelo del efecto de la F-FEM no estacionaria para un fotoconductor bipolar con relajación de fotoconductividad es posible analizar dependencias teóricas de la señal de F-FEM en función del campo externo aplicado, frecuencias de modulación y frecuencias espaciales. A partir de estas

dependencias se han desarrollado procedimientos para determinar los productos  $\mu\tau$  de los portadores en el régimen de “relajación dieléctrica”  $\tau_{di}^{-1} \ll \Omega \ll \tau_{ph}^{-1}$ , régimen de “tiempo de vida”  $\tau_{ph}^{-1} \ll \Omega \ll \tau_{di}^{-1}$  y régimen de frecuencias altas  $\Omega \gg \tau_{ph}^{-1}$ ,  $\tau_{di}^{-1}$ . Las longitudes de difusión también pueden ser evaluadas a partir de estos datos. También es posible determinar las condiciones óptimas de operación del sistema.

Todo esto para muestras de silicio amorfo hidrogenado por medio del efecto de Fuerza Foto-Electromotriz no estacionaria. Usando lo mencionado anteriormente, se determinó el tiempo de respuesta de la componente de fotoconductividad que corresponde a los electrones  $\tau_{ph} \approx 25$  ms. El tiempo de relajación dieléctrica  $\tau_{di} \approx 17$   $\mu$ s, la longitud de difusión de huecos  $L_{Dh} \approx 0.12$   $\mu$ m y de los electrones  $L_{De} \approx 0.18$   $\mu$ m.

Las técnicas de las rejillas dinámicas han sido aplicadas a los polímeros fotorrefractivos basados en *PVK*. Principalmente dos de estas técnicas experimentales, *TWM* modulada en fase en configuración de auto difracción y F-FEM. En este tipo de experimentos se ha encontrado que para el caso de la rejilla no desplazada -del tipo de deriva- el campo espacial crece linealmente con  $E_0$  indicando que las trampas fotorrefractivas no han sido saturadas. En contraste, la rejilla desplazada (del tipo de difusión) de campo espacial no cambia de signo al invertir el signo del campo aplicado escalándose linealmente con el campo <sup>[34]</sup>.

Otra aplicación hecha con F-FEM es la descripción del efecto F-FEM no estacionario en presencia de movimiento continuo del patrón de interferencia, inducido por el desplazamiento en frecuencia Doppler. Se han hecho análisis de las dependencias teóricas de la corriente F-FEM en función de frecuencia Doppler y en función de frecuencia de modulación periódica. Junto con la investigación experimental del efecto F-FEM en presencia del movimiento continuo del patrón de interferencia, inducido por el desplazamiento en frecuencia Doppler.

En estos trabajos se ha demostrado que la señal de F-FEM es máxima cuando la frecuencia de modulación periódica  $\Omega_p$  empata a la frecuencia Doppler  $\Omega_D$ .

También se han realizado estudios de muestras basadas en dos tipos de matrices poliméricas PF6 (poly-uorenone-6) y PHT (poly-hexylthiophene) dopadas con diferente sensibilizador. En ellas se estudió la dependencia de fotocorriente modulada y F-FEM en función de la frecuencia de modulación, campo eléctrico DC externo y de intensidad de iluminación. Se determinaron los parámetros fotoeléctricos mostrando que la matriz polimérica basada en PHT proporciona la movilidad más alta. La razón de generación casi no se ve afectada por el tipo de matriz, y usando la técnica F-FEM también determinan la influencia del sensibilizador. Mostrando que la única tendencia clara de la influencia del sensibilizador es el incremento del tiempo de recombinación conforme aumenta el *potencial redox* tal que el producto  $\mu\tau$  cambia muy poco o permanece constante conforme aumenta el *potencial redox*. La eficiencia cuántica de generación de carga también cambia muy poco o permanece constante con variaciones de *redox*.

## REFERENCIAS CAPITULO 1

- [20] Raymond A. Serway. Física Tomo II. Cuarta Edición. McGraw-Hill
- [21] Physics of Semiconductor Devices S.M. Sze Wiley pag. 33
- [22] Fundamentals of Semiconductors Peter P. Yu. Manuel Cardona Editorial Springer 4° Edición págs. 205
- [23] Elementos de Electromagnetismo Matthew N. O.. Sadiku Editorial CECSA 2° Edición 1998 págs. 186-188
- [24] A. Kosarev ,A. Torres, Y. Hernandez, R. Ambrosio, C. Zuniga, T. E. Fel - ter, R. Asomoza, Y. Kudriavtsev, R. Silva-Gonzalez, E. Gomez-Barojas, A. Illinski, and A. S. Abramow, Silicon-germanium films deposited by low-frequency plasma-enhanced chemical vapor deposition: Effect of H<sub>2</sub> and Ar dilution, J. Mater. Res., **21**, 1, 88–104, (2006).
- [25] Mackelvey. Fundamentals of Photonics. John Wiley and Sons, 2 edition, 1991.
- [26] Physics of Semiconductor Devices S.M. Sze Wiley pag. 17-28
- [27] Physics of semiconductor devices S. M. Sze Editorial John Wiley- & Sons pag.57
- [28] J.P.McKelvey, “Física del Estado Sólido y de semiconductores”, Limusa, 1992
- [29] Mario Espinosa Tlaxcaltecatl, Determinación de propiedades fotoconductoras de películas de a:Si-H, por medio de la Técnica de Rejillas Dinámicas, Tesis de Maestría,

---

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica Tonantzintla, Puebla, México, pag. 7 (2004).

<sup>[30]</sup>P.Yeh, C.Gu, "Landmark papers on photorefractive nonlinear optics", World Scientific (1995).

<sup>[31]</sup>S.I. Stepanov, "Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices", pag, 205-270, Academic Press ,2001.

<sup>[32]</sup> G.C. Valley "Simultaneous electron-hole transport in photorefractive materials", J.Appl.Phys, 59, 3363-3366 (1986).

<sup>[33]</sup> Mario Espinosa Tlaxcaltecatl Tesis Determinación de Propiedades Fotoconductoras de Películas de Si:H por Medio de la Técnica de Rejillas Dinámicas. Cap. 1 Introducción pag. 3

<sup>[34]</sup>.V. Camacho Pernas, R. Ramos García, S. Stepanov, S. Mansurova,R.Bittner, K.Meerholz, caracterización de los polímeros fotorrefractivos basados en poly(N-vinylcarbazole) mediante técnicas de las rejillas dinámicas, Superficies y Vacío, vol. 16, 14-17 ( 2003).

---

## CAPITULO 2 DESCRIPCIÓN DE MUESTRAS Y MÉTODOS EXPERIMENTALES

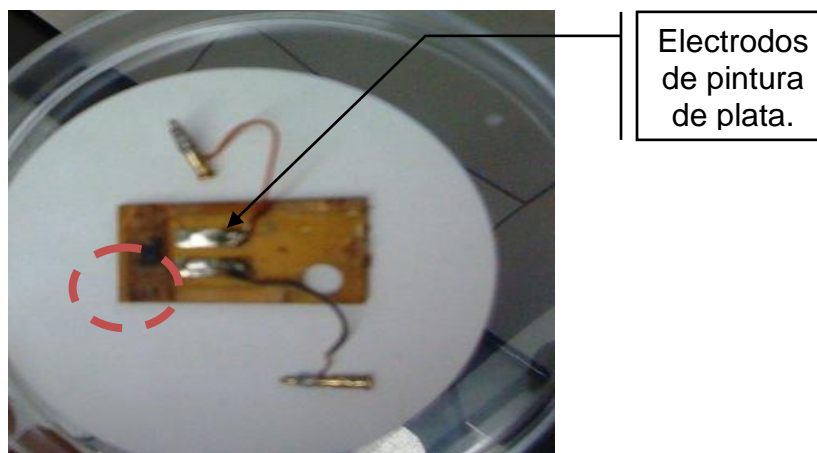
### Introducción

Se describirán las características de muestras de GaAs y de semiconductor orgánico a base de mezcla de polímero-cromoforos-sensitizador. Se describen los arreglos experimentales utilizados en este trabajo para mediciones de conductividad, fotoconductividad, F-FEM no estacionaria. Finalmente, se dan las especificaciones técnicas del equipo empleado y se presenta una breve descripción de los procedimientos empleados en el desarrollo de este proyecto.

### Descripción de las muestras

El cristal de GaAs es de color gris opaco, donde la orientación de los ejes cristalográficos no se conoce. Este cristal se ha estudiado previamente para su uso en calidad de detector adaptativo. Los electrodos están hechos de pintura de plata ver Fig. 2.1, pegados en la parte frontal del cristal y a su vez estos están unidos a un alambre delgado de cobre que a continuación están soldados con estaño a 2 alambres para la medición.

En la Tabla 2-1 se muestran las características del cristal de la Fig. 2.1:



**Fig. 2.1** Cristal de GaAs montado sobre una placa de circuito y con los electrodos puestos con pintura de plata.

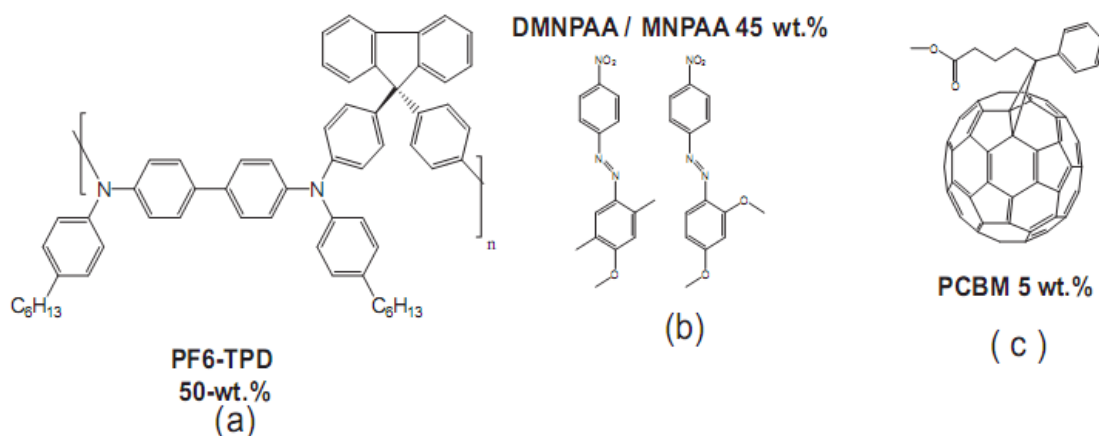
<b>Arseniuro de Galio (GaAs)</b>	
Dimensiones	w = 4.5mm, d = 2.5mm, t = .5mm, dee = 1.6mm
Color	Gris opaco
Tipo cristal	Cubico
Ancho banda prohibida (E <sub>g</sub> )	1.42eV
Longitud de onda necesaria absorción fundamental (banda a banda)	633nm
Tipos de portadores	2
L <sub>D</sub> típica	5-10μm
$\tau_{sc}, \tau_{di}$	1x10 <sup>-8</sup> , 1x10 <sup>-7</sup> s
Respuesta temporal $\sigma_{ph}$	1 a centenas de micro segundos
F-FEM	Bipolar $\tau \ll \tau_{di}$ de uno de los portadores
Movilidad del electrón a 300 K	9200 cm <sup>2</sup> /(V·s)
Movilidad del hueco a 300 K	400 cm <sup>2</sup> /(V·s)
Punto de fusión	1238°C (1511 K)
Masas efectivas: $\frac{m_n^*}{m_0}, \frac{m_p^*}{m_0}$	0.063, 0.076 <sup>lh</sup> , 0.5 <sup>hh</sup>
Semiconductor de:	Ancho de Banda prohibida directa

Tabla 2-1 En esta tabla se enlistan las características conocidas del GaAs por procesos de fabricación e investigaciones previas descritas en la literatura. Estos datos son para materiales en condiciones normales (a 300°K, 100 kPa). *l, t, lh, hh* = *longitudinal, transversal, light-hole, heavy-hole masa efectiva*

Como vemos en la tabla la respuesta temporal de fotoconductividad de este material es de decenas a cientos de microsegundos y esto es debido a la presencia de trampas superficiales. Investigaciones previas en este material indican que la respuesta F-FEM en frecuencia de modulación periódica  $\Omega_p$  y a una frecuencia espacial K, muestran conductividad bipolar y una respuesta lenta de  $\tau \ll \tau_{di}$  de uno de los portadores<sup>[34]</sup>.

