



INAOE

**Velocimetría Adaptiva
Utilizando el Efecto de la
Fuerza Foto Electromotriz no
Estacionaria**

por

Pedro Moreno Zárate

Tesis sometida como requisito parcial para
obtener el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el

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

Agosto-2007

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Svetlana Mansurova, INAOE

Dr. Julio César Ramírez San Juan, INAOE

©INAOE 2007

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



ABSTRACT

Here we have investigated both theoretically and experimentally an adaptive velocimeter based on non-steady state photo-EMF effect. First we develop the theoretical model for non-steady state photo-EMF current induced by the vibrating interference pattern which simultaneously shifts at a constant velocity, product of Doppler frequency shift. The analysis of analytical expression derived from this model shows that photo-EMF current peaks sharply when the frequency of periodic vibrations matches the Doppler frequency shift. Detecting the position of this peak it is possible to determine the velocity of the object which induces the Doppler shift. Experiments performed in reflectance and transmission configuration and using the sensor based in PF6:TPD photoconducting polymer and Gallium Arsenide semiconductor show that experimental behavior of photo-EMF signal agrees very well with the predictions of theory.

RESUMEN

En este trabajo se realizó la investigación teórica y experimentalmente un velocímetro adaptivo basado en efecto foto-FEM en estado no estacionario.

Primero se **desarrollo el modelo teórico** para la corriente inducida por un patrón de interferencia que vibra (modulación periódica) y que se desplaza (modulación lineal) simultáneamente una velocidad constante, producto de la foto-FEM de estado no estacionario y del cambio de frecuencia Doppler. El análisis de la expresión analítica demostró que cuando la frecuencia de vibraciones periódica es igual al cambio de frecuencia Doppler se observan picos de señal foto-FEM. Detectando la posición de este pico es posible determinar la velocidad del objeto que induce el cambio de frecuencia Doppler.

La parte experimental se realizo utilizando un interferómetro del tipo MACH-ZENDER en configuración de reflexión y transmisión, los sensores usados son basados en polímero fotoconductor *PF6-TPD* y el semiconductor Arsenuro de Galio *GaAs*, los cuales demostraron que el comportamiento experimental de la señal de la foto-FEM coincide con las predicciones teóricas.

DEDICATORIA

A Dios

darme el privilegio de conocerte y ponerte en mi camino .

A Yasmín

Vida de mi vida.

A la vida

Por enseñarme que lo más importante no es el destino, si no el viaje,

A mi madre

Por su apoyo, cariño y confianza que siempre me han dado.

Al pulgas.

Por ser mi compañero, en las noches de soledad.

A mis hermanos

Raúl y Angela

Por su respaldo y aliento brindado durante toda mi vida.

GRACIAS !!!

AGRADECIMIENTOS

De manera especial a la doctora *Svetlana Mansurova* por darme la oportunidad de realizar el trabajo de tesis bajo su dirección, gracias a su dedicación, esfuerzo y paciencia este trabajo se llevo a feliz término. Al doctor **Julio C. Ramírez San Juan**, por sus consejos y valiosos comentarios. Al doctor *Ponciano Rodríguez Montero* por sus consejos y trabajo desinteresado, siendo una colaboración valiosa en la realización de este trabajo A los investigadores que aceptaron revisar este trabajo.

A mis compañeros de viaje Eber Orozco, Armando Pérez, Anmi García, Iván Hernandez Romano, Juan Carlos Juárez, Juan Carlos Valdivieso, Daniel López, Margarita Cunilli y Gerardo Díaz.

A las personas que me brindaron la oportunidad de ser su amigo, Raúl Ochoa, Gustavo Martínez, pues gracias a su ánimo y entusiasmo este camino fue menos pesado.

A todo el personal del INAOE, que de una u otra manera hicieron de mi estancia en este instituto placentera.

Finalmente, quiero agradecer al CONACYT, por la beca que me fue otorgada para llevar a cabo mis estudios de maestría, además del proyecto CONACYT *No.* 61237

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Antecedentes de velocimetría láser.	1
1.2. Motivación	2
1.3. Objetivo.	4
1.4. Contenido de la tesis.	5
2. Revisión de Conceptos Básicos.	7
2.1. Interferencia	7
2.2. Efecto Doppler	8
2.3. Métodos de detección de velocidades	11
2.3.1. Caso de un solo haz o detección directa	12
2.3.2. Caso de 2 haces coherentes.	13
2.3.3. Velocímetros Comerciales	17
2.4. Efecto de Fuerza foto Electromotriz (foto-FEM)	19
2.4.1. Análisis teórico del efecto foto-FEM	24
2.4.2. Análisis teórico del efecto foto-FEM caso estacionario	27
2.4.3. Análisis teórico del efecto foto-FEM caso no estacionario	27
2.5. Aplicación del efecto de foto-FEM dc en la velocimetría	35
3. Detalles experimentales	38
3.1. Características de las muestras	38
3.1.1. Arsenuro de galio	39
3.1.2. Polímero fotoconductor	39
3.2. Descripción de los arreglos experimentales	41

3.2.1. Sistema óptico	41
3.2.2. Sistema de modulación de fase	43
3.2.3. Sistema de detección	44
3.3. Procedimientos experimentales	44
3.3.1. Caracterización del detector de foto-FEM.	45
3.3.2. Investigación del efecto de foto-FEM inducido por un patrón de interferencia vibrante que se desplaza a velocidad constante . . .	47
3.4. Especificaciones técnicas del equipo utilizado en los experimentos. . . .	47
4. Análisis teórico del efecto de foto- FEM no estacionaria en presencia de corrimiento continuo de fase.	49
4.1. Ecuaciones principales y análisis teórico del efecto foto-FEM en presencia de corrimiento Doppler	49
4.2. Análisis de los casos límites y dependencias teóricas.	52
4.3. Análisis de la señal de foto-FEM j^1 cuando existe simultánea de corrimiento Doppler y modulación periódica de fase.	54
5. Investigación experimental del efecto de foto-FEM no estacionaria en presencia de corrimiento continuo de fase.	58
5.1. Resultados experimentales en el Cristal de Arsenuro de Galio	59
5.1.1. Caracterización	59
5.1.2. Corrientes Alternas Generada por Superposición de Modulación Periódica y Lineal de Fase en <i>GaAs</i>	61
5.2. Resultados experimentales en el Polímero Fotoconductor PF6-TPD	67
5.2.1. Caracterización	67
5.2.2. Corriente alterna de foto-FEM generada por superposición de modulación periódica y lineal de fase.	70
5.3. Detección de velocidad del desplazamiento de un espejo pegado a una bocina utilizando el polímetro fotoconductor PF6-TPD como detector . .	75
5.4. Propiedades del velocímetro adaptivo basado en el efecto de foto-FEM no estacionaria	79
5.4.1. El rango de velocidades detectables	80

5.4.2. Responsividad y sensibilidad	81
5.4.3. Resolución	82
5.4.4. Velocidad de adquisición de datos	82
5.4.5. Sensitividad a ruidos ambientales y vibraciones.	82
6. Conclusiones.	84

Índice de cuadros

2.1. Características de las configuraciones de Velocimetría Doppler	17
2.2. Características del velocímetro Doppler commercial	18
5.1. Rango de velocidades medidas	80
5.2. Comparación de Métodos	83

Índice de figuras

2.1. Superposición de dos haces de luz I_1 , I_2 con frentes de onda planos formando un ángulo θ entre ellos. X es la coordenada espacial, Λ es el periodo espacial. La distribución de intensidad resultante sobre la superficie S es una serie de franjas senoidales perpendiculares al plano de la figura.	8
2.2. Efecto Doppler clásico [13]	9
2.3. Efecto Doppler en configuración de un solo haz	12
2.4. Detección de frecuencia Doppler en configuración de haz de referencia	14
2.5. Esquema básico de una configuración diferencial Doppler.	15
2.6. Esquema básico de configuración diferencial Doppler simétrica.	16
2.7. Esquema de velocímetro desarrollado por la compañía Polytec [11].	18
2.8. 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.	20
2.9. Modelo de conductor monopolar tipo p con un solo nivel de impurezas.	21
2.10. Formación de rejillas de campo de carga espacial.	22
2.11. Configuración experimental para observar el efecto de foto-FEM.	23
2.12. Dependencia de la señal de foto-FEM ac j^{1P} respecto a frecuencia de modulación periódica Ω_p para distintas intensidades promedio de iluminación [10].	31
2.13. Dependencia de la señal de foto-FEM ac j^{1P} respecto a amplitud de modulación periódica Δ para distintas intensidades promedio de iluminación I_0 [10].	32

2.14. Dependencia de la señal de foto-FEM ac j^{1P} respecto a frecuencia espacial K [10].	33
2.15. Dependencia de la señal de foto-FEM dc j^{0D} respecto a frecuencia de modulación lineal Ω_D para distintas intensidades[10].	34
2.16. Dependencia de la señal de foto-FEM dc j^{0D} respecto a frecuencia espacial K	35
2.17. Esquema experimental de disco girando.	36
2.18. Variación de foto-FEM respecto a la velocidad tangencial de disco girando [12].	36
2.19. Configuración de doble electrodo [12].	37
2.20. Variación de foto-FEM respecto a la velocidad tangencial de disco girando en configuración de doble electrodo [12].	37
3.1. Composición química de los componentes del compuesto polimérico fotoconductor.	39
3.2. Geometría de la muestra de polímero fotoconductor (a) vista frontal y (b) vista lateral.	40
3.3. Arreglo experimental en configuración de transmisión para caracterización de <i>GaAs</i>	42
3.4. Interferómetro Mach Zender en configuración de reflexión para la caracterización de TF6-TPD.	42
3.5. Arreglo experimental en configuración de transmisión para investigación del efecto de foto-FEM en presencia del corrimiento continuo de fase en <i>GaAs</i>	45
3.6. Arreglo experimental en configuración de reflexión para investigación del efecto de foto-FEM en presencia del corrimiento continuo de fase en polímero fotoconductor PF6-TPD.	46
4.1. Respuesta de la señal de foto-FEM j^1 en función de la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P	53
4.2. Dependencia de la señal de foto-FEM j^1 en dependencia a la frecuencia de modulación lineal de fase (frecuencia Doppler) Ω_D para distintas frecuencias de modulación periódica $\Omega_P\tau_{di} = 0,1, 0,3$ y 1	54
4.3. Respuesta de la densidad de corriente de foto-FEM j^1 en función de la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P para distintas frecuencias de desplazamiento Doppler $\Omega_D\tau_{di} = 0,000, 0,001, 0,003, 0,010, 0,100, 0,300$	56

5.1. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia espacial K en $GaAs$, $\Omega_p = 10kHz$, $\Delta = 500mrad$, $I^0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 59

5.2. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 respecto amplitud de modulación Δ en $GaAs$, $\Omega_P = 10kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 60

5.3. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 en función de frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$, $I_0 = 40, 19$ y $8mW/cm^2$ 61

5.4. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en $GaAs$. $\Omega_P = 10$ y $20kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 62

5.5. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la fase de la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en $GaAs$. $\Omega_P = \pm 10$ y $\pm 20kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$. . . 63

5.6. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la fase de la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en $GaAs$. $\Omega_P = \pm 10$ y $\pm 20kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$. . . 64

5.7. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = \pm 10kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 65

5.8. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = \pm 70kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 66

5.9. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = 70kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40, 24, 9, 3, 1,5$ y $1,5mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$. . 67

5.10. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = 70, 70,10, 70,25, 70,50$ y $71kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$. . . 68

5.11. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en *GaAs*. $\Omega_D = 70, 70,10, 70,25, 70,50$ y $71kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 69

5.12. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en *GaAs*. $\Omega_D = 70, 70,05$ y $70,10kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 1mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$ 70

5.13. Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la amplitud de modulación periódica de fase Δ en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_P = 150kHz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 71

5.14. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40, 14, 6$ y $3mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 72

5.15. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en polímero fotoconductor PF6-TPD. Ω_P , $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 73

5.16. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 200, 400, 700$ y $100Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 74

5.17. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 700Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40, 13, 6$ y $4mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 75

5.18. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 700, 710, 730$ y $760Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 76

5.19. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 700, 710, 730$ y $760Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 13mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$ 77

5.20. Configuración de reflexión utilizada para la detección de velocidad del objeto en movimiento utilizando como detector una muestra de polímero fotoconductor PF6-TPD. El objeto en movimiento es simulado por un espejo pegado a la bocina excitada por una señal eléctrica en forma de diente de sierra. 78

5.21. Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D/2\pi = 0,060, 0,030$ y $0,015Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 13mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10M\Omega$ 79

LISTA DE SÍMBOLOS

Δ	Amplitud de modulación periódica
ξ	Ángulo de intersección de dos haces
Θ	Ángulo formado por el vector de onda y el vector velocidad
$GaAs$	Arsenuro de Galio
E_{SC}	Campo de carga espacial
E_0	Campo eléctrico de difusión
C	Capacitancia de cables coaxiales
e	Carga del Electrón
D	Coefficiente de difusión
Υ	Coefficiente de recombinación de huecos
N^+	Concentración de donadores ionizados
N^{-A}	Concentración de huecos ionizados
p	Concentración de huecos
n	Concentración de electrones
k_B	Constante de Boltzmann
m	Contraste de las franjas
j^1	Densidad de corriente de foto-FEM del primer armónico (ac)
j_0	Densidad de corriente primaria
j^0	Densidad de corriente de foto-FEM del armónico fundamental (dc)
Φ	Diferencia cuántica de generación de carga
P_0	Energía total absorbida.
$\varphi(t)$	Fase del patrón de interferencia
σ	Fotoconductividad promedio del material
ω_0	Frecuencia central de la luz
f_B	Frecuencia de Bragg
Ω_C	Frecuencia de característica
f_C	Frecuencia de compensación
Ω_0	Frecuencia de corte

f_M	Frecuencia de modulación
Ω_D	Frecuencia de modulación lineal de fase
Ω_P	Frecuencia de modulación periódica de fase
f_R	Frecuencia de referencia
f_S	Frecuencia de señal
f_D	Frecuencia Doppler
K	Frecuencia espacial
K_{OPT}	Frecuencia espacial óptima
$\Delta\sigma_{ph}$	Fotoconductividad
σ_0	Fotoconductividad promedio o conductividad oscura
$J_0(\Delta)$	Función bessel de orden cero
$J_1(\Delta)$	Función bessel de primer orden
H_R	Haz de referencia
H_S	Haz de señal
I_0	Intensidad promedio de iluminación
L_D	Longitud de difusión de los huecos
λ	Longitud de onda del láser
MAO	Modulador Acusto-Óptico
MEO	Modulador Electro-Óptico
μ	Movilidad
μ_n	Movilidad de electrones
μ_p	Movilidad de huecos
N	Número de franjas en el espacio entre los electrodos.
N_S	Numero de huecos
N_S^-	Numero de huecos ionizados
Λ	Periodo espacial
ε	Permititividad eléctrica del material
ε_0	Permititividad del vacío
$PF6 - TPD$	Poly-fluorenone-6
g	Razón de generación de huecos
g_0	Razón de generación promedio de portadores

R_L	Resistencia de carga
A	Superficie de la cara frontal de la muestra
τ_{di}	Tiempo de relajación dieléctrica
τ	Tiempo de vida de foto portadores
v	Velocidad de desplazamiento lineales
v_F	Velocidad de desplazamiento de las franjas
c	Velocidad de la luz
v_P	Velocidad de partículas
U_0	Voltaje aplicado
U^1	Voltaje de foto-FEM del primer armónico

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antecedentes de velocimetría láser.

La determinación de propiedades físicas de los objetos tales como su posición, tamaño, velocidad o temperatura, es objetivo de muchos trabajos de investigación. Entre ellas la tarea de valoración de la magnitud y la dirección de velocidad posee una especial importancia debido a que el conocimiento de este parámetro es relevante en distintos campos de la ciencia y tecnología como son [1].

- *Aplicaciones en biomedicina*, en estudios de flujo sanguíneo en arterias venas en diferentes órganos humanos [2], animales [3], y la detección de células de plasma o células rojas [4].
- *En aerodinámica*, en la construcción y optimización de automóviles, aviones o helicópteros, reduciendo resistencia al viento o minimizando el consumo de energía [5].
- *Hidrodinámica*, en la optimización y construcción de mecanismos inmersos en fluidos [6].
- *Monitoreo de procesos industriales*, con la finalidad de optimizar líneas de producción, esto para reducir costos.

Con la aparición del láser de onda continua en 1961, la posibilidad de medir la velocidad con métodos no invasivos, se vislumbraba cercana. Tres años después los investigadores Yeh y Cummins [7] desarrollaron un velocímetro láser, utilizando un conjunto de dispositivos ópticos, midiendo la velocidad de agua que circulaba a través de un tubo. En 1965 Foreman [8] utiliza esta nueva técnica y consigue medir la velocidad de flujo de gas.

Todas las técnicas basadas en detección de velocidad de manera remota mediante luz coherente se reúnen bajo el nombre genérico de “Velocimetría Láser” (VL) [9].

La gran mayoría de estas técnicas utilizan el fenómeno Doppler como el principio de funcionamiento. Este fenómeno consiste en el cambio de frecuencia de la onda reflejada de un objeto en movimiento. De esta manera se transforma un problema de estimar velocidades, en detección de la frecuencia de un espectro, con la suposición de que la partícula mantiene la velocidad constante en toda la zona de detección [3].

1.2. Motivación

No obstante, que el estudio de la velocimetría láser Doppler durante los últimos cuarenta años ha avanzado considerablemente, aun presenta dificultades, debido a que tradicionalmente los sistemas de monitoreo basados en detectores opto-electrónicos utilizados en esta área de la metrología, presentan ciertas limitantes. Por ejemplo:

- Poca sensibilidad a desplazamientos pequeños.
- Alta complejidad de los arreglos experimentales utilizados, para tener una buena señal de detección. Lo que se traduce en montajes experimentales difíciles de alinear.
- Sensibilidad a ruidos ambientales. En muchos de los casos para eliminar estos problemas se utilizan sistemas de compensaciones electrónicas y ópticas, lo que eleva el costo de los dispositivos de medición [10].
- Necesidad de introducir el off-set en frecuencia (celdas de Bragg) para conocer la dirección de los desplazamientos.
- Poca adaptabilidad a diferentes tipos de blancos, sean gases, superficies rugosas y líquidos.

Por tales motivos, surge la necesidad de utilizar nuevos detectores, los cuáles sean más flexibles que los utilizados tradicionalmente, y que no presenten las limitantes de los sensores de velocidad convencionales.

En la década de los 90's, se estudio el uso de rejillas dinámicas producidas por un patrón de interferencia que incide sobre un material fotoconductor, para determinar los parámetros de desplazamiento de los objetos (*vibración*). El efecto se basa en excitar corrientes en un material fotoconductor producido por la interacción entre la rejilla de fotoconductividad y la rejilla de

campo de carga espacial ha este efecto se conoce como el efecto de **Fuerza Foto Electromotriz** o Photo Electromotive Force.

Los detectores basados en este efecto poseen las siguientes ventajas:

- El efecto tiene propiedades de adaptabilidad a las variaciones de frente de onda, es decir se pueden usar en calidad de blanco las superficies rugosas, líquidas y gases.
- Debido a que la función de transferencia de este tipo de detectores es como filtro pasa altas [10], el sistema de detección es insensible a ruidos ambientales (vibraciones mecánicas, corrientes de aire, etc.). Esto evita el uso de compensadores electrónicos para aumentar la estabilidad del sistema de monitoreo de velocidades, lo cual potencialmente lo hace competitivo comercialmente [11].
- No requiere estricta alineación del sistema óptico para recolección de la luz incidente al detector.

Por lo tanto la propuesta de utilizar este tipo de detectores en velocimetría resulta atractiva.

Bajo esta idea, se realizó un trabajo previo por el grupo de investigación de Wang *et al* [12]. Este trabajo mide experimentalmente la corriente directa dc producida por el patrón de interferencia que se desplaza a velocidad constante (modulación lineal de fase). La velocidad de desplazamiento es proporcional al cambio en frecuencia Doppler inducido por un disco esmerilado girando. Aunque la técnica ofrece una manera sencilla de detección de velocidades, presenta las siguientes desventajas.

- La incertidumbre estimada es aproximadamente del 10 % y 12 %.
- El parámetro de medición (el valor absoluto de la corriente de la foto-FEM) depende de la intensidad de luz recolectada por el detector, así que es preciso recalibrar el velocímetro constantemente, normalizándola señal.
- El arreglo óptico de configuración de haz de referencia propuesto por Wang *et al* en sus experimentos, (como se explicara en la sección de “Métodos de detección de velocidades” presenta las limitantes técnicas típicas de estas configuraciones.
- En el experimento se mide corriente dc lo cual limita la razón señal a ruido.
- El rango de velocidades detectables está limitado por el tiempo de relajación dieléctrica del material ($v = \Lambda/\tau_{di}$, Λ donde es el periodo del patrón de interferencia y τ_{di} es el tiempo de relajación dieléctrica), lo cual reduce las propiedades de adaptabilidad del detector.

Por otro lado existe otra clase de esquemas de detección de la corriente foto-FEM basados en la detección de corriente alterna (ac) inducida por un patrón de interferencia que vibra (modulación periódica de fase). Estos sistemas de detección se utilizan ampliamente en vibrometría láser para determinar los parámetros de vibraciones y presentan una serie de ventajas comparando el sistema de detección utilizado por el grupo de Wang *et al* [12]. En este trabajo proponemos combinar las propiedades de ambos sistemas de detección, es decir, mezclar la modulación periódica y lineal de fase. Por lo tanto las franjas de interferencia vistas por el detector no solo se desplazaran por la modulación lineal de fase, sino que vibraran al unísono por modulación periódica.

1.3. Objetivo.

El principal objetivo de esta tesis, es desarrollar una técnica alternativa para la detección de desplazamientos lineales de fase, utilizando detectores adaptivos basados en el efecto de foto-FEM no estacionaria. Para lograr este objetivo se **desarrollara la teoría del efecto de la foto-FEM no estacionaria en presencia de modulación lineal y periódica de fase**. A demás se demostrara que *cuando la frecuencia de vibración empata con la frecuencia Doppler la corriente de foto-FEM presenta un pico pronunciado*.

Los resultados teóricos serán verificados experimentalmente en dos clases de detectores.

- El primero se baso en “**Arsenuro de Galio**” *GaAs* semi aislante en la muestra se ilumino en configuración de transmisión .
- El material para el segundo detector es el polímero fotoconductor **PF6-TPD**, esta muestra se ilumino en configuración de reflexión.

Los resultados teóricos y experimentales demostraron que midiendo la **posición del pico de corriente de la foto-FEM es posible determinar la velocidad del objeto** que introduce el desplazamiento en frecuencia Doppler.

Las velocidades detectadas en

- *GaAs* van desde 24cm/s hasta 168cm/s .
- Para el polímero fotoconductor el rango de velocidades es de $19\mu/s$ a $133\mu/s$.

Cabe mencionar que los **resultados de las mediciones no dependen de la intensidad de iluminación** y por lo tanto el **velocímetro no necesita calibración**.

1.4. Contenido de la tesis.

A continuación se presenta un breve resumen del contenido de cada uno de los apartados que conforman este trabajo.

En el capítulo 2 “Revisión de Conceptos Básicos”

Se realiza una revisión de los conceptos básicos de Velocimetría Láser Doppler y del fenómeno de foto-FEM no estacionaria. Se desarrolla una revisión de métodos de detección de velocidades, además de realizar una revisión del trabajo realizado previamente con este tipo de fotodetectores por Wang *et al* [12].

En el capítulo 3 “Detalles Experimentales”

Se describen los esquemas experimentales utilizados durante la etapa experimental de tesis, además de presentar las principales características del equipo y material utilizado en de desarrollo de este trabajo.