## Polímero fotoconductor

La muestra del compuesto polimérico fotoconductor ha sido fabricada y proporcionada por el grupo de “Polímeros Aplicados” dirigido por el Dr. Klaus Meerholz de la universidad de Colonia en Alemania. La composición química de los componentes principales se muestra en la Fig. 2.2



**Fig. 2.2** Estructura química molecular del compuesto polimérico fotoconductor. a) Matriz polimérica, b) cromóforos, c) sensibilizador.

La muestra está dopada con sensibilizador phenyl-C61-butyric acid methyl ester (PCBM) (5% w.t) para asegurar la fotosensibilidad en la región de luz visible.

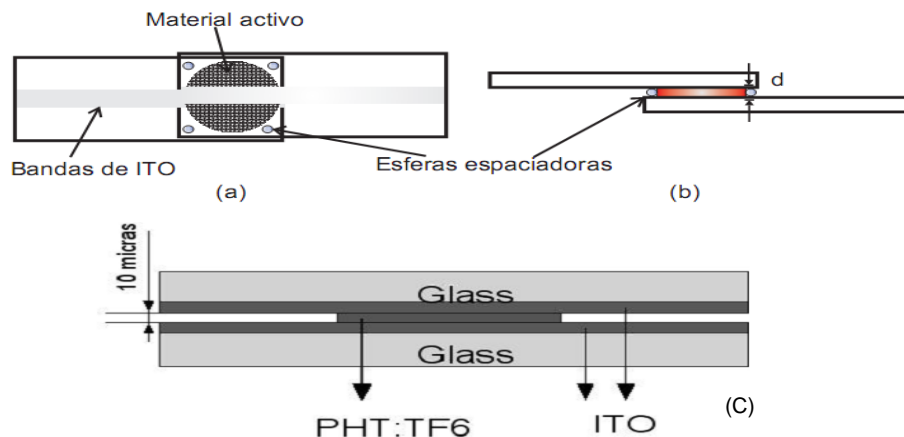
Los elementos ópticos no lineales agregados a la mezcla son: cromóforos de DMNPAA {dimethyl-(4-p-nitrophenylazo) anisole/MNPAA: 3-methoxy-(4-p-nitrophenylazo) anisole)} y MNPAA en relación 1:1

El proceso de fabricación consiste en lo siguiente:

Los componentes requeridos fueron disueltos en metileno clorido (diclorometano) en las cantidades deseadas. La solución se filtra posteriormente a través de un filtro cerámico para disminuir el tamaño de las partículas, ya que las partículas grandes causarían esparcimiento de la luz. En este paso el solvente se debe evaporar. (la solución no debe ser evaporada por cocción, ya que dañaría el proceso.)

Se colocan unas bandas de ITO (óxido de estaño dopado con indio) sobre unos vidrios de portaobjetos a temperaturas altas por evaporación.

Finalmente, la pieza de polímero preparada como se describió anteriormente es derretida y prensada entre los dos portaobjetos con bandas de ITO. Para asegurar el grosor uniforme ( $7\mu\text{m}$ ) se utilizan esferas espaciadoras como se muestra en la Fig. 2.3



**Fig. 2.3** Ilustración esquemática de la muestra de polímero fotoconductor (a) vista frontal, (b) vista lateral y (c) vista lateral detallada.

La muestra polimérica tiene un espectro de absorción en  $830\text{ nm}$  de  $10\text{ cm}^{-1}$ ; la temperatura de transición vítrea es alrededor de  $7^\circ\text{ C}$ . Los experimentos realizados con este material en el grupo del Dr. Klaus Meerholz muestran que el potencial de oxidación en el polímero PF6-TPD es de  $0.65\text{ eV}$ .

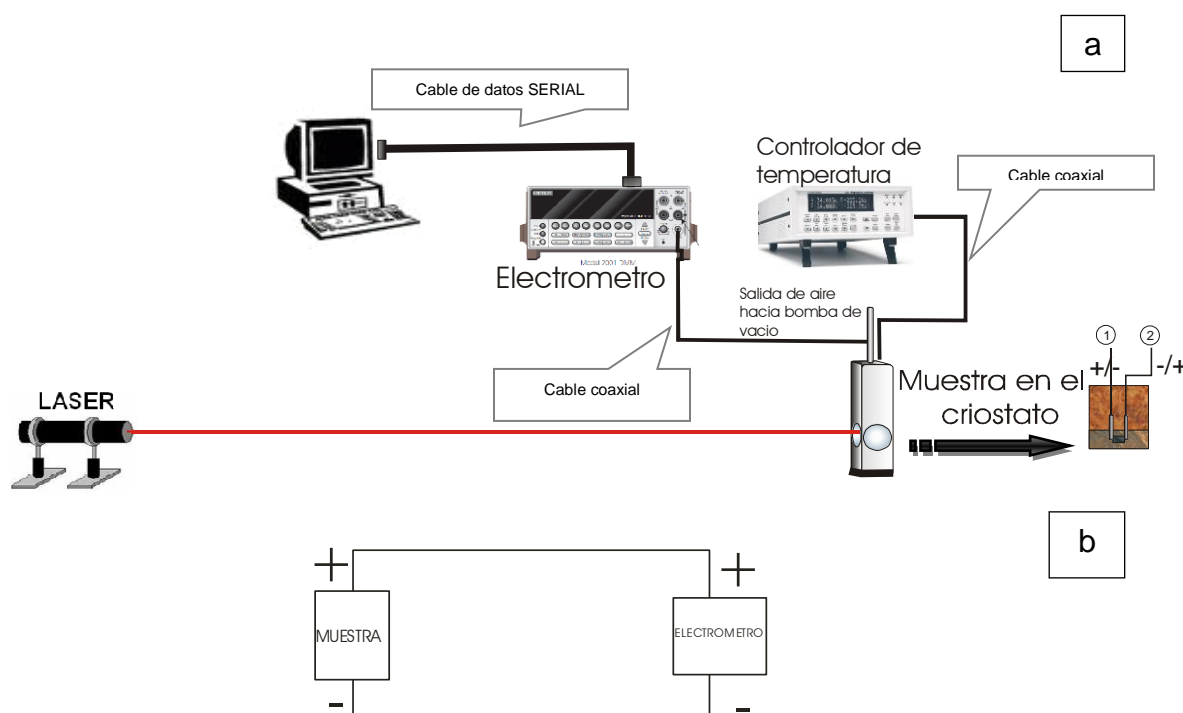
Es importante resaltar que los portadores predominantes en este material son huecos.

El tipo de material a estudiarse, es uno de los polímeros novedosos que muestran altas características de desempeño en holografía dinámica. En particular, los datos en experimentos de mezcla de dos ondas realizados en este material, exhiben altas eficiencias de difracción y tiempos de respuesta alrededor de  $30\text{ ms}$  a una longitud de onda en infrarrojo cercano ( $830\text{ nm}$ ), lo cual lo hace atractivo para las aplicaciones biomédicas.

### Arreglo experimental

Para el desarrollo de este trabajo se necesitaron 3 tipos de arreglos experimentales uno para determinar la conductividad oscura, y la fotoconductividad, otro para aplicar la técnica F-FEM en el cristal de GaAs y uno más para el polímero.

#### Arreglo experimental para medir conductividad y fotoconductividad.



**Fig. 2.4** (a) Esquema experimental utilizado para determinar la conductividad y fotoconductividad. (b) Circuito eléctrico de conexión a la muestra. El cuadro muestra ejemplifica la resistencia de la muestra. El cuadro electrometro es un amperímetro junto con una fuente de voltaje.

#### Arreglo experimental para mediciones de F-FEM

Existen varios arreglos experimentales para medir F-FEM los cuales son diferentes tipos y/o arreglos de interferómetros, en este caso utilizamos el de tipo "Mach-Zender" con algunas modificaciones la cual consta de 2 brazos que

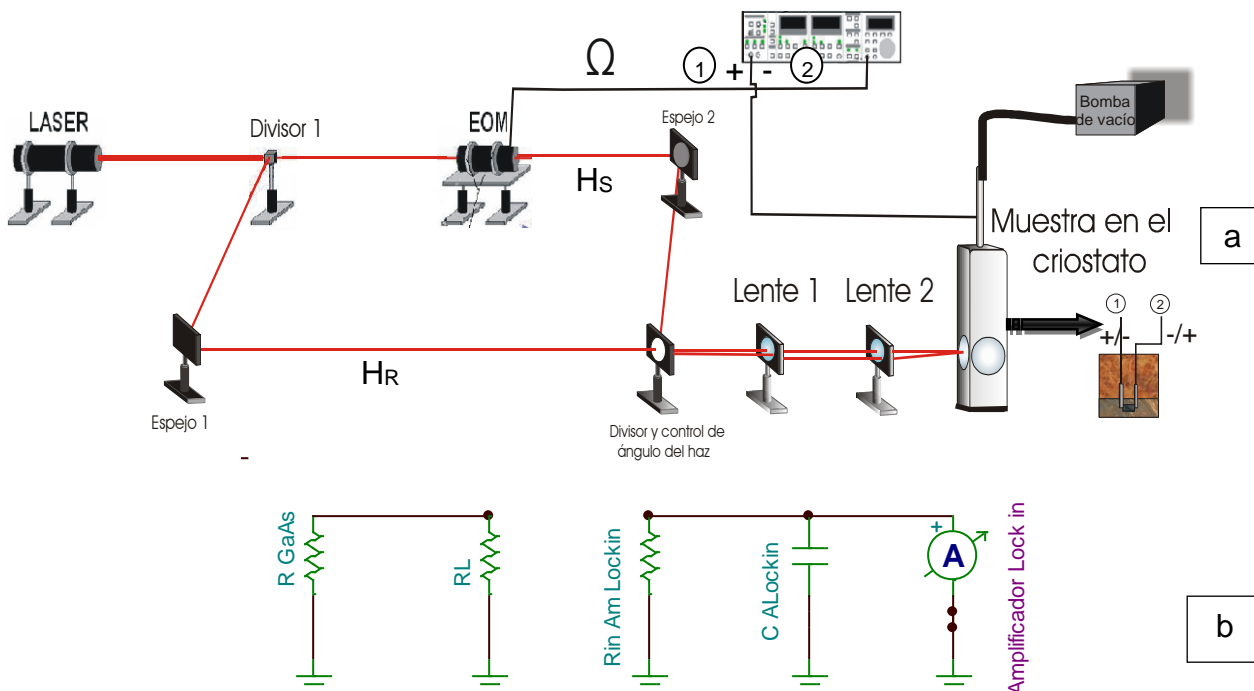
convergen a unas lentes para iluminar la muestra. El arreglo está compuesto por 3 partes: el sistema óptico, electroóptico y el sistema de detección de la señal.

**El sistema óptico:** consiste en un interferómetro "Mach-Zender". El arreglo de la Fig. 2.5 consiste en un interferómetro de 2 brazos --"Mach-Zender"--.

**El sistema electro óptico:** modulación de fase, realizado por modulador electro óptico (MEO) manejado a su vez por un generador de funciones.

**El sistema de detección:** de señal de F-FEM no estacionaria constituido por el amplificador lock-in y/o osciloscopio. 24mw

En la Fig. 2.5 se muestra el arreglo experimental para caracterizar un cristal de GaAs por medio de la técnica de F-FEM no estacionaria. Esta constituido por un haz polarizado verticalmente (láser He-Ne), 2 lentes, 2 divisores (50:50). El divisor 1 es un divisor tipo cubo y el divisor dos es tipo plano el cual ayuda a variar el ángulo con el que incide el haz HS sobre la muestra.



**Fig. 2.5** (a) La configuración experimental para medir F-FEM en esta figura está diseñada específicamente para el cristal GaAs.(b) Circuito eléctrico de conexión de la muestra R GaAs resistencia de la muestra, RL Resistencia de carga, Rin Am Lockin Resistencia de entrada del Amplificador lock in, C A Lockin Capacitancia del Amplificador lock in.

El haz del láser es dividido en dos haces denotados como  $H_R$  y  $H_S$ . El rayo  $H_R$  se hará pasar por el eje óptico de la lente 1 y lente2, para usarlo como haz de referencia.

El otro se modula en fase por el modulador electro óptico y se denomina como haz de señal  $H_S$ .