En el capítulo 4 “Análisis teórico del efecto de foto- FEM no estacionaria en presencia de corrimiento continuo de fase.”

Se realiza el desarrollo teórico para la descripción del proceso de formación de la corriente foto-FEM en presencia de corrimiento periódico y lineal de fase. Se realiza también el análisis de los resultados teóricos obtenidos, así como la discusión de distintos casos límites que puedan surgir.

En el capítulo 5 “Investigación experimental del efecto de foto-FEM no estacionaria en presencia de corrimiento continuo de fase ”

Se presenta los resultados experimentales en dos tipos de fotodetectores basados en el efecto foto-FEM para detección de corrimientos lineales de fase. Primero se caracterizaron los detectores. Posteriormente se muestran los resultados experimentales obtenidos cuando el detector está sometido a modulación periódica y lineal de fase. Por último se discuten los resultados obtenidos en esta etapa experimental, comparándolo con los velocímetros comerciales existentes y con el velocímetro desarrollado por Wang *et al* [12].

En el capítulo 6 “Conclusiones”

Se presentan las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 2

Revisión de Conceptos Básicos.

En este capítulo se realiza una revisión bibliográfica de los conceptos fundamentales para la asimilación del desarrollo teórico y experimental de esta tesis.

2.1. Interferencia

En teoría de mecánica ondulatoria la interferencia es lo que resulta de la superposición de dos o más ondas, resultando en la creación de una nueva distribución de intensidad, [13] i.e. “la interferencia óptica equivale a la interacción de 2 o más ondas de luz que producen una irradiancia resultante que se desvía de la suma de las irradiancias componentes” [14].

Cuando dos ondas planas se superponen entre sí con un ángulo θ sobre la superficie A , como se ve en la fig 2.1 se genera un patrón de interferencia con la distribución sinusoidal de intensidad [15].

El patrón de interferencia estará definido como (2.1)

$$I_t = I_0(1 + m \cos(Kx - \varphi(t))) \quad (2.1)$$

Donde m es el contraste de las franjas de interferencia, I_0 es la intensidad promedio de iluminación, K es la frecuencia espacial que está definida como (2.2).

$$K = \frac{4\pi \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} \quad (2.2)$$

Aquí λ es la longitud de onda.

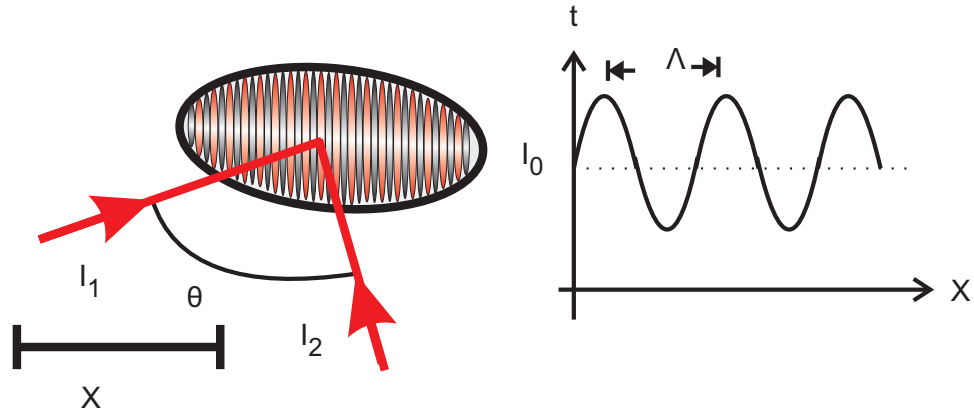


Figura 2.1: Superposición de dos haces de luz I_1, I_2 con frentes de onda planos formando un ángulo θ entre ellos. X es la coordenada espacial, Λ es el periodo espacial. La distribución de intensidad resultante sobre la superficie S es una serie de franjas senoidales perpendiculares al plano de la figura.

El término $\varphi(t)$ en la Ecuación (2.1) es la diferencia de fase que determina la posición de las franjas. Si depende del tiempo, por ejemplo linealmente

$$\varphi(t) = \Omega_D t \tag{2.3}$$

las franjas del patrón de interferencia comenzaran a desplazarse a velocidad constante:

$$v_F = \frac{\Omega_D}{K} \tag{2.4}$$

donde $\Omega_D = 2\pi f_D$ es así llamada la frecuencia de Doppler que puede ser interpretada como un desplazamiento en frecuencia respecto la frecuencia central ω_0 de la onda de luz cuyo origen y significado aclararemos posteriormente y es la frecuencia lineal. Nótese que este caso es análogo al caso de interferencia de 2 ondas a distintas frecuencias temporales ω_0 y $\omega_0 + \Omega_D$.

Ahora bien si depende del tiempo, pero de manera periódica

$$\varphi(t) = \Delta \sin(\Omega_P t) \tag{2.5}$$

el patrón de interferencia oscilara periódicamente con amplitud Δ y frecuencia Ω_P .

2.2. Efecto Doppler

El efecto Doppler, fue llamado así en honor a Christian Andreas Doppler (1803 – 1853). Este fenómeno consiste en un desplazamiento de frecuencia temporal ω de onda cuando existe el

movimiento relativo, ya sea de la fuente o del receptor [13].

El efecto Doppler es común para cualquier tipo de movimiento ondulatorio, ya sea ondas electromagnéticas, sonoras, etc. [16].

La manifestación cotidiana de este efecto lo encontramos en el cambio del tono de sonido de una sirena de agudo a grave, a medida de que el vehículo se aproxima o se aleja del observador [13](ver figura 2.2) .

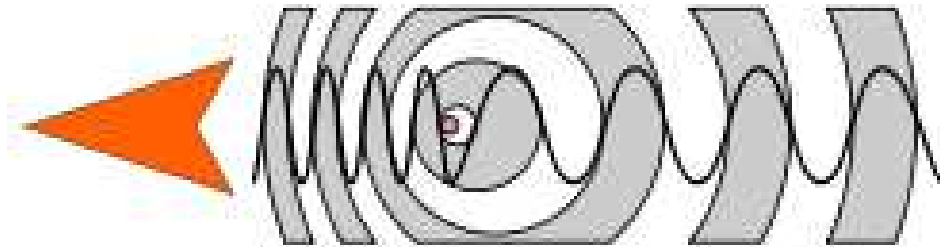


Figura 2.2: Efecto Doppler clásico [13]

De esta manera la onda (e.g. onda electromagnética de luz) que interacciona con el objeto en movimiento puede proporcionar información de la velocidad del mismo para entenderlo consideramos 4 distintas posibilidades [13].

En el primer caso, el movimiento relativo tanto del observador como de la fuente emisora es cero.

Por lo tanto fuente de luz inmóvil que emite una onda continúa con la frecuencia f_R . Una longitud de onda λ_R pasa al observador inmóvil en un tiempo t , por lo tanto la frecuencia de la fuente y la frecuencia observada es la misma.

$$f_R = \frac{c}{\lambda_R} = f_S \quad (2.6)$$

Para el segundo caso, el observador se aleja de la fuente de luz a la velocidad v_S .

En este caso la frecuencia temporal de la onda que se emite por la fuente en reposo está relacionada con la longitud de onda por la ecuación (2.6).

Sin embargo, para el observador en movimiento la situación es distinta. El tren de onda necesitará un tiempo más largo t_S , para atravesar al observador y por lo tanto la longitud de onda

aparente es igual.

$$\lambda_S = t_S (c - v_S) = \frac{(c - v_S)}{f_s} \quad (2.7)$$

Dado que el sistema es espacialmente homogéneo (no hay interfaces) la longitud de onda (real) se conserva: $\lambda_R = \lambda_S$. Entonces f_S y f_R están relacionados por la siguiente ecuación.

$$\frac{(c - v_S)}{f_S} = \frac{c}{f_R} \quad (2.8)$$

Por lo tanto la frecuencia

$$f_S = \frac{f_R (c \pm v_S)}{f_S} = f_R \left(1 \pm \frac{v_S}{c} \right) \quad (2.9)$$

Si el observador se aleja de la fuente ($v_S > 0$), entonces la frecuencia de la luz disminuirá (corrimiento al rojo). Si el observador se mueve hacia la fuente de luz ($v_S < 0$) la frecuencia aumentará (corrimiento al azul).

En el tercer caso consideraremos que el observador se encuentra en reposo y la fuente esta en movimiento.

Si la fuente se mueve hacia el observador con la velocidad , los frentes de onda percibidos por el este observador están más cerca uno del otro. En consecuencia, el observador percibe menor longitud de onda. Caso contrario si la fuente se alejara del observador. Por lo tanto la frecuencia percibida por el observador estará dada por.

$$f_S = f_R \left(\frac{1}{1 \mp \frac{v_R}{c}} \right) \quad (2.10)$$

Nuevamente, el signo $-$ o $+$ dependerá si la fuente se acerca o aleja del observador.

El último caso se presenta cuando el observador y la fuente se encuentran en movimiento.

Al combinar las ecuaciones encontradas con anterioridad tenemos.

$$f_S = f_R \left(\frac{c \pm v_s}{c \mp v_R} \right) \quad (2.11)$$

Donde los signos \pm y \mp se utilizan de la siguiente forma: si en el numerador los términos se suman, en el denominador deben restarse y viceversa.

Nótese, que este caso en particular es similar a que si consideráramos que la fuente y el observador se encontraran inmóviles y tomando un punto de referencia (origen de coordenadas) que esta desplazándose a velocidad relativa v .

En práctica normalmente la fuente de luz y el detector en el sistema de medición son inmóviles y lo que se quiere medir es la velocidad de un objeto que se mueve entre estos dos. En este caso para analizar la situación podemos representarla de siguiente manera. Tomamos la fuente 1 de luz inerte que incide sobre el objeto (observador 1) en movimiento (caso 2). Si este observador 1 refleja la luz que incide sobre él, se convertirá en una fuente emisora 2 que estará en movimiento (caso 3), y el cambio de frecuencia será detectada por un detector inmóvil 2. Al superponer las 2 acepciones anteriores tendremos un resultado igual al caso cuando la fuente y el emisor se desplazan ambos.

En aplicaciones de velocimetría, el análisis anterior es una aproximación para las velocidades pequeñas respecto a la velocidad de la luz, que se satisface muy bien en el rango de velocidades técnicas relevantes.

Las ecuaciones (2.9), (2.10) y (2.11) son útiles cuando el vector de onda \vec{K} es paralelo a la dirección de desplazamiento del objeto. Para el caso de direcciones arbitrarias la expresión de frecuencia 2.9 se transformara.

$$f_S = f_R \frac{c - v \cos(\theta)}{c - v \cos(\theta + \alpha)} \quad (2.12)$$

Donde θ es el ángulo que forman el vector de onda emitida por la fuente y el vector de velocidad del objeto, es el ángulo entre el vector de velocidad y el vector de onda que incide al receptor. Como se había mencionado, el efecto Doppler se aplica a los fenómenos ondulatorios de manera universal. El uso del efecto Doppler en óptica (i.e. rango óptico del espectro electromagnético) utilizando las fuentes incoherentes (luz de las estrellas) es común en astronomía para determinar las velocidades de cuerpos celestes.

La aparición de fuentes de luz coherentes (láser) abrió la posibilidad de medir velocidades de los objetos con métodos no invasivos. Esto se logro gracias a la alta direccionabilidad y coherencia del haz láser, además de la poca divergencia que presentan el mismo. Todas las técnicas de detección de desplazamientos que se basan en el efecto Doppler y usan laceres como fuente de luz se denominan bajo el nombre común de Velocimetría Láser Doppler.

2.3. Métodos de detección de velocidades

La técnica de Velocimetría Láser Doppler se dio a conocer al final de la década de los 70's y se fue perfeccionándose en las décadas posteriores. Existen 2 configuraciones experimentales para la

detección de velocidades basadas en el efecto Doppler: el caso más simple que consta de un solo haz, y el método de 2 haces coherentes basado en el fenómeno de interferencia.

2.3.1. Caso de un solo haz o detección directa

El arreglo experimental para la configuración de un solo haz se presenta en la figura (2.3).

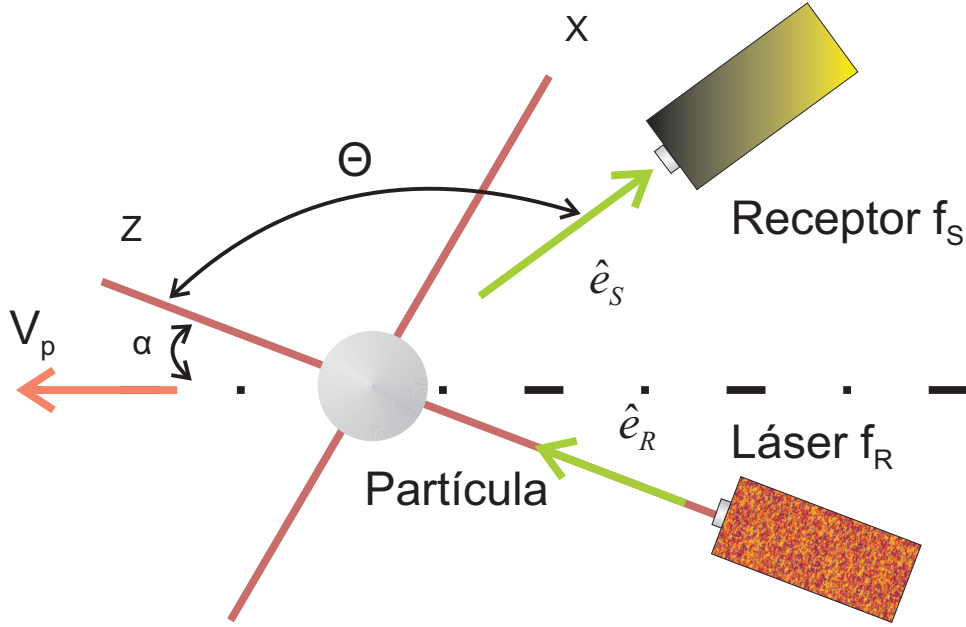


Figura 2.3: Efecto Doppler en configuración de un solo haz

La frecuencia de luz percibida por el detector estará determinada por la ecuación [1].

$$f_S = f_R \frac{c - v_p \cos(\theta)}{c - v_p \cos(\theta + \alpha)} = f_R \frac{1 - \frac{\vec{v}_P \cdot \hat{e}_R}{c}}{1 - \frac{\vec{v}_P \cdot \hat{e}_S}{c}} \quad (2.13)$$

Donde \hat{e}_S y \hat{e}_R son los vectores directores de las ondas R y S.

Como la velocidad de la luz siempre será mucho mayor que la velocidad de la partícula, es decir $c \gg v_P$, la expresión 2.13 se puede aproximar a.

$$f_S \approx f_R + \frac{\vec{v}_P \cdot \hat{e}_R}{\lambda_R} \quad (2.14)$$

Donde el desplazamiento en frecuencia Doppler respecto a la frecuencia incidente es.

$$f_D = \frac{\vec{v}_P \cdot \hat{e}_R}{\lambda_R} \quad (2.15)$$

La detección directa fue el primer intento de medir desplazamientos con métodos no invasivos. Para determinar f_D se utiliza un análisis espectral directo de luz recibida por el detector mediante la utilización de un interferómetro Fabry-Perot [17].

Otra forma de detección directa fue propuesta por Meyers y Lee [18]. Consiste en utilizar las propiedades de absorción del yodo que transforma el desplazamiento Doppler en variaciones de intensidad de la señal. A este método se le denominó Doppler Global Velocimetry

El método de un solo haz no permite medir la componente de frecuencia Doppler de forma directa con un detector convencional. Además, se tiene el problema de resolver espectralmente desplazamientos en frecuencia tan pequeños: para las velocidades de fluidos típicas, los desplazamientos Doppler a detectar están en un margen desde los Hz hasta decenas de MHz . No obstante, que el método presentado por Jackson y Paul [17] resuelve este problema, es un método bastante caro.

Para solventar las desventajas mencionadas anteriormente, surgió la idea de utilizar el concepto de interferencia, desarrollándose así los arreglos basados en 2 haces coherentes.

2.3.2. Caso de 2 haces coherentes.

El detalle común de estas técnicas de detección es la superposición de 2 haces coherentes, uno de señal H_S (esparcido por el objeto en movimiento) y otro de referencia H_R . El H_S sufre desplazamiento en frecuencia $\omega \pm \Omega_D$. Entonces al superponerse los haces tendremos el caso de interferencia de 2 ondas a distintas frecuencias temporales. El patrón de interferencia resultante no solo tendrá modulaciones periódica espacial, si no que también poseerá modulación temporal análoga al caso de modulación lineal de fase ecuación 2.3. Es decir el patrón de franjas se desplazará a la velocidad $v_F = \Omega_D/K$.

Experimentalmente la detección de frecuencia Doppler se realiza contando el número de franjas que “ve” el detector a través de un pinhole.

Existen 3 arreglos ópticos fundamentales para la detección de velocidades en configuración de 2 haces los cuales son.

1. Configuración de Haz de Referencia.
2. Arreglo Diferencial Doppler.
3. Arreglo Heterodino Diferencial Simétrico.

1. Configuración de Haz de Referencia.

En 1964 Yeh y Cummins [7] demostraron que si iluminaban un fluido, con una fuente de luz (láser), utilizando la óptica adecuada, la señal dispersada a la salida del fotodetector contenía un desplazamiento Doppler y por lo tanto la información sobre la velocidad del fluido. La figura 2.4 muestra el esquema experimental de configuración de haz de referencia.

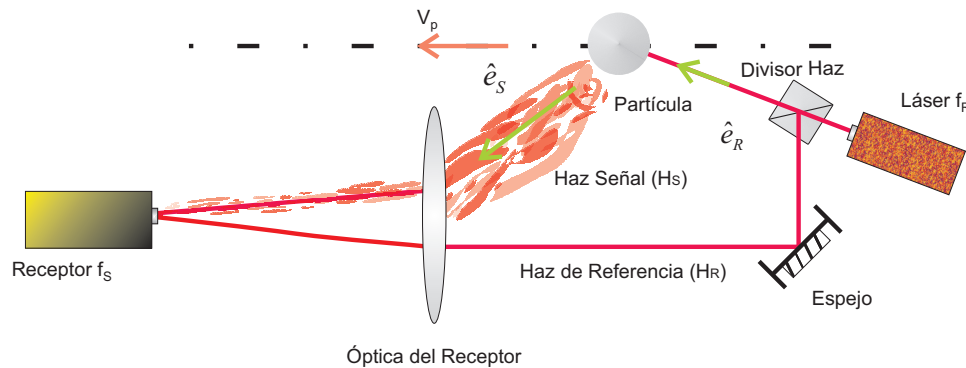


Figura 2.4: Detección de frecuencia Doppler en configuración de haz de referencia

El patrón de interferencia creado por la superposición de haces H_S y H_R , presentara un batido en frecuencia. A la entrada del receptor debido a su comportamiento no lineal se generara suma y diferencia de frecuencia. El armónico representado por la diferencia de las frecuencias contiene la información sobre la frecuencia Doppler. En este arreglo experimental la velocidad de la partícula no sólo dependerá de la de la frecuencia de la fuente sino que también de la posición del receptor. Esto se debe a que el haz que incide sobre la partícula en movimiento no es infinitamente pequeño, la abertura receptora estará limitada en tamaño, para limitar el volumen de medida, y como consecuencia la razón señal a ruido sea pequeña. Esto limita grandemente el arreglo experimental, por la dependencia de los receptores a la intensidad de iluminación.

En la actualidad existen diferentes geometrías óptica basadas en esta configuración, como las presentadas por Foreman [8], las cuales fueron estudiadas por Dutrs [19] [20].

2. Arreglo Diferencial Doppler.

En el arreglo diferencial Doppler ambos haces (de señal y de referencia) pasan por el objeto en movimiento pero lo hacen con los ángulos distintos. Existen diferentes configuraciones como son las de Goldstein y Hagen [21], Pike [22] y Melling [23]. El arreglo experimental típico está representado en la figura 2.5

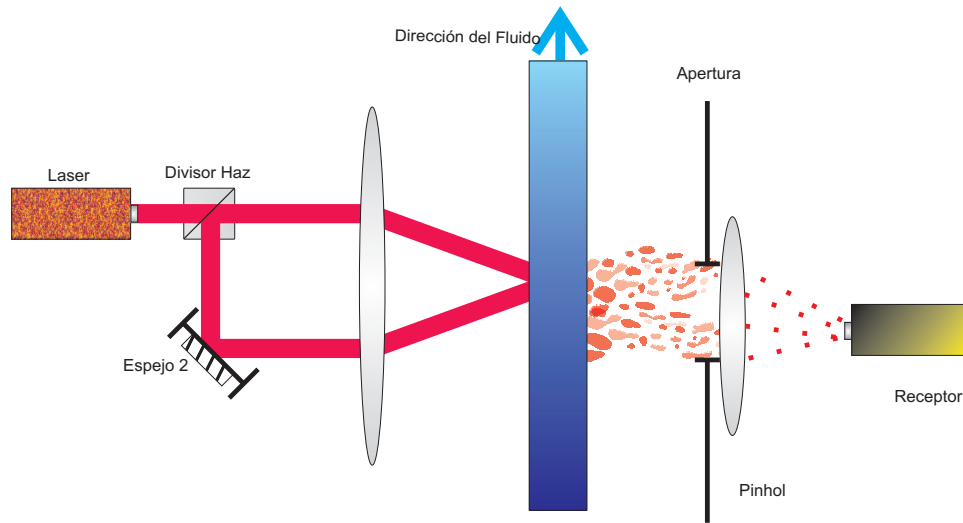


Figura 2.5: Esquema básico de una configuración diferencial Doppler.

Para este caso el vector director del haz de referencia coincide con el de la señal. Por lo tanto la frecuencia Doppler recibida por el receptor es [1].

$$f_D = f_{S2} - f_{S1} = \frac{\vec{v} \cdot (\hat{e}_{R2} - \hat{e}_{R1})}{\lambda_R} \quad (2.16)$$

Esta configuración tiene la ventaja de que la frecuencia a la salida del detector, depende exclusivamente del ángulo entre los haces incidentes 1 y 2, es decir, es independiente de la posición del detector. Lo cual supone que el ancho espectral de la señal será más pequeño que en el caso del haz de referencia y por lo tanto la resolución de la medida de velocidad será mejor. Además, los caminos ópticos de ambos haces recorren la misma distancia con lo que se minimizan los batidos debido a la longitud de coherencia finita de la fuente. Por otro lado, existe el problema de que el haz de referencia por el hecho de cruzar el fluido, cada vez que el volumen de medida crucen algunas partículas aparecerán fluctuaciones de la intensidad dispersada, generando a la salida del receptor batidos espurios indeseados, pudiéndose confundir con el batido principal, esto debido a que los haces interferentes no recorren el mismo camino óptico. Finalmente, para el caso de fluidos absorbentes esta configuración no será útil.

Para evitar problemas de coherencia espacial y temporal se propone el uso de la configuración simétrica

3. Arreglo Diferencial Heterodino Simétrico.

Para mejorar las características de la configuración anterior basada en el haz de referencia de un haz en 1969 Stein y Pfeifer [24] y Penney [25], presentaron el primer montaje de un sistema Láser Doppler Anemometry (LDA) mediante la configuración óptica Diferencial Doppler o de Doble Haz.