EL haz  $H_S$  sale del modulador electro óptico y es reflejado por el *espejo 2* para incidir sobre el *divisor y control de ángulo del haz*. El rayo  $H_S$  es reflejado por el *divisor y control de ángulo* desde el punto focal anterior a la *lente 1* para que pueda salir de la *lente 1* paralelo al eje óptico de la *lente 1 y 2*. Al cambiar el ángulo formado entre el eje óptico y  $H_S$  en el con vértice en el punto focal anterior a la *lente 1* se cambia el ángulo formado entre el rayo  $H_R$  y  $H_S$  con vértice en la muestra. El haz  $H_R$  pasa por el *espejo 1* para superponerse con el eje óptico de las *lentes 1 y 2*. El rayo  $H_R$  no cambia su trayectoria, para pasar por el *divisor y control de ángulo*, lente 1, lente 2 e incide sobre la muestra. Este arreglo crea el patrón de interferencia y permite cambiar el periodo de las franjas brillantes y oscuras. Para el caso del GaAs los rayos deben incidir sobre su cara frontal. La configuración anteriormente detallada se denomina en holografía como de “transmisión” En la Fig. 2.5 se puede ver el recorrido del haz y cada uno de los elementos anteriormente detallados

#### ***Sistema de modulación de fase***

Consta de un modulador electro óptico, un amplificador lock-in. El haz de señal se modula en fase periódicamente colocando el MEO en el brazo de haz de señal del interferómetro Mach-Zender. La modulación se realiza enviando una señal de voltaje senoidal con la frecuencia temporal dada por el oscilador interno del amplificador lock-in hacia el controlador electrónico del MEO. El amplificador lock-in también funciona como detector de la señal F-FEM.

La señal eléctrica amplificada por un factor de 1000 se aplica posteriormente a los electrodos del MEO. El MEO esta orientado de tal manera que la dirección del campo aplicado al cristal ADP es paralelo a la polarización. De esta manera las ondas sufren un retardo periódico en fase.

La amplitud de modulación  $\Delta$  es directamente proporcional al voltaje aplicado  $U_0$ . Para encontrar la relación entre  $\Delta$  y  $U_0$  se realizó la calibración del modulador dando como resultado la expresión:

$$\Delta = U_0 x \quad \text{ec. 2-1}$$

$U_0$  = Voltaje aplicado

$x$  = tamaño del cristal

**Sistema de detección.** Las vibraciones del patrón de interferencia en un medio conductor producen una corriente alterna la cual es muy pequeña del orden de nanoamperes por lo tanto se necesita de la detección del amplificador lock-in para discernirla del ruido. (El amplificador lock-in es descrito con mayor detalle más adelante.)

Debido a que normalmente la impedancia del detector F-FEM es muy grande, (mayor que  $100M\Omega$ ) se necesita usar una resistencia de carga ( $R_L$ ) para asegurar que el ancho de banda del sistema de medición sea determinado por la constante temporal  $RC$ , donde  $C$  es la capacitancia de cables coaxiales utilizados para conectar la muestra con el amplificador lock-in ( $C = 100\text{pf/m}$ ).

Se utilizaron resistencias de carga de  $10K\Omega$  en caso de GaAs y de  $100K\Omega$  en el caso de polímero fotoconductor. Esto asegura que el ancho de banda del sistema de medición es de hasta  $150KHz$ , exceptuando el inconveniente cuando el amplificador lock-in utilizado solo es capaz de medir hasta  $100KHz$ .

La señal se puede monitorear adicionalmente con un osciloscopio conectado al amplificador lock-in.

### **Especificaciones técnicas del equipo utilizado en los experimentos.**

A continuación, se darán las especificaciones técnicas del equipo y los instrumentos de medición:

**1. Controlador de temperatura LAKE SHORE Modelo 331**

El controlador de temperaturas permite medir temperaturas en el rango de 70°K a 730°K con una estabilidad en la temperatura de  $\pm 0.05\text{K}$  y una respuesta de 1K/seg. Consta de las siguientes partes:

- Sistema de Vacío
- Cámara de vacío y Criostato
- Controlador de Temperatura
- Micro-puntas
- Software para la interface con la PC
- Módulo de operación.
- Rango de operación 70°k a 730°K
- Incertidumbre de 0.05 K

**2. Amplificador Lock-in Stanford Reserch System Modelo SR830**

Un amplificador lock-*in* es un dispositivo con el que se pueden hacer medidas precisas de señales de corriente alterna muy pequeñas, aún en presencia de fuentes de ruido que pueden ser más grandes.

Esto es posible gracias a un proceso de filtrado con ancho de banda muy angosto que se sintoniza a la frecuencia de la señal, desechando así la mayoría del ruido no deseado.

También puede servir como generador de funciones y usarlo simultáneamente para detectar señales y mandar diferentes frecuencias a otros equipos.

El amplificador lock-*in* utilizado en este trabajo fue modelo SR830 de Stanford Research Systems. A continuación, se presentan las principales características del amplificador lock-in tabla 2-2:

Parámetros	Ajuste
Constante de tiempo	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 30ms</li> <li>• bajada 24 dB</li> <li>• filtro de sincronización apagado</li> </ul>
Sensitividad	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Este valor depende de la muestra</li> <li>• Caso particular 1.5 mV (max)</li> </ul>
Señal de entrada	A/I
Reserva	Reserva alta
Filtros	Apagado
Amplitud	0.478 V
Harmónico	1
Rango de voltaje	0.1 - 3 V
Oscilador interno	1mHZ – 102KHz
Salidas y entradas resolución	1mV
Entrada Aux. inestable	32 $\mu$ s

Tabla 2-2. Parámetros de ajuste del amplificador lock-in

En el caso de este experimento, activar la función FILTR no se requirió debido a que solo se enciende cuando en la función “Time Constant” hay una sobre carga.

### 3. *E.O Modulator ConOptics Modelo 380*

Un modulador electro-óptico es un dispositivo que se utiliza para modificar la fase de una onda óptica. Algunas de sus especificaciones se muestran a continuación en la tabla 2-3.

Característica	Valor
Respuesta espectral	0.3 – 1micra
Frecuencia de operación DC	200kHz
Profundidad de modulación	0.9
Sensibilidad	12 mrad/V
Resonancia	50kHz

Tabla 2-3. Características principales del MEO

#### 4. *Laser Melles Griot 632.8 nm*

El láser utilizado en todos los arreglos experimentales fue un láser de *He - Ne* de marca MILLES GRIOT de onda continua, de longitud de onda de  $632.8\text{nm}$  y polarizado linealmente. La potencia máxima de salida del láser es  $12\text{mW}$ .

#### 5. *Electrómetro KEITHLEY Modelo 6517A*

Electrómetro, modelo 6517A de Keithley tiene especificaciones de exactitud y sensibilidad en mediciones de resistencias altas ( $50\Omega$  a  $1016\Omega$ ) y la resistividad de materiales de aislamiento. Con frecuencias de lecturas de hasta 125 lecturas/segundo, además es posible medir corrientes de bajo nivel ( $1\text{fA}$  a  $20\text{mA}$ ) otros parámetros del electrómetro se muestran en la tabla 2-4

Este equipo es utilizado para construir curvas I-V y en la medición de diversos parámetros. Con un ruido de  $0.75\text{fA}$  p-p. La función del electrómetro es aplicar y medir corriente-voltaje. Este sistema cuenta con una interface PC Windows. En la tabla 2-5 se muestran los datos que son introducidos y enviados al electrómetro.

<b>Característica</b>	<b>Valor</b>
Rango de medición	Corriente: 1 fA a 20 mA Voltaje: $10\mu\text{V}$ a 20 mV Resistencia: 50 a $1016\Omega$
Rin	$200\text{T}\Omega$ (Voltaje)
Rout	-----
Parámetro Ruido	0.75 p.p fA

Tabla 2-4. Especificaciones principales del Electrómetro KEITHLEY Modelo 6517A.

<b>Parámetro de ajuste</b>	<b>Valor</b>
Dir GPIB	27
Valor de inicio	-5.0000E+0
Valor de paro	5.0000E+0
Paso en el barrido	2.0000E-1

Tabla 2-5. Parámetros de ajuste del

### Procedimientos

Esta metodología es para extraer los parámetros de conductividad y  $E_a$  a una muestra fotoconductor a distintas temperaturas.

1. En primera instancia es determinar la fotoconductividad y conductividad en oscuro a temperatura ambiente.
2. Establecer los tiempos de estabilización de la señal al cambio de temperatura.
3. Verificar que el material no cambie sus propiedades al retirar el estímulo de temperatura.
4. Obtener la  $E_a$  en base a lo medido.

A continuación, se presenta el procedimiento para la extracción de parámetros de la muestra a partir de la técnica de F-FEM. Es conveniente realizar este paso después de haber obtenido la  $\sigma$  y la  $E_a$ , es importante recordar que la técnica de F-FEM no funciona para casos en que  $L_D > \frac{\lambda}{2}$ .

1. Hacer un barrido en frecuencia de 10 Hz-100 KHz en F-FEM sin aplicar campo eléctrico y a temperatura ambiente.
2. En una frecuencia mayor a la frecuencia de corte realizar un barrido en K a diferentes temperaturas.
3. Extraer los parámetros de signo de foto portadores dominantes, tiempo de vida de foto portadores, tiempo de relajación dieléctrica, longitud de difusión de portadores a partir de las mediciones realizadas utilizando las ecuaciones dadas en el cap. I.

---

## **CAPITULO 3 RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN DE CONDUCTIVIDAD, FOTOCONDUCTIVIDAD Y F-FEM ( $\Omega$ , K)**

En el siguiente capítulo se presentan los resultados obtenidos de  $\sigma$ ,  $\sigma_{ph}$ , F-FEM (frecuencia temporal y espacial " $\Omega$ , K") al medir una muestra de GaAs y PHT a diferentes temperaturas. Se establecen sus características básicas y comportamiento de estas, a diferentes temperaturas.

Los resultados nos muestran como influye la temperatura en el comportamiento de los distintos parámetros eléctricos de los materiales.

### **Resultados de mediciones de conductividad ( $\sigma$ ) y fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) a distintas temperaturas en GaAs**

#### **Comprobación de régimen de operación.**

Cuando se van a realizar mediciones de temperatura en un material es importante verificar el tiempo de estabilización el cual es el tiempo mínimo necesario para que las propiedades del material se estabilicen. Al transcurrir este tiempo la muestra alcanza una estabilidad térmica y de esta manera se asegura que los datos, describen propiedades en el estado estable evitando así errores. Al mismo tiempo que se comprueba el tiempo de estabilidad térmica, se comienza a verificar si el material no tiende a conservar propiedades o a sufrir cambios irreversibles generados por el cambio de temperatura (histéresis).

Para este propósito se tomaron mediciones de corriente contra voltaje, variando la temperatura en ascenso y descenso. Al hacer estos cambios se determina el tiempo de estabilización, junto con verificar si el material presenta o no histéresis.

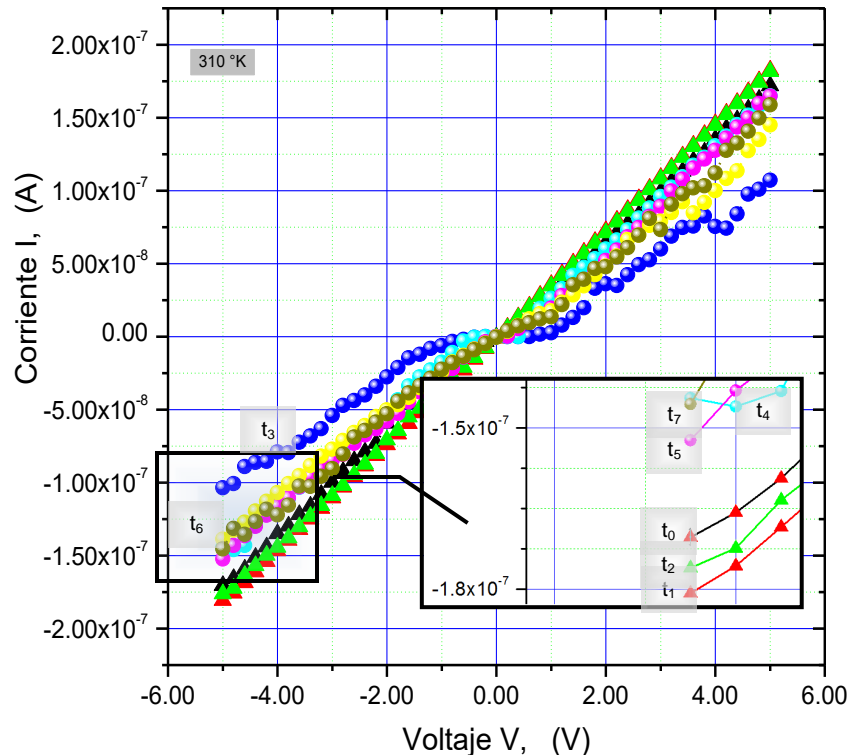


Fig. 3.1 Corriente DC, (A) vs voltaje, (V) aplicado sin iluminación. Cada una de las curvas representa un intervalo de tiempo distinto y consecutivo (con intervalos de 1 a 3 min) a una temperatura de 310°K. En el cuadro dentro de la gráfica se pueden observar un zoom a las curvas en el área señalada.