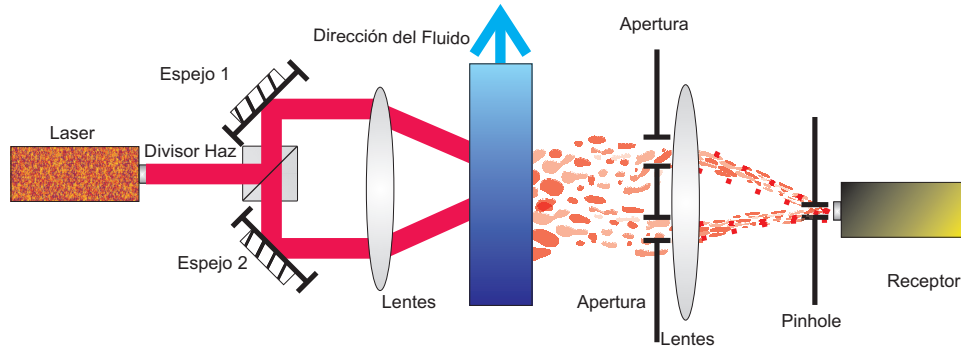


Figura 2.6: Esquema básico de configuración diferencial Doppler simétrica.

Esta configuración consiste como se puede apreciar en la figura 2.6 en un haz láser, el cual es dividido por un divisor de haz. Con una lente se focalizan los 2 haces al blanco a medir. El receptor podrá estar colocado delante o detrás del blanco a medir. La frecuencia Doppler la cual será la vista por el receptor es la misma que para el caso de diferencial Doppler. Como se aprecia en la figura 2.6, la medición no dependerá de la posición del receptor. Lo que genera señales con poco ancho de banda, dando por consecuencia una mejor resolución en frecuencia y por lo tanto un error menor al momento de medir la velocidad del blanco. Así mismo los problemas de coherencia espacial y temporal son minimizados, al hacer que los haces recorran el mismo camino óptico, y por consiguiente el batido de los haces será máximo.

En las aplicaciones de medida de velocidad de blancos sólidos las configuraciones diferencial y de haz de referencia permiten obtener relaciones señal a ruido similar, pero en el caso de detección de líquidos y/o gases, la relación señal a ruido del Diferencial Doppler va a ser mucho mejor. La razón de esto es que las dos señales dispersadas provienen de una misma fuente dispersora o partícula de sembrado, y por eso la coherencia transversal o espacial está básicamente asegurada en esta configuración. Eso va a provocar que en el tamaño del detector o de la apertura receptora no existan límites por pérdidas de coherencia. Otra característica importante, que hace de esta configuración la mejor de todas para su utilización en fluidos poco densos (líquidos y/o gases), es la

2.3. MÉTODOS DE DETECCIÓN DE VELOCIDADES

posibilidad de detectar más de una componente de la velocidad del blanco con algunas pequeñas modificaciones.

Hemos visto las principales configuraciones ópticas utilizadas en los sistemas LDV [26], para determinar la velocidad de diferentes tipos de blancos, en la tabla 2.1 se muestran las principales diferencias de estas configuraciones a manera de resumen.

Cuadro 2.1: Características de las configuraciones de Velocimetría Doppler

Parámetros	Haz de Referencia	Diferencial	Simétrica
Caminos ópticos	Diferente	Iguales	Iguales
Ancho espectral Doppler	Grande	Pequeño	Grande
Complejidad ópticos	Grande	Moderada	Simple
Alineamiento	Difícil	Fácil	Moderado
Tamaño de Partículas	Grande y Pequeño	Pequeño	Pequeño
Volumen de Dispersión	Pequeño	Indiferente	Pequeño
Apertura Receptora	Pequeña	Grande	Pequeña
Tipo de Superficies	Rugosas	Rugosas, Líquidos y Gases	Rugosas, Líquidos y Gases

2.3.3. Velocímetros Comerciales

La figura 2.7 presenta el esquema óptico de un velocímetro comercial desarrollado por Polytec [11].

Como se aprecia en la figura 2.7 el arreglo óptico corresponde al de un esquema diferencial Doppler. En este dispositivo el haz proveniente del diodo láser incide sobre una rejilla de Bragg, donde se difracta en dos haces. Uno de estos haces experimentara un cambio de frecuencia, denotada como frecuencia de compensación $f_C = f_\lambda + f_B$ donde f_λ es la frecuencia del onda de luz producido por el diodo y f_B es la frecuencia de Bragg igual a $440MHz$ el otro haz permanecerá con la frecuencia con la que salió del diodo láser. Por medio de componentes ópticas ambos haces se hacen incidir en una superficie en movimiento a un ángulo φ respecto al eje óptico del velocímetro

Las características principales de los velocímetros comerciales desarrollado por POLYTEC se muestran en la tabla 2.2

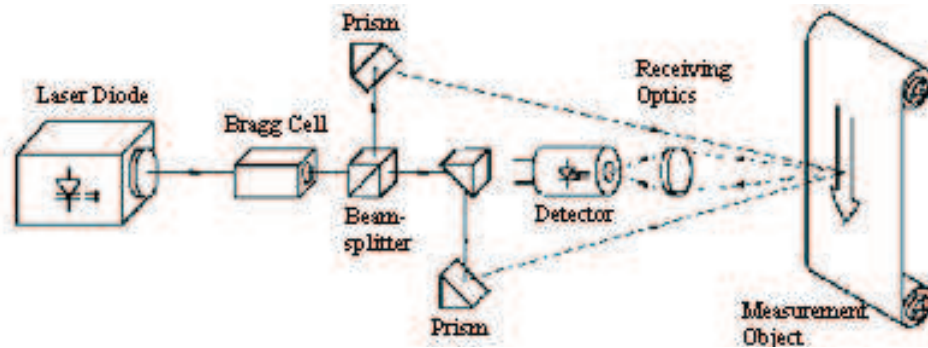


Figura 2.7: Esquema de velocímetro desarrollado por la compañía Polytec [11].

Cuadro 2.2: Características del velocímetro Doppler comercial

Especificaciones	Controladores LSV 300	Controladores LSV600
Rango de Velocidad	0 a $\pm 41m/s$	0 a $\pm 120m/s$
Exactitud	$ v > 60mm/s$	
Reproducibilidad	$< 0,02\%$ del valor de la medición	
Longitud de onda del diodo láser	690nm	670ms y 690ms
Potencia a la salida del láser	24mW	10mW y 30mW
Tiempo de respuesta	$< 5ms$	
Tiempo de adquisición de datos	20ms depende de la calidad de la señal	
Máxima aceleración	$< 20m/s^2$	

Estos haces formaran un patrón de interferencia de la luz esparcida por el objeto en movimiento, con frecuencia proporcional a la velocidad de movimiento del blanco. Una porción de la luz esparcida será recolectada por la lente del receptor, y convertida por el fotodetector en una señal eléctrica.

La frecuencia Doppler detectada por este velocímetro es

$$f_D = \frac{v_p}{\Lambda} = \frac{2v}{\lambda} \text{sen}(\varphi)$$

donde Λ es el periodo espacial de las franjas.

La frecuencia de modulación f_M para la luz esparcida en el detector esta definida por

$$f_M = f_B \pm f_D \tag{2.17}$$

Cabe mencionar que f_B actúa como una frecuencia de referencia lo que permite determinar la dirección de desplazamiento del blanco. Cuando la frecuencia de modulación $f_M < f_B$, el caso

corresponderá a un desplazamiento negativo. Para $f_M > f_B$ el caso corresponderá un desplazamiento positivo. La máxima frecuencia de Doppler admitida por el velocímetro es $\pm 4,8 MHz$.

Las principales desventajas de este velocímetro son:

- Para determinar la dirección de desplazamiento del blanco, se requiere como compensación óptica una celda de Bragg,
- Complejidad del arreglo óptico, alineación estricta.
- Altos costos.
- Poca adaptabilidad a diferentes tipos de blancos.
- Alta sensibilidad a las vibraciones ambientales.

Debido a estas desventajas surge la necesidad de utilizar nuevos detectores, los cuales sean más flexibles que los utilizados de manera tradicional, y que no presenten las limitantes que los sensores de velocidad convencionales. La propuesta de este trabajo, es ampliar el uso de los fotodetectores adaptivos basados en el efecto foto-FEM no estacionaria que anteriormente se usaban en vibrometría láser para determinar parámetros de vibraciones (frecuencia y amplitud) de objetos. En la siguiente sección se desarrollará y analizará brevemente la teoría que rige este efecto.

2.4. Efecto de Fuerza foto Electromotriz (foto-FEM)

El efecto de Fuerza Foto Electromotriz o Photo Electromotive Force “foto-FEM” fue descubierto a mediados de la década de los 80's, por Stepanov y Petrov del instituto A.F. Ioffe de San Petersburgo en Rusia al estudiar la física de rejillas de carga espacial en materiales fotorrefractivos [29].

Los materiales fotorrefractivos son aquellos en los cuales se aprecia el efecto de fotoconductividad y el efecto electro-óptico.

El efecto **electro-óptico** es un cambio de índice de refracción debido a la presencia del campo eléctrico.

El efecto de foto-FEM, a diferencia del efecto fotorrefractivo no necesita la intervención de efecto electro-óptico, es decir es suficiente que el material sea fotoconductor.

Los materiales fotoconductores, al ser iluminados, absorben un fotón y generan portadores de carga, lo que incrementa su conductividad. Si la energía del fotón incidente es suficiente para

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

conseguir un electrón fotoexcitado de la banda de valencia a la banda de conducción (transición directa de banda a banda), el proceso es llamado absorción intrínseca. Cuando la energía del fotón incidente es menor que la energía de la banda prohibida, se presentan transiciones a través de impurezas. En este caso hablamos del proceso de **absorción extrínseca** fig (2.8).

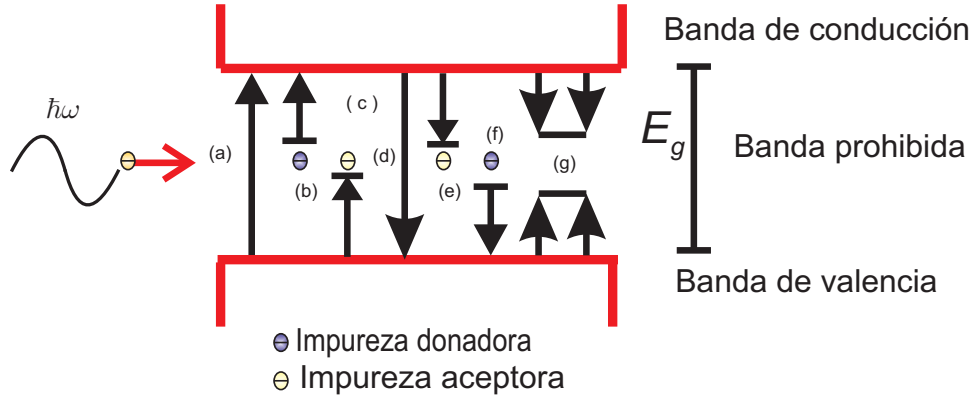


Figura 2.8: Transiciones asociadas con efectos foto-eléctricos en materiales semiconductores. (a) Absorción intrínseca, (b) y (c) absorción extrínseca, (d) recombinación a la banda de valencia (luminiscencia), (e) y (f) recombinación por captura en las impurezas presentes en el material y (g) procesos de atrapamiento (trapping and detrapping) en trampas poco profundas. E_g energía de la banda prohibida (gap) del material semiconductor.

Transiciones relacionadas con el efecto foto-eléctrico en el modelo de bandas de energía. Una característica importante de este proceso es la razón de generación de portadores.

En el caso de absorción intrínseca la razón de generación de portadores es la misma tanto para electrones como para huecos ($g_e = g_h = g$). Una vez presentes los portadores de carga en la banda de conducción, estos contribuyen al aumento de la conductividad eléctrica del material, analizado en [27]. Donde se define a la conductividad eléctrica como

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \tag{2.18}$$

donde μ_n y n es la movilidad y concentración de electrones en la banda de conducción, μ_p y p es la movilidad y concentración de huecos en la banda de valencia.