En la fig. 3.1 se muestra el cambio de corriente ( $I$ ) contra voltaje ( $V$ ) sin luz y variando con el tiempo en intervalos de 1 a 3 min entre cada curva con una temperatura de 310° K. El orden en que se tomaron las curvas es el siguiente:  $t_0$ (negro),  $t_1$ (rojo),  $t_2$ (verde),  $t_3$ (azul rey),  $t_4$ (azul claro),  $t_5$ (rosa),  $t_6$ (amarillo),  $t_7$ (caqui). El intervalo de tiempo de  $t_0$  a  $t_7$  es de 15min. Estas curvas tienen un crecimiento lineal pero sus pendientes son diferentes, aunque tienden a un mismo valor de pendiente ( $3 \times 10^{-8}$ ) conforme pasa el tiempo. De esta manera obtenemos el tiempo que le toma a la muestra estabilizarse para cada temperatura.

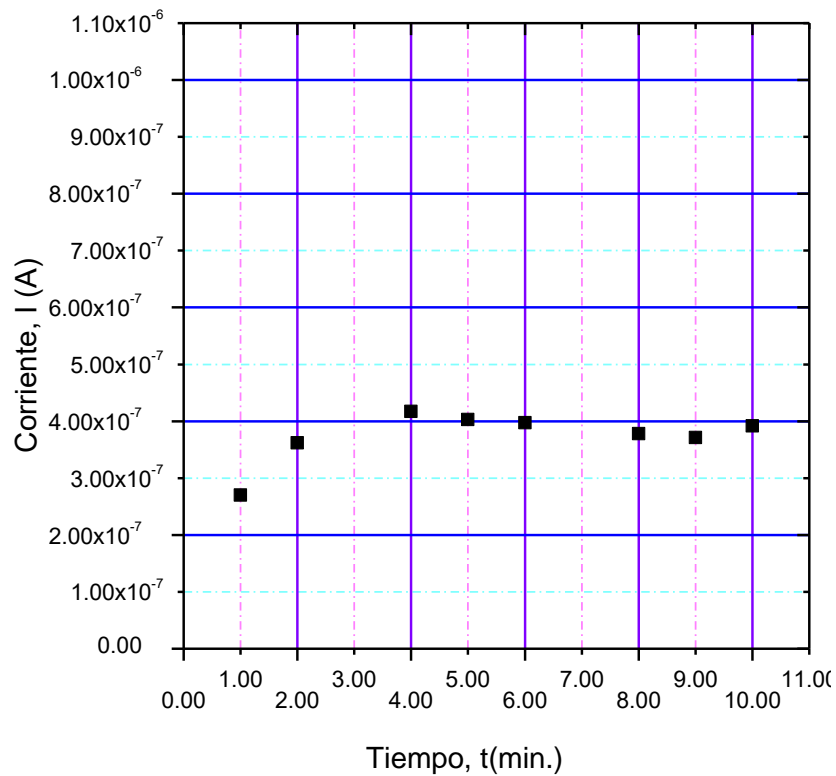


Fig. 3.2 Corriente a través de la muestra de GaAs (A) contra tiempo t.

La Fig. 3.2 muestra corriente (A), contra tiempo (min.), a una temperatura de  $310^{\circ}\text{K}$ . En esta curva evaluaremos el tiempo necesario de espera. Según esta curva los datos varían solo un 10% a partir de los 2.5min. Repitiendo el proceso para diferentes temperaturas en los casos de  $\sigma$  y  $\sigma_{\text{ph}}$  se obtendrá el tiempo promedio necesario para capturar los datos.

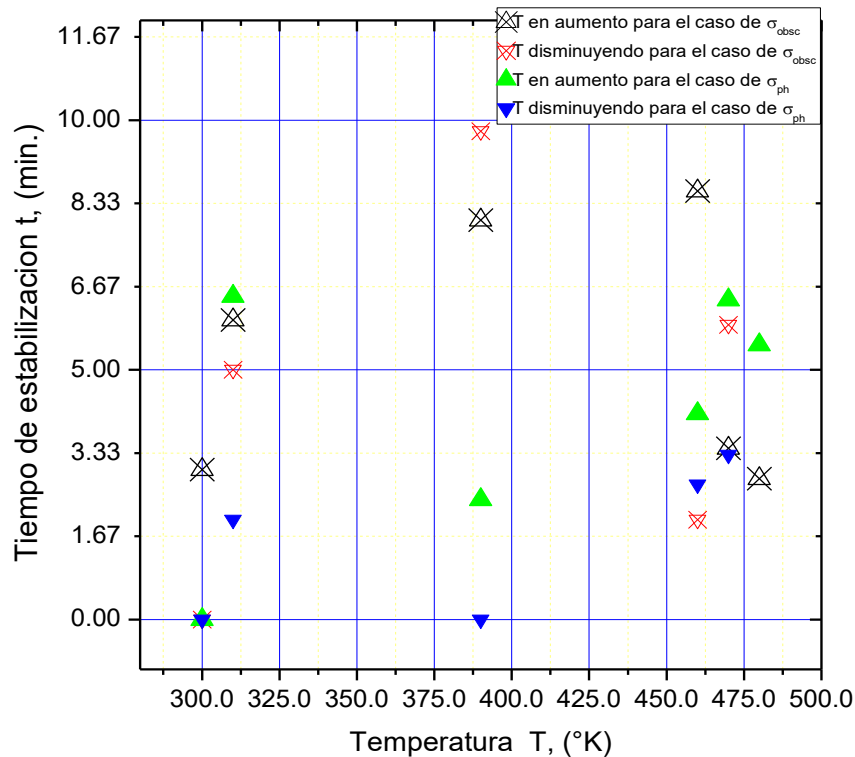


Fig. 3.3 Tiempo de estabilización de la corriente en el cristal de GaAs  $t$ , (min) vs Temperatura  $T$ , (K).

La Fig.3.3 presenta curvas de tiempo de estabilización de la corriente (min) contra Temperatura (K). Es decir, el tiempo requerido para que la corriente que pasa por la muestra se haga constante a una temperatura dada. Con esto se pueden encontrar los tiempos necesarios de espera en cada temperatura antes de tomar los datos.

A partir de la Fig. 3.3 se calcula el tiempo promedio de espera para tomar los datos en las mediciones siguientes. Los tiempos de espera en ningún caso cambian más de un orden de magnitud y son parecidos sin importar si tenemos  $\sigma_{ph}$ ,  $\sigma$ , temperatura en aumento o descenso. Lo cual también es un indicador de que el material es térmicamente estable (no presenta cambios irreversibles “metaestable” en temperaturas de 295 K – 480 K). Una vez comprobadas las condiciones para medir se inician las mediciones de dependencia  $I(V)$  a distintas temperaturas.

### Mediciones de Conductividad ( $\sigma_{obscura}(T)$ )

A partir de las curvas de I contra V tomadas con el electrómetro se calcula la conductividad obscura ( $\sigma$ ) ver Fig. 3.4.

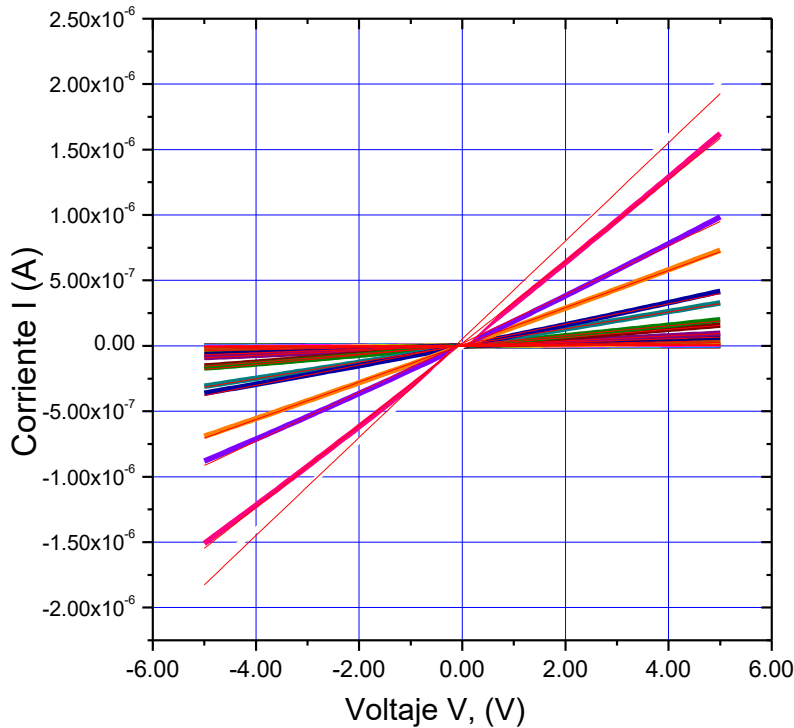


Fig.3.4 Corriente I (A) vs Voltaje (V) a diferentes T (°K) de 300K a 470K con pasos de 10°. Para el cristal de GaAs. La temperatura inicial fue de 300 K. A mayor temperatura la pendiente aumenta.

La Fig. 3.4 muestra corriente I, (A) contra Voltaje V, (V) cada una de las curvas I-V es de una diferente T. El crecimiento de las curvas es lineal como lo predice la ley de ohm lo cual nos indica que la contribución de los contactos es despreciable. A cada una se le calculará su pendiente (conductancia G, (Siemens)) lo cual nos indica el valor de conductividad (utilizando la ec. 1-21 se determinará el valor de la conductividad).

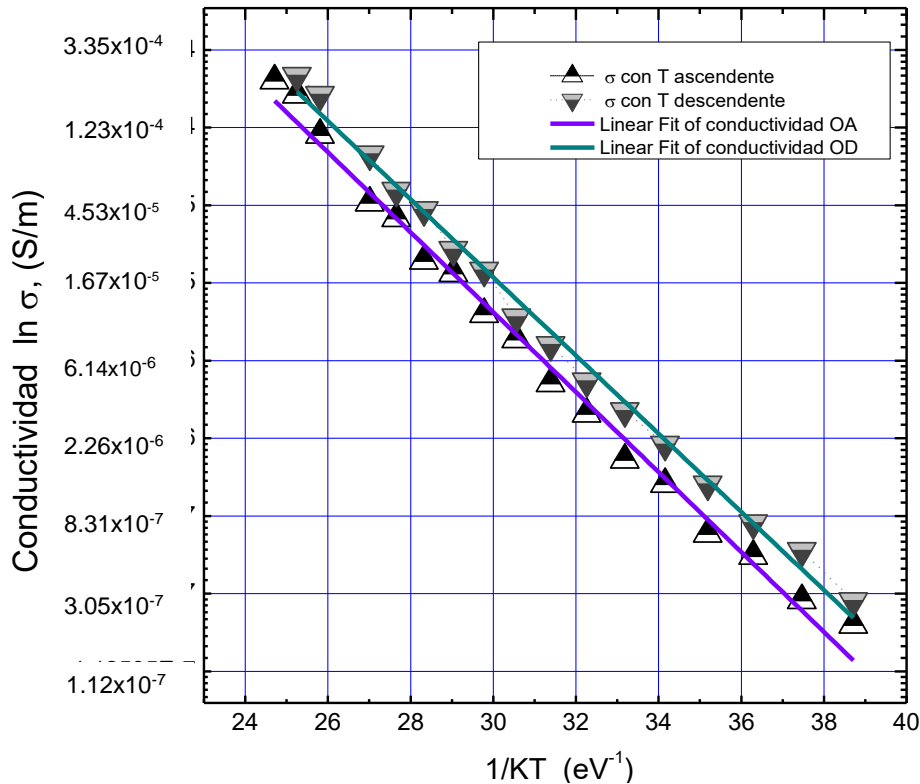


Fig. 3.5 Se muestran los resultados de Conductividad  $\ln \sigma$ , (S/m) vs  $1/KT$ , ( $eV^{-1}$ ). Temperatura en ascenso ( $\blacktriangle$ ), temperatura en descenso ( $\blacktriangledown$ ), ambos casos sin luz. A estas curvas se les hizo un ajuste lineal el cual está indicado con las líneas verde y morada, para una muestra de cristal de GaAs.

La Fig. 3.5 muestra las curvas de conductividad ( $\sigma$ ), contra  $1/KT$  ( $eV^{-1}$ ) con temperatura en aumento y descenso de 300°K a 470°K. Se observa que la gráfica de Arrhenius, es decir logaritmo de conductividad contra inverso de  $KT$ , tiene comportamiento lineal, lo cual indica que la conductividad crece exponencialmente con la  $T$ , tal como lo predice la ec. 1-26. La pendiente es la misma sin importar si la temperatura esta en incremento o decremento lo cual demuestra que el material no tiene histéresis térmica. Las líneas rectas que están sobre los rectángulos son los ajustes lineales realizados para determinar la pendiente de la curva y así conocer la  $E_a$  (ec. 1-27 y 1-28) en ambos casos la pendiente del ajuste lineal es la misma (pendiente de -0.5). La línea verde oscura corresponde a una energía de  $E_a = .51eV \pm 0.01$  y la línea morada indica una  $E_a = 0.50eV \pm 0.01$ .

### Mediciones de Foto-Conductividad ( $\sigma_{ph}(T)$ )

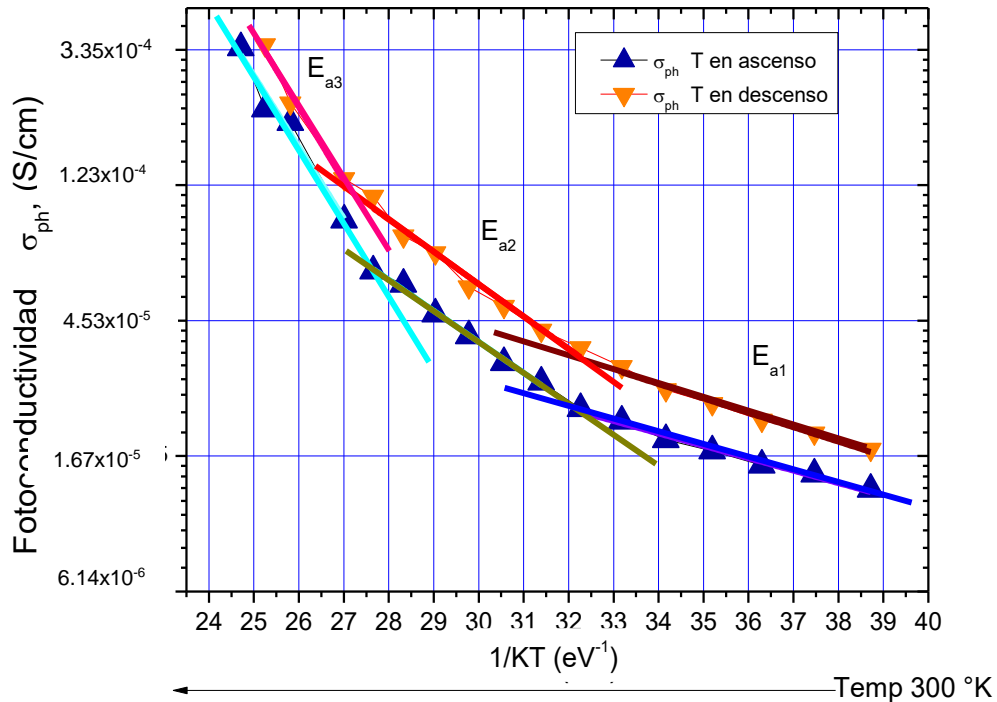


Fig. 3.6 Resultados de fotoconductividad  $\sigma_{ph}$ , (S/m) vs  $1/KT$  ( $eV^{-1}$ ). Las líneas muestran las diferentes regiones para diferentes energías de activación. La temperatura ( $T$ ) aumenta de derecha a izquierda.

En la Fig. 3.6 se muestra la dependencia de la fotoconductividad a diferentes  $T$ . Una curva es para la temperatura en ascenso y otra en descenso. Los datos nos muestran que el material no presenta histéresis en  $\sigma_{ph}$ . En las curvas de la Fig. 3.6 se observa que estas tienen 3 regiones lineales con distintas pendientes. En cada una de estas regiones se calcula la energía de activación  $E_a$ , (eV). Al aumentar la  $T$  la  $E_a$  también es mayor. Se pueden observar 3 regiones y cada una tiene un valor de  $E_a$  ( $E_{a1} = .09 \text{ eV} \pm 0.01$ ,  $E_{a2} = 0.22 \text{ eV} \pm 0.01$ ,  $E_{a3} = 0.52 \text{ eV} \pm 0.06$ , la  $E_a$  es la misma para la temperatura en aumento y descenso).

La energía de activación aumenta  $0.43\text{eV}$  al pasar de  $300^\circ\text{K}$  a  $473^\circ\text{K}$  comenzando en  $E_a=0.09\text{eV}$  a  $E_a=0.52\text{eV}$  aumentando casi 6 veces.

### Resultados experimentales en Fuerza Foto Electro Motriz

Los siguientes resultados se obtuvieron a partir del arreglo experimental mostrado en la Fig. 2.5 el cual es para mediciones en frecuencia temporal  $\Omega$ , (Hz)

y

frecuencia espacial (K).

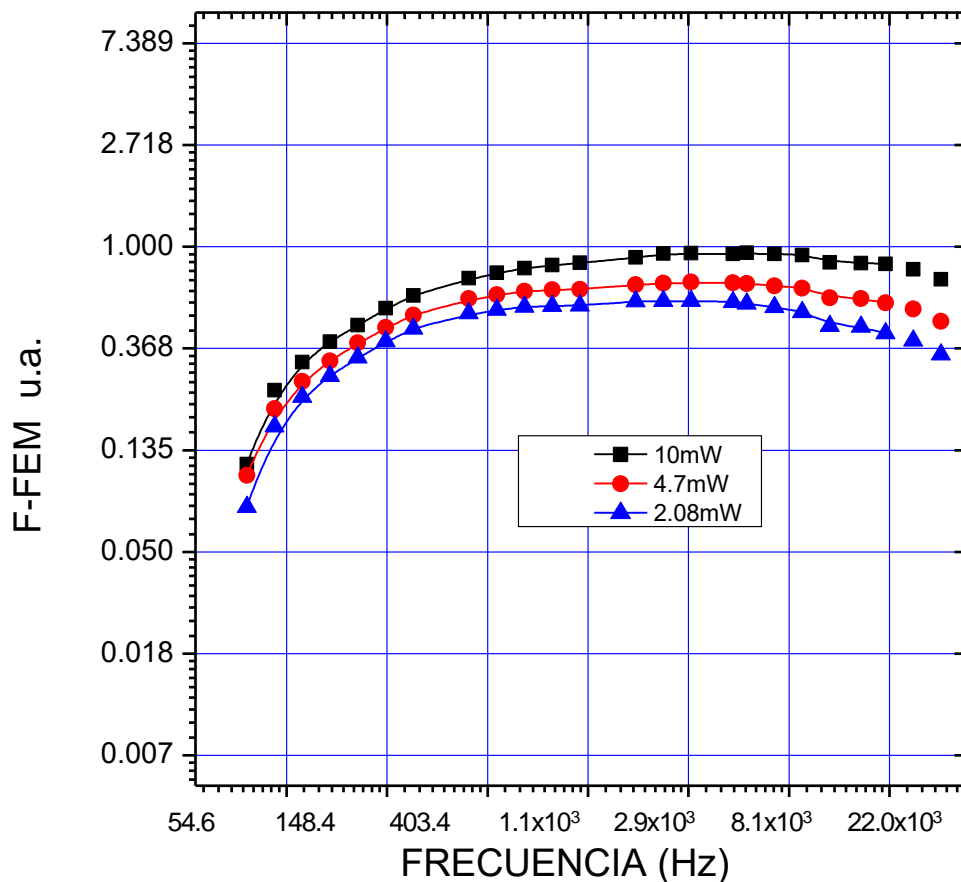


Fig. 3.7 Señal F-FEM, (V) vs frecuencia de modulación  $\Omega$ , (Hz). Se muestran 3 curvas de diferente potencia con una misma  $\Theta$  para un cristal de GaAs.

En la Fig. 3.7 se muestra la señal F.FEM en Volts contra la frecuencia de modulación  $\Omega$ , (Hz). Estas curvas crecen como  $x^{1/3}$  y después decae como  $x^{1/2}$ . Se puede observar como la amplitud de la señal decae conforme la intensidad es menor pero la forma de la curva se mantiene por lo tanto la amplitud de la señal es proporcional a la intensidad. La frecuencia de corte tiende a disminuir ( $I_{10mW} = 600$  Hz,  $I_{4.7mW} = 500$  Hz,  $I_{2.08mW} = 44.5$  Hz) en todos los casos se usó una  $R_L = 10Kohm$ .

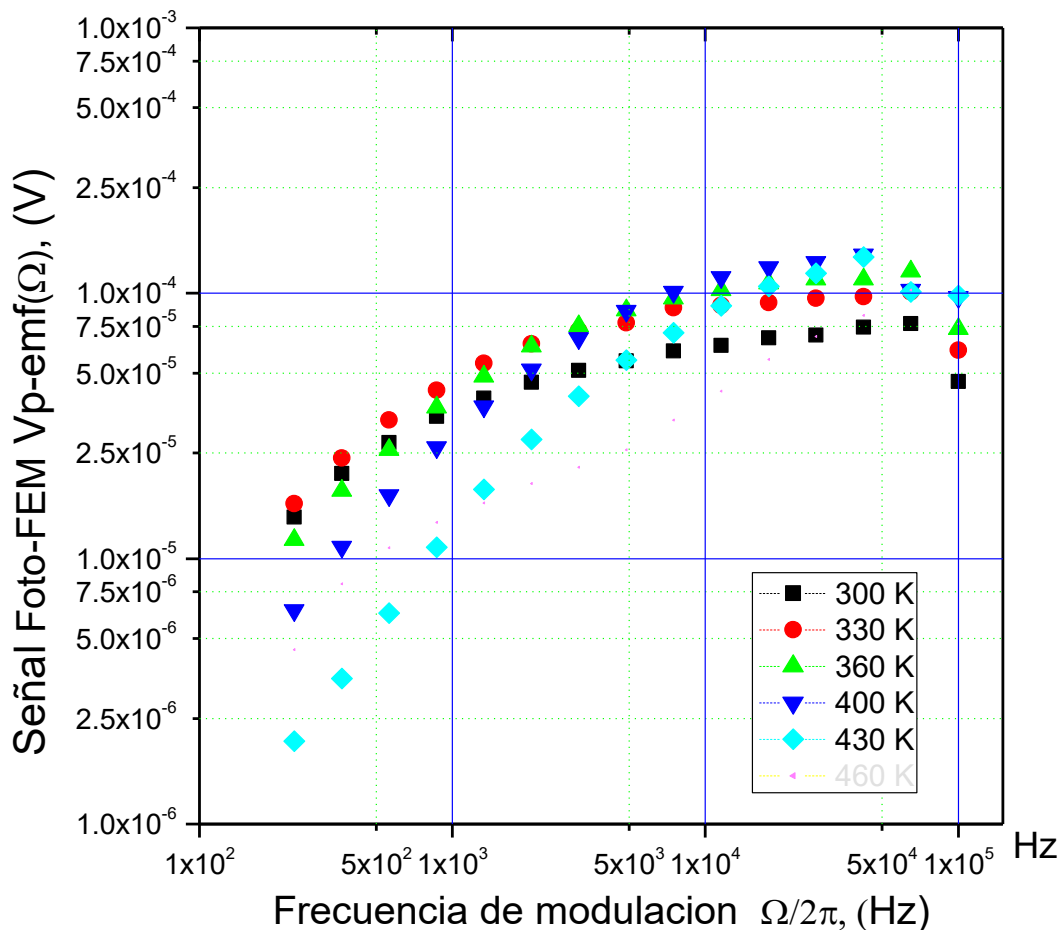


Fig. 3.8 Señal F-FEM  $J_{fem}^{\Omega}$ , (V) vs frecuencia demodulación  $\Omega/2\pi$ , (Hz) en el cristal de GaAs. Operando con una  $R_L=10K$  ohm a diferentes T.