Definiendo a la fotoconductividad como los cambios en la conductividad de la muestra debido a la generación de los pares electrón-hueco por incidencia de luz, la conductividad total es

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma_{ph} \tag{2.19}$$

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

donde $\Delta\sigma_{ph}$ es la fotoconductividad y σ_0 la conductividad oscura. Usualmente uno de los portadores domina en fotoconductividad. Este portador se llama portador mayoritario y el otro minoritario.

Si aplicamos un campo eléctrico E_0 , la densidad de corriente será igual a (ley de Ohm):

$$j(x, t) = \sigma E_0 = (\sigma_0 + \Delta\sigma_{ph})E_0 \quad (2.20)$$

Con la fotocorriente dada por la siguiente expresión:

$$I_L = \Delta\sigma_{ph}E_0A \quad (2.21)$$

donde A es el área transversal a través de la cual fluye la corriente.

Después de recorrer una distancia determinada el electrón puede recombinar en un nivel de impurezas o directamente con un hueco. En ausencia de campo esta distancia se define como longitud de difusión $L_D = \sqrt{D\tau}$ y al aplicar un campo externo se define como longitud de deriva $L_0 = \tau\mu E_0$. El efecto de recombinación de los portadores de carga en las impurezas, depende usualmente de profundidad a la que se encuentran las impurezas y de su concentración

Modelo microscópico del efecto de foto-FEM.

Para el análisis teórico consideraremos el **modelo del fotoconductor monopolar de tipo-p** donde los portadores móviles que predominan son huecos. El diagrama de niveles de energía está representado en figura 2.9 y corresponde a un material cristalino dopado con átomos de impurezas (aceptores) con la concentración N^A , cuyos niveles energéticos localizados se encuentran más o menos en medio de la banda prohibida (deep traps)[10].

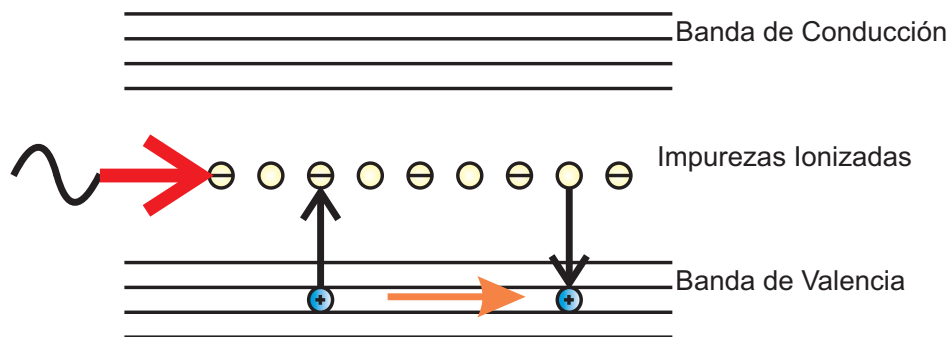


Figura 2.9: Modelo de conductor monopolar tipo p con un solo nivel de impurezas.

Como se puede apreciar en la figura 2.9 al incidir un fotón de energía apropiada se excita un electrón desde la banda de valencia hacia el nivel de aceptor, cargándolo negativamente, y deja tras

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

de si un hueco en la banda de valencia. Este hueco al ser móvil se transporta debido ya sea a los gradientes de concentración (mecanismo de difusión) o campos eléctricos externos (mecanismo de deriva), hasta recombinar con algún nivel de aceptores ionizados N^{-A} .

Como se observa en la figura 2.10 al tener un patrón de interferencia incidiendo sobre una muestra, en esta se formara una rejilla de fotoconductividad.

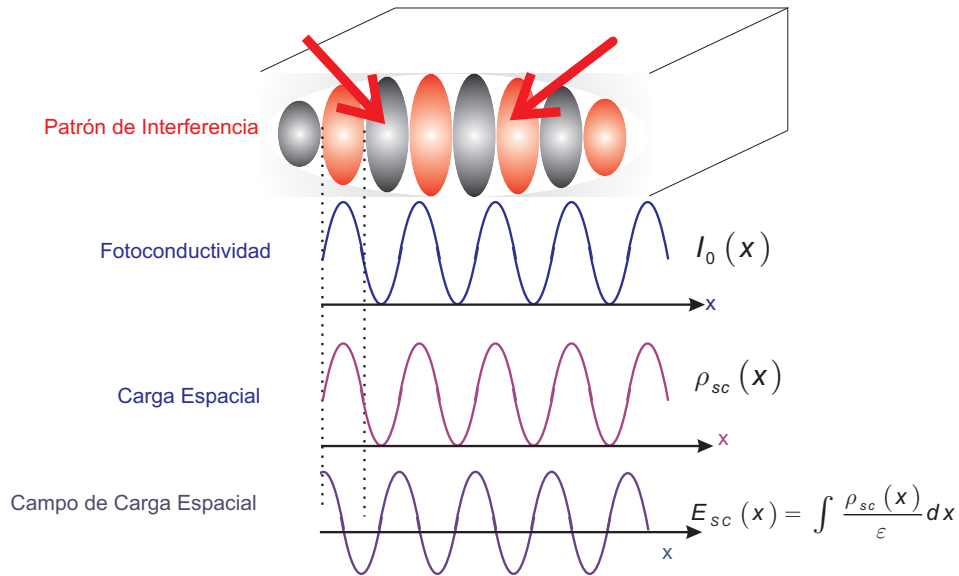


Figura 2.10: Formación de rejillas de campo de carga espacial.

En las regiones brillantes existirá un exceso de huecos. Estos huecos por difusión emigran a las regiones oscuras formando una rejilla de carga espacial, la cual da origen a una distribución periódica del campo de carga espacial. Como se puede apreciar en la figura los máximos de fotoconductividad coinciden con ceros de la distribución del campo y por lo tanto la corriente total que fluye a través de la muestra es cero.

Como se explico en la sección 2.1, si la fase del patrón de interferencia que incide sobre la muestra varía en el tiempo, las franjas del patrón comenzaran a moverse y por consiguiente también lo hará la rejilla de campo de carga espacial. Esto se logra introduciendo modulación de fase a uno de los haces de interferencia, a este haz de le denotara como de señal (H_S) como se muestra en la figura 2.11

Suponemos que la rejilla de fotoconductividad responde instantáneamente a los cambios en intensidad, mientras que la distribución del campo posee tiempo de respuesta τ_{SC} . Para velocidades bajas de vibración, el campo de carga espacial podrá seguir al patrón de interferencia y a

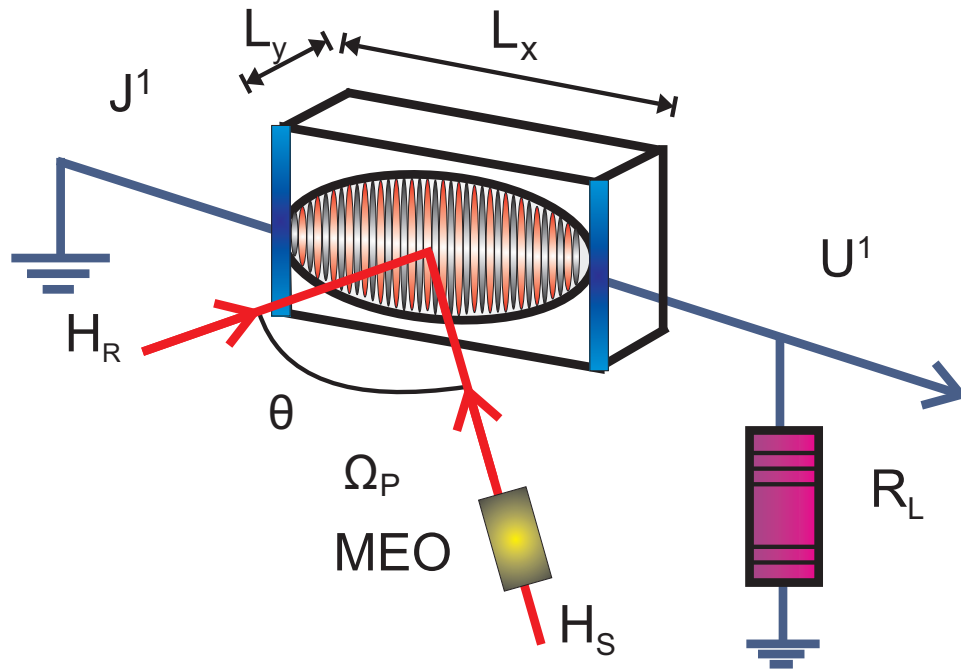


Figura 2.11: Configuración experimental para observar el efecto de foto-FEM.

la rejilla de fotoconductividad. Para las velocidades altas la rejilla del campo de carga espacial permanecerá relativamente estable mientras que la rejilla de fotoconductividad seguirá al patrón de interferencia. Al moverse la rejilla de fotoconductividad, ocurrirá que el máximo de esta rejilla coincida con el máximo de la rejilla de campo de carga espacial, generando con esto un pulso de corriente cuyo signo depende de la dirección de desplazamiento del patrón de interferencia.

Si la modulación de fase del patrón de interferencia es periódica, las franjas de interferencia comenzaran a vibrar. La señal de corriente producida por la muestra alternara de positiva a negativa, con una frecuencia igual a la frecuencia de modulación, siendo por tanto corriente alterna. A esta señal se le conocerá como corriente de foto-FEM no estacionaria. En caso de modulación lineal de fase, la señal de foto-FEM será de corriente directa. Esto por el desplazamiento lineal de las franjas del patrón de interferencia (al no oscilar, la señal de foto-FEM tampoco lo hará). El signo de esta corriente estará determinado por la dirección de desplazamiento del patrón de interferencia, así como del tipo del portador predominante.

2.4.1. Análisis teórico del efecto foto-FEM

Para tomar en cuenta los procesos de generación, recombinación y el flujo de corriente tenemos la siguiente ecuación

$$\frac{dp(x,t)}{dt} = g - \frac{p(x,t)}{\tau} - \frac{1}{e} \text{div } \vec{j}(x) \quad (2.22)$$

la cual es conocida como la ecuación de balance para la concentración de huecos móviles. Y describe las variaciones de concentración de huecos móviles en un punto determinado. En este caso g es la razón de generación, $\frac{p(x,t)}{\tau}$ razón de atrapamiento de huecos, $p(x,t)$ es la concentración de foto huecos en la banda de conducción, τ se le conoce como el tiempo de vida de huecos, \vec{j} es la densidad de corriente y e la carga del electrón [10].

La expresión para densidad de corriente

$$j(x,t) = e\mu p(x,t)E(x,t) - eD \frac{dp(x,t)}{dx} \quad (2.23)$$

contiene dos términos. El primer término de la ecuación 2.23, es la corriente de deriva debido a campo eléctrico $E = E_0 + E_{SC}$, donde E_{SC} es el campo de carga espacial producido por los huecos atrapados en las impurezas del material y E_0 es el campo externo dc aplicado a la muestra. La segunda parte de la ecuación 2.23 es la corriente de difusión la cual está producida por el gradiente de concentración de los huecos. En esta ecuación μ es la movilidad y D_P es el coeficiente de difusión de los portadores de carga.

Otra de las expresiones importantes es la del flujo de corriente local, que está determinado por la ecuación de continuidad, la cual establece la ley de conservación de la carga total

$$\frac{d\rho(x,t)}{dt} = - \frac{dj(x,t)}{dt} \quad (2.24)$$

donde $\rho(x,t)$ es la densidad de carga.

En estado estacionario $\frac{dj(x,t)}{dt} = 0$, la combinación de la ecuación 2.23 y la ecuación 2.24 nos da la concentración promedio de electrones n_0

$$n_0 = g_0\tau \quad (2.25)$$

donde g_0 es la razón de generación promedio de portadores

Los donadores atrapados, en los niveles de impurezas crean la distribución de campo espacial, como lo define la ecuación de Poisson

$$\frac{dE(x,t)}{dx} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \rho(x,t) \quad (2.26)$$

donde $\rho(x) = N^+ - n(x)$, N^+ es la concentración de donadores ionizados

El sistema de ecuaciones 2.22, 2.23, 2.24 y 2.26 fueron propuestas por Kukhtarev [28], para describir la formación de rejillas de campo espacial en materiales fotorrefractivos. Y se resuelven utilizando condiciones de frontera periódicas (e.g. $p(0) = p(\Lambda)$) no obstante que en el caso general la solución analítica no existe. Sin embargo, esta solución puede existir si consideramos que el contraste del patrón de interferencia es bajo, i.e. $m \ll 1$, lo que convierte las ecuaciones diferenciales en ecuaciones algebraicas, físicamente significa que los haces que interfieren no tienen la misma intensidad $I_1 > I_2$ o $I_2 > I_1$.