En la Fig. 3.8 se muestra la señal F-FEM contra la frecuencia de modulación en un cristal de GaAs a diferentes T. Se varió la frecuencia en cada curva empezando de 300Hz a 100KHz. Se puede observar que las curvas crecen de forma lineal hasta que la señal se estabiliza y comienza a decaer en forma lineal. Podemos observar como la amplitud de la señal disminuye conforme aumenta la temperatura excepto para las temperaturas de 330 K y 360K cuya amplitud de la señal aumentó. El inverso de las frecuencias de corte de estas curvas nos dan el tiempo de relajación dieléctrico ( $\tau_{di}$ ) o el tiempo de vida, los cuales se muestran en la siguiente gráfica.

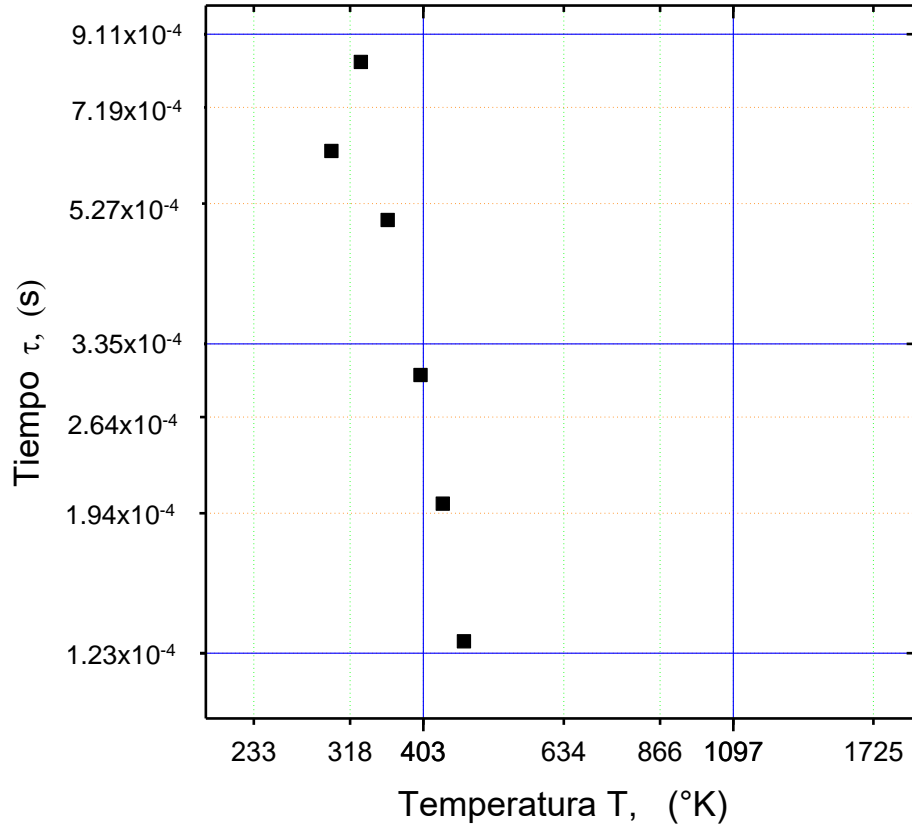


Fig. 3.9 Tiempo  $\tau_{phe}$ , (s)vs temperatura T, (°K) en el cristal de GaAs.  $R_L=10Kohm$ .

La Fig. 3.9 muestra el tiempo de vida de foto electrones y huecos debida a  $\tau_{phe}$ , contra temperatura en un cristal de GaAs. En la curva se observa como  $\tau_{phe}$  decrece como  $x^{-4}$ . Es posible saber que los valores presentados son  $\tau_{phe}$  por que las curvas de la fig. 3.8 así lo indican.

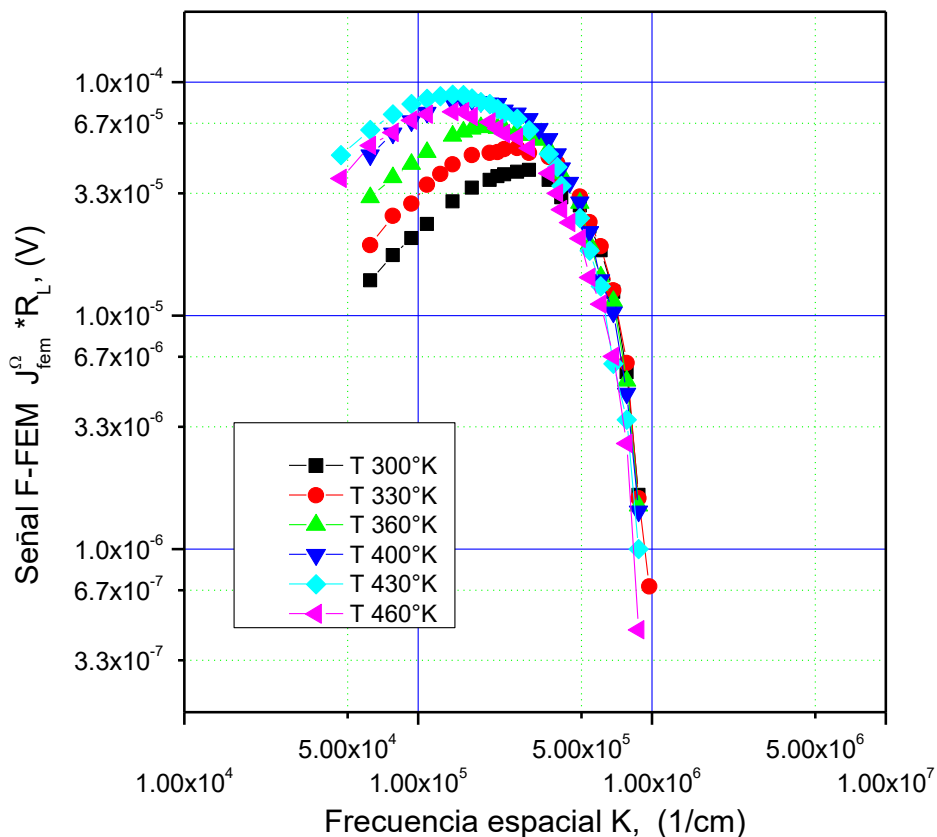


Fig. 3.10 Señal F-FEM  $J_{fem}^{\Omega} * R_L$ , (V) vs frecuencia espacial K, (1/cm) en un cristal de GaAs. Operando a una  $\Omega = 95$  KHz con

En la Fig. 3.10 se muestran la variación de la señal de F-FEM, (V) contra frecuencia espacial (K) a diferentes temperaturas. En las curvas se pueden observar 2 regiones en la primera el crecimiento es lineal, en la cual alcanza los máximos de señal F-FEM (V), después empiezan a decaer como  $x^{-3}$ . En cada una de las curvas tomadas podemos observar como la amplitud de la señal aumentó conforme la temperatura aumentó lo que nos indica que existe una dependencia en temperatura para la amplitud de la señal.

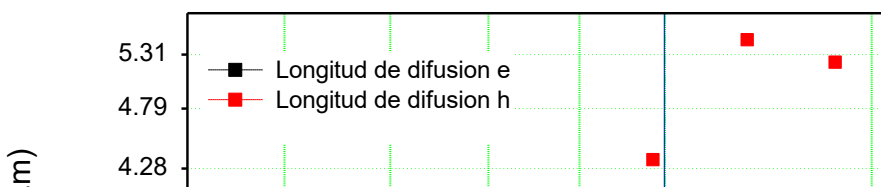


Fig. 3.11  $L_{De}$  y  $L_{Dh}$ , ( $\mu\text{m}$ ) vs  $T$ , (K) en el cristal de GaAs a una  $\Omega = 95$  KHz con  $R_L = 10\text{K}$  ohm.

En la Fig. 3.11 se muestran las longitudes de difusión de electrones y huecos  $L_{De}$  y  $L_{Dh}$ , ( $\mu\text{m}$ ) contra temperatura  $T$ , (K) de la cual podemos observar como la  $L_{Dh}$  aumenta conforme la temperatura aumenta. Para el caso de los huecos el crecimiento es como  $x^{-2}$  y para electrones es  $x^{-1/2}$ . Al realizar un ajuste lineal a la  $L_{De}$  se obtiene una pendiente  $1.87 \pm 0.14$ .

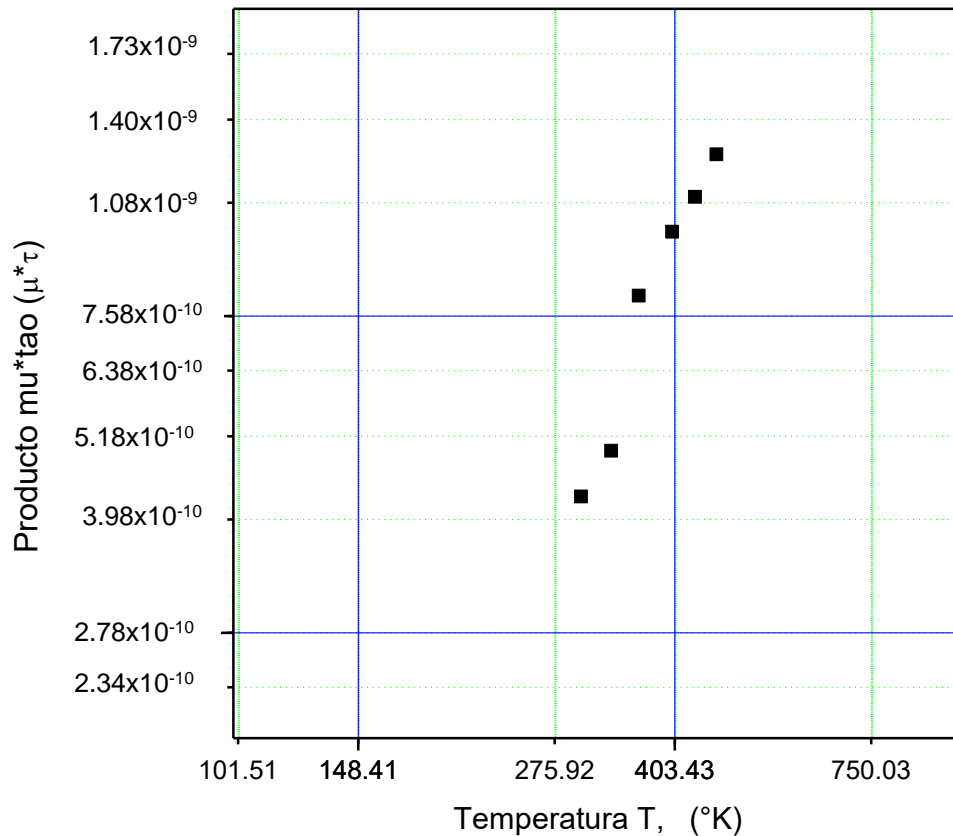


Fig. 3.12 Cambio de producto, movilidad tiempo de vida  $\mu\tau$ , ( $m^2/V$ ) vs temperatura T, (K) en un cristal de GaAs. Se utilizó el ángulo que da la mayor amplitud de señal, con  $R_L=10Kohm$

La Fig. 3.12 muestra el producto  $\mu\tau$  contra temperatura T (K) de un cristal de GaAs. Se observa que el cambio de la amplitud del producto  $\mu\tau$  crece como  $x^3$ .

### Resultados de mediciones de conductividad ( $\sigma$ ) y fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) a distintas temperaturas en un polímero fotoconductor

Para el caso del polímero fotoconductor también se realizaron pruebas para determinar el régimen de operación del polímero. Para este propósito se hicieron mediciones de corriente contra voltaje variando la temperatura en acenso y descenso.