Fotoconductividad

Consideramos un material fotorrefractivo iluminado por un patrón de interferencia formado por dos haces coherentes que inciden sobre la superficie con un ángulo entre ellos. La distribución de intensidad está dada por la ecuación de interferencia (2.1)

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.

Esta aproximación nos permite reescribir todas las variables en sus representaciones complejas considerando solo el primer armónico

$$p(x) = p_0 \left(1 + \frac{pe^{iKx}}{2} + \frac{(p)^*e^{-iKx}}{2} \right) \quad (2.27)$$

$$g(x) = g_0 \left(1 + \frac{me^{iKx}}{2} + \frac{(m)^*e^{-iKx}}{2} \right) \quad (2.28)$$

$$\rho(x) = \frac{\rho e^{iKx}}{2} + \frac{(\rho)^*e^{-iKx}}{2} \quad (2.29)$$

$$E(x) = E_0 + E_{SC} = E_0 + \frac{E_{SC}e^{iKx}}{2} + \frac{(E_{SC})^*e^{-iKx}}{2} \quad (2.30)$$

$$j(x) = j_0 + \frac{j_{SC}e^{iKx}}{2} + \frac{(j_{SC})^*e^{-iKx}}{2} \quad (2.31)$$

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 $p = \frac{p_1}{p_0}$ es la profundidad de modulación de concentración de electrones en banda de conducción, con p_1 siendo la amplitud compleja del primer armónico de la densidad de electrones.

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

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

$$\frac{dp(x)}{dx} \ll \frac{p(x)}{\tau} \quad (2.32)$$

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

$$0 = g - \frac{p(x, t)}{\tau} - \frac{1}{e} \text{div } \vec{j}(x) \quad (2.33)$$

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

$$mg_0 - \frac{n_1}{\tau} + \frac{iKj_{SC}}{e} = 0 \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = iKj_{SC} \quad (2.35)$$

$$j_{SC} = e\mu(p_0E_{SC} + p_1E_0) + iKeDp_1 \quad (2.36)$$

$$iKE_{SC} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.37)$$

Combinando las ecuaciones de densidad de corriente 2.36 y ecuación de balance 2.34 se encuentra la expresión para modulación de electrones (modulación electrónica) en la banda de conducción.

$$p = \frac{p_1}{p_0} = \frac{m + iK\mu\tau E_{SC}}{1 + K^2L_D^2 - iKL_0} \quad (2.38)$$

donde:

$$E_D = \frac{KD}{\mu} = \frac{Kk_B T}{e} \quad (2.39)$$

E_D es el campo de difusión.

Por último para encontrar la expresión que define el campo espacial de carga sustituimos la ecuación de continuidad 2.35, en la ecuación de Poisson 2.37 y considerando las expresiones de densidad de corriente 2.36 y la expresión de modulación electrónica 2.38, obtenemos:

$$\frac{\partial E_{SC}}{\partial t} = \frac{(m + iE_D + E_0) + E_{SC}}{\tau_{di}(1 + K^2L_D^2 - iKL_0)} \quad (2.40)$$

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

$$E_{SC} = -m(iE_D + E_0) \quad (2.41)$$

Conociendo el proceso de formación de rejilla de campo eléctrico, podemos trasladar estos conceptos para describir teóricamente el comportamiento de la fuerza foto-electromotriz (foto-FEM).

2.4.2. Análisis teórico del efecto foto-FEM caso estacionario

Para el caso estacionario la ecuación de continuidad 2.24 tenemos que $divj(x) = 0$, por lo que la densidad de corriente total de los electrones a través de una sección transversal del material debe ser constante $j(x) = j_0 = constante$. Despejando de la ecuación de densidad de corriente (2.23)

$$E_{SC} = \frac{j_0}{e\mu p(x)} - \frac{D}{\mu} \frac{\partial p(x)}{\partial x} \quad (2.42)$$

Integrando esta ecuación en una trayectoria de 0 a L , el lado izquierdo es cero debido a la naturaleza potencial del campo eléctrico, para el segundo término del lado derecho tenemos que:

$$\int_0^L \frac{\partial p(x)}{p(x)} = \int_0^L \frac{\partial p(x)}{\partial x} dx = \ln p(L) - \ln p(0) = 0 \quad (2.43)$$

ya que suponemos que el cristal esta cortocircuitado.

Bajo las condiciones supuestas $p(x) \neq 0$ y por lo tanto la ecuacion 2.42 se satisface siempre que $j_0 = 0$, por lo tanto no hay una corriente eléctrica a través del cristal cuando el patrón de interferencia se encuentra estacionario.

2.4.3. Análisis teórico del efecto foto-FEM caso no estacionario

A continuación consideramos 2 distintas opciones de modulación de fase en el patrón de interferencia, modulación lineal o modulación periódica.

Señal de foto-FEM con modulación periódica de fase Ω_P

El patrón de interferencia con modulación periódica de fase esta definido por la siguiente expresión [10].

$$I(x) = I_0 [1 + m \cos (Kx - \Delta \sin (\Omega_P t))] \quad (2.44)$$

Si consideramos que la amplitud de modulación $\Delta \ll 1$, se puede escribir la ecuación anterior, en forma de amplitudes complejas y estas se pueden aproximar como

$$\begin{aligned} \frac{e^{iKx} e^{-i\Delta \sin(\Omega_P t)} + e^{-iKx} e^{i\Delta \sin(\Omega_P t)}}{2} &\cong \frac{e^{iKz}}{2} \left[1 - \Delta \left(\frac{e^{i\Omega_P t} - e^{-i\Omega_P t}}{2} \right) \right] \\ + \frac{e^{iKz}}{2} &\left[1 + \Delta \left(\frac{e^{i\Omega_P t} - e^{-i\Omega_P t}}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

El patrón de interferencia descrito en la ecuación 2.44 se reescribe.

$$\begin{aligned} I(x, t) = I_0 + I^{10} e^{iKx} + I^{11} e^{i(Kx + \Omega_P t)} + I^{1-1} e^{i(Kx - \Omega_P t)} \\ + (I^{10})^* e^{-iKx} + (I^{11})^* e^{-i(Kx + \Omega_P t)} + (I^{1-1})^* e^{i(Kx - \Omega_P t)} \end{aligned} \quad (2.45)$$

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

donde $I^{10} \equiv I_0 \frac{m}{2}$, $I^{11} \equiv -I_0 \frac{m\Delta}{4}$, $I^{1-1} \equiv I_0 \frac{m\Delta}{4}$, $(I^{10})^* \equiv I_0 \frac{m}{2}$, $(I^{11})^* \equiv I_0 \frac{m\Delta}{4}$, $(I^{1-1})^* \equiv -I_0 \frac{m\Delta}{4}$

en esta notación el primer subíndice de la intensidad I^1 nos indica el correspondiente armónico espacial. El segundo subíndice indica I^{01} el armónico de la modulación temporal periódica.

Poniendo atención en las amplitudes complejas expresadas en la ecuación 2.45, se puede apreciar que el patrón de interferencia con modulación periódica de fase esta compuesto por 3 componentes.

- Una rejilla estacionaria, representada por I^{10}
- Dos rejillas que corren en sentidos opuestos, representadas por I^{11} y I^{1-1} con sus respectivos complejos conjugados.

Representando la concentración de huecos $p(x, t)$, y el campo de carga espacial $E_{SC}(x, t)$, en términos de amplitudes complejas de una manera idéntica a la del patrón de interferencia, con lo que las ecuaciones diferenciales se reducen a ecuaciones algebraicas

$$p(x, t) = p_0 + p^{10} e^{iKx} + p^{11} e^{i(Kx+\Omega_P t)} + p^{1-1} e^{i(Kx-\Omega_P t)} + (p^{10})^* e^{-iKx} + (p^{11})^* e^{-i(Kx+\Omega_P t)} + (p^{1-1})^* e^{i(Kx-\Omega_P t)} \quad (2.46)$$

y

$$E_{SC}(x, t) = E_0 + E^{10} e^{iKx} + E^{11} e^{i(Kx+\Omega_P t)} + E^{1-1} e^{i(Kx-\Omega_P t)} + (E^{10})^* e^{-iKx} + (E^{11})^* e^{-i(Kx+\Omega_P t)} + (E^{1-1})^* e^{i(Kx-\Omega_P t)} \quad (2.47)$$

La densidad de corriente que fluye a través de la muestra es igual a la densidad de la corriente promedio sobre el espacio entre los electrodos, la cual se define por la contribución de la corriente de deriva promedio producida solo por la rejilla del campo de carga espacial E_{SC} [10] la cual está definida por la ley de Ohm [10].

$$j(x, t) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda e\mu p(x, t) E_{SC}(x, t) dx \quad (2.48)$$

Sustituyendo 2.46 y 2.47 en la ecuación 2.48, se obtiene

$$j(x, t) = \frac{e\mu}{\Lambda} \int_0^\Lambda (p_0 + p^{10} e^{iKx} + p^{11} e^{i(Kx+\Omega_P t)} + p^{1-1} e^{i(Kx-\Omega_P t)} + (p^{10})^* e^{-iKx} + (p^{11})^* e^{-i(Kx+\Omega_P t)} + (p^{1-1})^* e^{i(Kx-\Omega_P t)}) (E_0 + E^{10} e^{iKx} + E^{11} e^{i(Kx+\Omega_P t)} + E^{1-1} e^{i(Kx-\Omega_P t)} + (E^{10})^* e^{-iKx} + (E^{11})^* e^{-i(Kx+\Omega_P t)} + (E^{1-1})^* e^{i(Kx-\Omega_P t)}) dx \quad (2.49)$$

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

Resolviendo la ecuación 2.49 obtenemos

$$j(x, t) = \frac{e\mu}{\Lambda} (j^0 + j^{1P} e^{i\Omega_P t} + j^{-1P} e^{-i\Omega_P t} + j^{2P} e^{2i\Omega_P t} + j^{-2P} e^{-2i\Omega_P t}) \quad (2.50)$$

donde, para el armónico fundamental.

$$j^0 = p_0 E_0 + (p^{10})^* E^{10} - p^{10} (E^{10})^* + (p^{11})^* E^{11} + p^{11} (E^{11})^* + (p^{1-1})^* E^{1-1} + p^{1-1} (E^{1-1})^* \quad (2.51)$$

la corriente de foto-FEM, para primer armónico esta dado por la expresión.

$$j^{1P}(x, t) = p^{11} (E^{10})^* + (p^{1-1})^* E^{10} + (p^{10})^* E^{10} + p^{10} (E^{1-1})^* \quad (2.52)$$

Para el segundo armónico y para los armónicos conjugados.

$$j^{2P}(x, t) = p^{11-1} (E^{1-1-1})^* + (p^{1-1-1})^* E^{11-1} \quad (2.53)$$

$$j^{-1P}(x, t) = (p^{11})^* E^{10} + p^{1-1} (E^{10})^* + p^{10} (E^{11})^* + (p^{10})^* E^{1-1} \quad (2.54)$$

$$j^{-2P}(x, t) = (p^{11})^* E^{1-1} + p^{1-1} (E^{11})^* \quad (2.55)$$

Para los términos correspondientes de concentración de huecos y del campo de carga espacial se hará uso de las expresiones para armónicos espaciales y temporales de la concentración de huecos p .