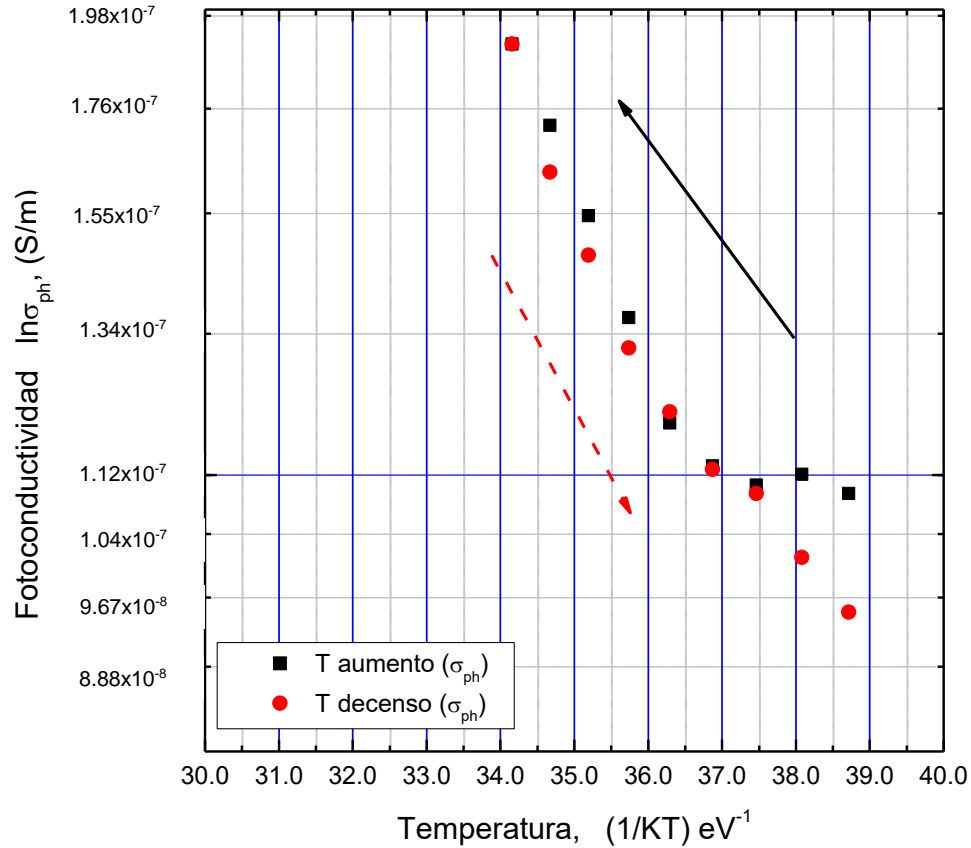


Fig. 3.13 Variación de temperatura (1/KT) vs la fotoconductividad  $\sigma_{ph}$ , (S/m) en polímero.

En la Fig. 3.13 se observan 2 gráficas ambas nos muestran la fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) contra 1/KT. En una tenemos la temperatura en aumento y en la otra en descenso. En estas curvas podemos verificar que el material estudiado no presenta histéresis térmica, aunque los últimos 2 puntos no parecen coincidir su diferencia es de menos del 10%. De ambas graficas observamos que hay un cambio lineal en la fotoconductividad con una pendiente negativa ( $-1.8 \times 10^{-8}$ ).

## Discusión de Resultados

### Conductividad ( $\sigma$ ) y fotoconductividad ( $\sigma_{ph}$ ) GaAs

Se observa que el comportamiento eléctrico de la muestra es estable cuando el material se somete al ciclo de calentamiento-enfriamiento y sus propiedades electrónicas son reproducibles.

El estudio de los tiempos de muestreo y estabilización de la temperatura para mediciones de fotoconductividad y conductividad no ha sido reportado en la literatura. Como se puede observar en la Fig. 3.1 las pendientes de las curvas son diferentes, pero tendiendo a una sola, permitiendo así establecer un tiempo fijo de espera para el muestreo. Para esto consideramos que las pendientes no varíen más de un 10%.

La aplicación de esta técnica se confirma al observar la Fig. 3.2 donde se le determina el tiempo de muestreo a 310K en 2.5min.

En la fig. 3.3 podemos ver que la mayor diferencia en los tiempos de estabilización de la corriente esta en los 390k entre  $\sigma_{ph}$ , en descenso y  $\sigma_{obsc}$ , en descenso, la cual es una diferencia cercana a 10 veces. La diferencia en tiempos de estabilización tan grandes entre conductividad y fotoconductividad nos indica que hay procesos diferentes que son afectados por la temperatura en cada caso. Estos mecanismos alargan o acortan los tiempos de estabilización. En contraparte la menor diferencia se encuentra entre  $\sigma_{ph}$ , en descenso y  $\sigma_{obsc}$ , en ascenso a la temperatura de 470K con una diferencia de .13min.

La zona donde se tiene una mayor variación en el tiempo de estabilización y además es más largo, se encuentra alrededor de 390K.

En la Fig. 3.4 se puede observar un crecimiento lineal de la corriente, el cual corresponde con la ley de Ohm. Al aumentar la temperatura la pendiente se hace más grande lo que nos indica que la conductividad aumenta también, tal y como sucede en semiconductores dado por la ec. 1.27.

La dependencia de conductividad oscura en temperatura muestra que la conductividad crece exponencialmente con el aumento de temperatura ajustándose este comportamiento por la recta de Arrhenius (de la ec. 1-26) por lo tanto a partir de esta es posible hacer los cálculos para determinar la energía de activación  $E_a$ . Si comparamos los valores obtenidos experimentalmente de  $E_a$  en GaAs ( $E_a = .51\text{eV} \pm 0.01$ ) podemos observar que estos valores son muy cercanos a la mitad de la energía del gap de Arseniuro de Galio  $E_g/2$  ( $E_g= 1.42\text{ eV}$ ) lo cual en correspondencia con la teoría la muestra utilizada en nuestros experimentos es un semiconductor semi-aislante, ya que es la clase de semiconductores adecuada para realización de los experimentos con el efecto de la F-FEM no estacionaria (por razones que se expondrán más adelante). Existen dos tipos de semiconductores semiaislantes: a) semiconductores con niveles de dopaje bastante bajo (es decir, algo muy cercano a semiconductor intrínseco), o, b) semiconductores compensados, donde la concentración de donadores y aceptores son muy cercanas. En ambos tipos de semiconductores el nivel de Fermi se ubica muy cerca del borde del gap.

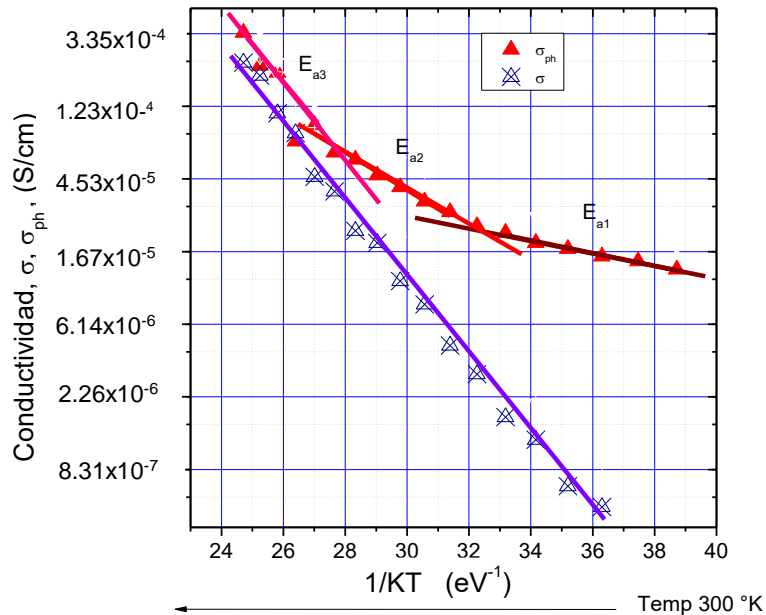


Fig. 3.14 Conductividad  $\sigma$  y fotoconductividad  $\sigma_{ph}$ , (S/m), vs  $1/KT$ , ( $\text{eV}^{-1}$ ) en el cristal de GaAs, para diferentes energías de activación.

En la Fig. 3.14 se muestran las dependencias de conductividad y fotoconductividad para distintas  $T$ . Se observa que en el caso de fotoconductividad la curva de  $\sigma_{ph}$  presenta 3 regiones; la región  $E_{a3}$  tiene un crecimiento igual al de la curva de conductividad, así que podemos considerar que la contribución de la fotoconductividad al llegar a los 400K se hace despreciable en comparación de la excitación térmica. Es importante resaltar que hay una diferencia de hasta dos órdenes de magnitud entre la  $\sigma$  y la  $\sigma_{ph}$  a temperatura ambiente.

Se puede observar también que para el caso de la dependencia de foto  $\sigma_{ph}$  existen tres regiones con pendientes distintas y, por lo tanto tres distintas energías de activación  $E_a$  ( $E_{a1} = .09 \text{ eV} \pm 0.01$ ,  $E_{a2} = 0.22 \text{ eV} \pm 0.01$ ,  $E_{a3} = 0.52 \text{ eV} \pm 0.06$ ). Esto implica que estamos observando tres distintos mecanismos de excitación.

En condiciones de equilibrio térmico la energía de activación es el indicador de la posición del nivel de Fermi. Estrictamente hablando, bajo iluminación, el sistema no está en el estado de equilibrio térmico, así que el concepto de nivel de Fermi no puede aplicarse. Sin embargo, se puede hablar del estado de cuasi equilibrio, si el tiempo de relajación, en equilibrio térmico (termalización de portadores) es mucho más corto que el tiempo de vida de portadores. En este caso se puede decir que, durante el tiempo de vida de los portadores, se está en el estado de equilibrio térmico con el sistema. En cristales de Arseniuro de Galio el tiempo de termalización de los portadores es del orden de picosegundos, mientras que los tiempos de recombinación (o de vida) son del orden de nanosegundos <sup>[35]</sup>, por lo tanto esta condición se cumple. En este caso se puede hablar de niveles de cuasi-Fermi para cada uno de los portadores. Se sabe, de los datos encontrados en literatura, así como a partir de nuestras propias mediciones de la corriente F-FEM no estacionaria que el portador predominante a esta longitud de onda son huecos <sup>[36,37]</sup>. Por lo tanto, podemos asumir que los valores de energía de activación encontrados en el experimento de fotoconductividad son atribuibles a los huecos.

En la región de temperaturas altas a partir de 400K, la cual se encuentra en la Fig. 3.14 a partir de los  $28 \text{ eV}^{-1}$ . Con lo anterior podemos observar que la contribución de fotoconductividad se hace despreciable, en comparación de la

excitación térmica y el valor de energía de activación coincide con el observado en el experimento de conductividad oscura.

Cuando el valor de la  $E_a$  en conductividad oscura coincide con el valor de  $E_a$  de la fotoconductividad podemos decir que el nivel de Fermi se encuentra a la mitad de la banda prohibida.

Al disminuir la temperatura los efectos de excitación óptica se vuelven más pronunciados y la energía de activación disminuye, indicando que el nivel de Fermi para huecos se acerca al borde de la banda de valencia, incrementando la concentración de portadores libres.

El incremento de concentración, de los portadores bajo iluminación es totalmente explicable, si recordamos que la longitud de onda utilizada en el experimento 633 nm. Al ser absorbido un fotón, este promueve a un electrón a la banda de conducción dejando un hueco en la banda de valencia, i.e. ocurre la absorción banda a banda. Siendo GaAs un semiconductor de gap directo este tipo de transiciones son altamente eficientes ( $\alpha = 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ) y la absorción ocurre en el grosor característico de aproximadamente 0.5  $\mu\text{m}$ .

Al comparar los valores de conductividad oscura y fotoconductividad la fotoconductividad es aproximadamente un orden de magnitud mayor.

### **Discusión Fuerza-Foto Electro Motriz.**

Primero que nada, el signo de la señal de F-FEM no estacionaria corresponde a los huecos, tal como se espera de cristal GaAs utilizado en esta tesis.

El primer resultado que analizaremos es el de la Fig. 3.8, donde observamos la dependencia del primer armónico de la corriente de la F-FEM contra la frecuencia de modulación  $\Omega/2\pi$ ; para tres niveles de intensidad de iluminación promedio  $I_0$ . Se puede observar que la frecuencia de corte  $\Omega_0$  se encuentra en el orden de los Khz tal y como se reporta en literatura para un cristal semejante [38,39].

La frecuencia característica para la cual la señal de F-FEM se satura es prácticamente independiente de la intensidad. Se sabe de la teoría de F-FEM no estacionaria que la frecuencia de corte observada en nuestro experimento puede

estar relacionada con uno de dos procesos. El primero es el proceso de relajación dieléctrica, que determina el tiempo de re-distribución de la rejilla de campo de carga espacial. La característica principal de este proceso es que el tiempo de relajación dieléctrica  $\tau_{di} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma_0}$  es inversamente proporcional a la fotoconductividad y por lo tanto a la intensidad de iluminación. El segundo, es el proceso de relajación de conductividad y esta relacionado con el tiempo de vida de los portadores, y su dependencia de la intensidad de iluminación es mucho menos pronunciada.

Los estudios experimentales del efecto de la F-FEM en GaAs han demostrado que el tiempo de relajación de conductividad en este material depende como; raíz cuadrada inversa, en intensidad de iluminación  $I_0$ .

En nuestro experimento observamos que la frecuencia de corte es prácticamente independiente de la intensidad de iluminación, lo cual permite asumir que la frecuencia de corte esta relacionada con el proceso de relajación de la conductividad.

En la Fig. 3.8 donde se gráfica la dependencia de la señal de la F-FEM contra la frecuencia de modulación para distintas temperaturas se observa que ambos, amplitud de la señal en la región de frecuencias altas y frecuencia de corte dependen fuertemente de temperatura.

En la Fig. 3.15 mostramos las dependencias de frecuencias de corte, así como de la amplitud del voltaje F-FEM en una gráfica de Arrhenius (como función de  $1/kT$ ).

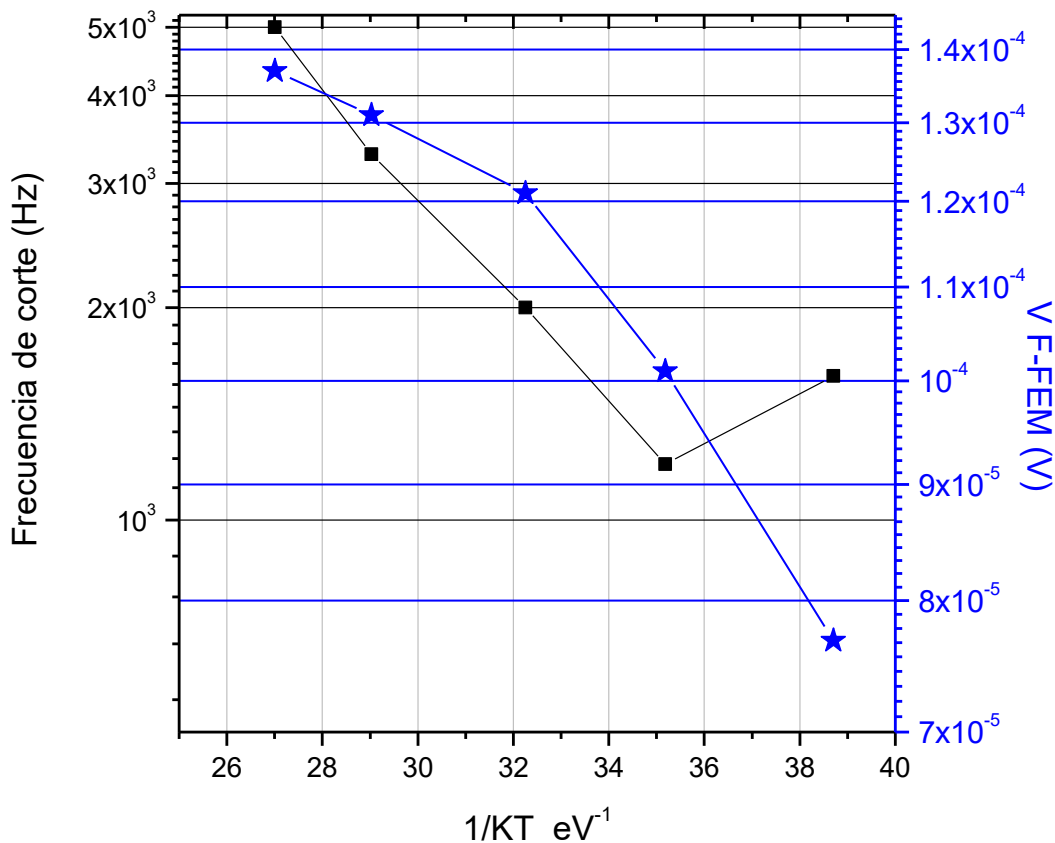


Fig. 3.15 La frecuencia de corte (Hz) —son los cuadros ■- y señal F-FEM (V) contra  $1/KT$  ( $eV^{-1}$ ) —son las estrellas ★ -

Comparando los resultados de F-FEM amplitud (V) y frecuencia de corte de la señal F-FEM al aumentar la temperatura, observamos una relación de aumento de la frecuencia de corte con un incremento de la amplitud de la señal F-FEM.

Ahora que le agregamos mediciones aumentando la T, observamos una relación de aumento de la frecuencia de corte con un incremento de la amplitud. En este caso no es posible comparar resultados en la literatura ya que no hay resultados reportados.

Es posible suponer que el aumento de la amplitud y la frecuencia de corte es generado por el aumento de T; a pesar de que  $\tau_{di}$  (a partir de la frecuencia de

corte, Fig. 3.9) disminuye con el aumento de T. (exceptuando un punto donde hay una ligera perturbación). El aumento de la frecuencia de corte y la amplitud lo podemos explicar asumiendo que  $\tau_{di} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma_0}$  donde  $\sigma_{ph}(T)$ <sup>[40]</sup>.

Los resultados muestran que la dispersión debida a impurezas es menos significativa a temperaturas más altas. La reducción de la contribución de dispersión por impureza es atribuible a que los portadores se están moviendo más rápido y permanecen cerca del átomo de impureza un tiempo más corto. En base a la condición anterior implicaremos una movilidad mayor, pero como también disminuye  $\tau_{di}$  podemos pensar que se dispersan de forma menos efectiva. El aumento de la conductividad es debido al aumento de portadores (g) lo cual se comprueba al ver que g está relacionado con la  $E_a$  que aumenta en función de T.

Como el tiempo de vida decae con el incremento de la T esto implica que el aumento de la conductividad, no es debida al tiempo de vida.

Para el estudio de materiales con la técnica F-FEM es importante recordar que:  $\frac{L_D}{2\lambda}$ , lo cual es la longitud de difusión mínima que es posible detectar por lo tanto esperamos que  $\tau_{di} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma(T)}$  sea mucho menor que el tiempo de vida de los fotoportadores ( $\tau \gg \tau_{di}$ ).

Al hacer un análisis de las  $L_D$  con el comportamiento de  $\tau_{di}$  el cual es mucho menor que 1, concluimos que las longitudes de difusión encontradas corresponden a la longitud de difusión de aceptores ( $L_{DA}$ ).

Es evidente que el crecimiento de  $E_D$  ( $E_D = \frac{KD}{\mu} = \frac{Kk_B T}{e}$ ) es debido a la temperatura y no a la movilidad lo cual contribuye al aumento de  $E_{SC}$ . Recordemos que el aumento de la conductividad se da por el aumento de n (ec. 1-30).

Al observar el comportamiento del polímero vemos que la fotoconductividad también aumenta conforma la T. Lo cual se debe al aumento de n.

---

Esperando que el efecto térmico que sufre la conductividad sea similar al mostrado en GaAs, descartamos que el aumento de  $\sigma_{ph}$  sea debido a la movilidad.

Al observar la Fig. 3.13 es importante resaltar nuevamente que no se presentan efectos de histéresis térmica. Al calcular la energía de activación resulta ser extremadamente pequeña ( $1.8 \times 10^{-8}$  eV) lo que nos dice que es un material muy sensible a la luz.

---

## REFERENCIAS

---

- [35] Physics of Semiconductor Devices S.M. Sze. Wiley Interscience
- [36] S.Mansurova, N.Korneev, and S. Stepanov, *Non-steady-state photoelectromotive force in semiconductors photorefractives biased by dc field*, JOSA B, **13**, No. 10, 2278-2285, (1996).
- [37] N.Korneev, S.Mansurova, P.Rodriguez, and S.Stepanov, *Fast and slow processes on the dynamics of near surface charge grating formation in GaAs*, JOSA B, **14**, No. 2, 396-399, (1996).
- [38] Castillo M. J, Optimización de un fotodetector adaptativo de GaAs basado en el efecto Foto-Fem, para aplicaciones de detección de ultrasonido, (2003). INAOE Sta. Ma. Tonantzintla, Pue. Pág. 35.
- [39] Stepanov S. 2001. Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices; Photo Electromotive-Force Effect in Semiconductors. **2**, pág. 238-239.
- [40] Mario Espinosa Tlaxcaltecatl Tesis Determinación de Propiedades Fotoconductoras de Películas de Si:H por Medio de la Técnica de Rejillas Dinámicas. Cap. 1 Introducción pág. 3

---

## CONCLUSIONES

Se aplicó la metodología de medición de conductividad, fotoconductividad y fuerza foto electromotriz no estacionaria en función de temperatura y se caracterizaron los parámetros fotoeléctricos de dos tipos de materiales semiconductores: un cristal de GaAs y un material orgánico a base de la mezcla polímero: chromophoros: sensitizador.

Los materiales analizados son electro-óptico-térmico estables ya que sus propiedades no varían al completar el ciclo de temperatura, antes y después de iluminación, así como al aplicar campo eléctrico externo.

Las mediciones de la conductividad oscura en función de temperatura muestran el crecimiento exponencial de la conductividad con el incremento de la temperatura, lo cual indica que los portadores mayoritarios son activados térmicamente. A partir de esta dependencia se determinaron la energía de activación del material, así como el valor de conductividad a temperatura ambiente. El valor de energía de activación para el cristal de GaAs fue de  $E_a = (0.50 \pm 0.01) \text{ eV}$  lo cual nos indica que el GaAs es un semiconductor del tipo compensado dado que la energía de activación se encuentra cerca de la mitad del gap.

El comportamiento de la película semiconductor orgánica de PoF6-TPD-PCBM, es similar al descrito en el punto anterior, observado en el intervalo de temperatura estudiado. Sin embargo, el polímero semiconductor analizado posee mayor conductividad a temperatura ambiente y también menor valor de energía de activación.

Las mediciones de fotoconductividad en función de temperatura muestran tres regiones con energía de activación diferente. Para temperaturas altas la energía de activación es muy cercana al valor de activación de conductividad oscura, indicando que el mecanismo térmico de la excitación de portadores predomina.

Al disminuir la temperatura, la energía de activación disminuye considerablemente apuntando al desplazamiento de nivel de Fermi hacia la banda correspondiente al portador mayoritario.

El análisis de datos de corriente de F-FEM no estacionaria, indicó que el cristal de GaAs es un conductor bipolar con huecos como portador mayoritario, con el tipo de relajación de tiempo de vida  $\tau_{ph} \gg \tau_{di}$ , de acuerdo a la longitud de onda e intensidad aplicada (633nm,  $I_0 = 40\text{mW/cm}^2$ ). También se puede concluir que el GaAs es un semiconductor del tipo compensado dado que el gap está más cerca de la energía de activación. Estos hallazgos están en concordancia con los estudios ya reportados anteriormente de este mismo semiconductor.

A partir de la dependencia de la corriente de la F-FEM no estacionaria se determinaron los siguientes parámetros de material: el tiempo de relajación de conductividad, las longitudes de difusión de los portadores mayoritarios y minoritarios así como sus productos  $\mu\tau$  (asumiendo la validez de la relación de Einstein).

Las mediciones de la corriente F-FEM no estacionaria a distintas temperaturas revelan que el tiempo de relajación de conductividad disminuye al aumentar la temperatura.

Las longitudes de difusión de huecos y electrones disminuyen con la temperatura, lo cual indica que el principal mecanismo de scattering de los portadores en el material estudiado es la dispersión en centros de impurezas.

Como estudio futuro podemos buscar los parámetros que influyen en que los tiempos de estabilización de la fotocorriente y corriente sean muy diferentes a 390K.