Para la concentración de huecos p

$$p^{-1} = m\sigma \frac{1 - i\Omega\tau_{di}}{1 - i\Omega\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)} \quad (2.56)$$

y E del campo de carga espacial

$$E^{-1} = -im\Delta E_D \frac{1}{1 - i\Omega\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)} \quad (2.57)$$

ambas expresiones (ecuaciones 2.56 y 2.57) son obtenidos en presencia de modulación periódica de fase [10]. Donde σ es la fotoconductividad promedio de la muestra, el campo eléctrico de difusión está definida por

$$E_D = K k_B \frac{T}{e} \quad (2.58)$$

donde k_B la constante de Boltzmann.

Ademas el tiempo de relajación dieléctrica es

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma_0} \quad (2.59)$$

2.4. EFECTO DE FUERZA FOTO ELECTROMOTRIZ (FOTO-FEM)

la cual depende de la conductividad promedio de la muestra σ_0 , L_D es la longitud de difusión del hueco móvil.

Sustituyendo los términos anteriores en la ecuación 2.52 y realizando las operaciones correspondientes, se obtiene la ecuación para la amplitud compleja de la densidad de corriente de foto-FEM no estacionaria:

$$j^{1P} = \frac{m^2 \Delta}{2} \sigma_0 E_D \frac{i \Omega_P \tau_{di}}{1 + i \Omega_P \tau_{di} (1 + K_2 L_D^2)} \quad (2.60)$$

La cual se le conoce como la densidad de corriente foto-FEM producida por el primer armónico debido a modulación periódica de fase.

A continuación, analizaremos el comportamiento de la señal de foto-FEM, descrita por la ecuación 2.60.

Para simplificar las ecuación 2.60, asumimos que el periodo del patrón de interferencia es grande comparado con la longitud de difusión, i.e. $K L_D \ll 1$

$$j^{1P} = \frac{m^2 \Delta}{2} \sigma_0 E_D \frac{i \Omega_P \tau_{di}}{1 + i \Omega_P \tau_{di}} \quad (2.61)$$

Primero se analizara el comportamiento de la señal de foto-FEM en dependencia en frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P (ver figura 2.12).

Como se observa en la figura 2.12 para bajas frecuencias de modulación periódica el crecimiento de la señal de foto-FEM es lineal hasta cierta frecuencia de corte Ω_0 después de la cual la señal se satura. Como se puede observar la frecuencia de corte $\Omega_0 \propto \tau_{di}^{-1}$.

En la región independiente de la frecuencia $\Omega_P > \Omega_0$ la señal es proporcional a la intensidad, mientras que en la región $\Omega_P < \Omega_0$ de bajas frecuencias es independiente de la intensidad de iluminación.

Cabe mencionar que si se toma en cuenta el tiempo finito de vida de los portadores aparecerá la segunda frecuencia de corte, después de la cual la señal decae linealmente.

La siguiente dependencia importante es la de corriente de foto-FEM versus amplitud de modulación. En caso general la dependencia funcional de la corriente está representada por el producto de funciones Bessel $J_0(\Delta) J_1(\Delta)$ como se observa en la figura 2.13.

En caso de amplitudes de modulación pequeñas ($\Delta < rad$) la señal de foto-FEM depende linealmente de la amplitud de modulación. El primer máximo se presenta cuando $\Delta = 1 rad$, después la señal decaerá también de forma lineal hasta alcanzar un máximo negativo.

Por último se muestra en la figura 2.14 la dependencia de la señal de foto-FEM respecto a la frecuencia espacial K .

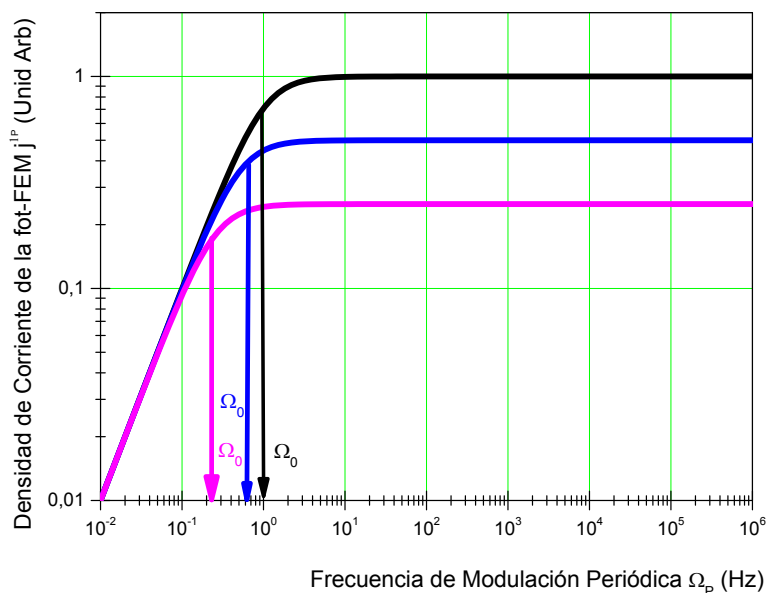


Figura 2.12: Dependencia de la señal de foto-FEM ac j^{1P} respecto a frecuencia de modulación periódica Ω_p para distintas intensidades promedio de iluminación [10].

Como se puede observar, al incrementar la frecuencia espacial K , la señal de foto-FEM crecerá linealmente hasta alcanzar un máximo. Después del máximo, la respuesta es un decaimiento también lineal.

El efecto de foto-FEM para el caso de modulación periódica, tiene aplicaciones en detección de vibraciones mecánicas [10]; [30]; [31]; [32]; [33]; [34], además de detección de ultrasonido [10]; [35]; [36], en comunicaciones ópticas [10]; [37], análisis espectral [10]; [38]; [39], en aplicaciones aerodinámicas y mecánica de fluidos [10]; [40][41]; [12], amarre de fase de los laceres independientes etc [10].

Estas aplicaciones son posibles gracias a características de adaptabilidad del efecto. Debido a que su función de transferencia (Figura 2.12) es como de un filtro pasa altas, el sistema de detección es insensible a ruidos ambientales, i.e. el detector se adapta a los cambios lentos de fase. Además, el sistema funciona con los frentes de onda complicados, incluyendo speckle; la alineación del sistema óptico es sencilla; y por último el costo comercial potencial es bajo.

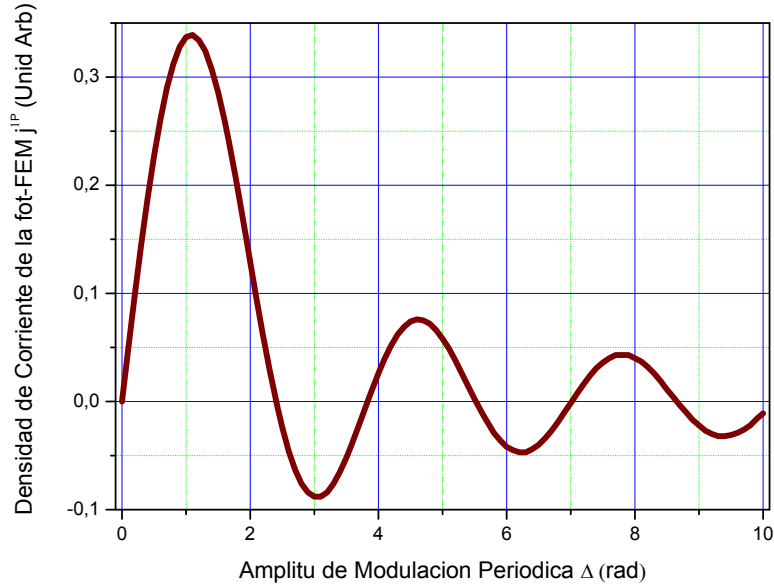


Figura 2.13: Dependencia de la señal de foto-FEM $ac\ j^{1P}$ respecto a amplitud de modulación periódica Δ para distintas intensidades promedio de iluminación I_0 [10].

Señal de foto-FEM con modulación lineal de fase Ω_D

El patrón de interferencia, generado por modulación lineal de fase, escrito en amplitudes complejas es.

$$I(x, t) = I_0 + I^{1-1} e^{i(Kx - \Omega_D t)} + (I^{1-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_D t)} \quad (2.62)$$

donde $I^{1-1} = I_0 \frac{m}{2}$ y $(I^{1-1})^* = I_0 \frac{m}{2}$. En este caso la notación el primer subíndice de la intensidad I^1 nos indica el correspondiente armónico espacial. El segundo subíndice indica I^{01} el armónico de la modulación lineal temporal. Analizando las amplitudes complejas expresadas por la ecuación 2.62, se puede apreciar que el patrón de interferencia con modulación lineal, está compuesto por 1 rejilla que corre a una velocidad $v_F = \frac{\Omega_D}{K}$. Cabe mencionar que la amplitud de la rejilla de campo de carga espacial disminuye como

$$E_{SC}^{-\Omega} \simeq m \frac{E_D}{\Omega_D \tau_{SC}^{-1}} \quad (2.63)$$

a partir de la frecuencia $\Omega_D \geq m \tau_{di}^{-1}$. Esto refleja que para altas frecuencias el patrón de campo de carga espacial (que evoluciona con tiempo característicos de grabado/borrado τ_{di}) no puede seguir permanentemente los cambios de posición del patrón de luz y su perfil espacial se borra. Nótese

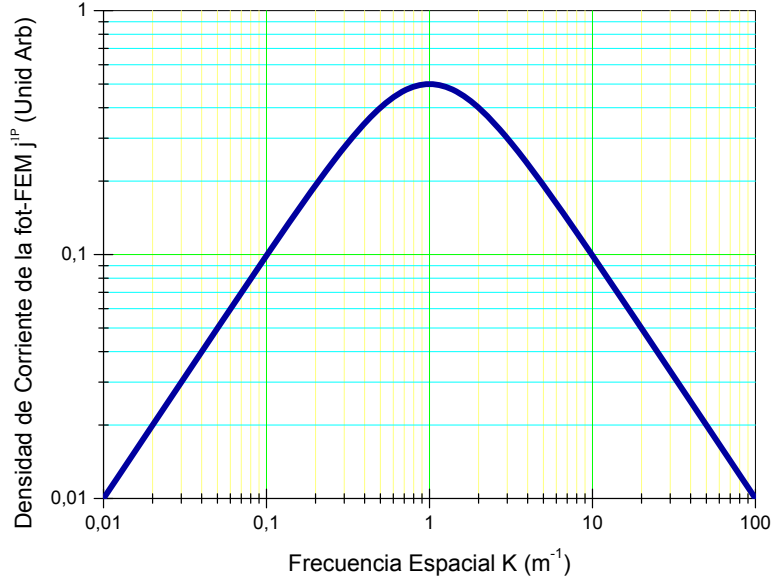


Figura 2.14: Dependencia de la señal de foto-FEM ac j^{1P} respecto a frecuencia espacial K [10].

también, que a diferencia del caso anterior existe la corriente dc y no la corriente ac. Realizando el análisis correspondiente, para conocer el comportamiento de la señal foto-FEM para este caso particular se arriba a la expresión para armónico fundamental.

$$j^{0D} = p^{1-1}(E^{1-1})^* + (p^{1-1})^*E^{1-1} \quad (2.64)$$

Para calcular los correspondientes términos de concentración de huecos y del campo de carga espacial haremos uso de las expresiones para armónicos espaciales y temporales de p y E mostrados en las ecuaciones 2.57 y 2.56.

Por lo tanto la corriente foto-FEM DC cuando existe modulación lineal de fase es:

$$j^{0D} = \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{\Omega_D \tau_{di}}{1 + (\Omega_D \tau_{di} (1 + K^2 L_D^2))^2} \quad (2.65)$$

La cual se le conoce como la densidad de corriente foto-FEM producida por el armónico fundamental debido a modulación lineal de fase.

A continuación, analizaremos el comportamiento de la señal de foto-FEM, para fines prácticos denotaremos $j^{0D} = j^0$

Analizando la expresión 2.65 de corriente se tiene que al variar la frecuencia de modulación, la señal de foto-FEM será la mostrada en la figura 2.15

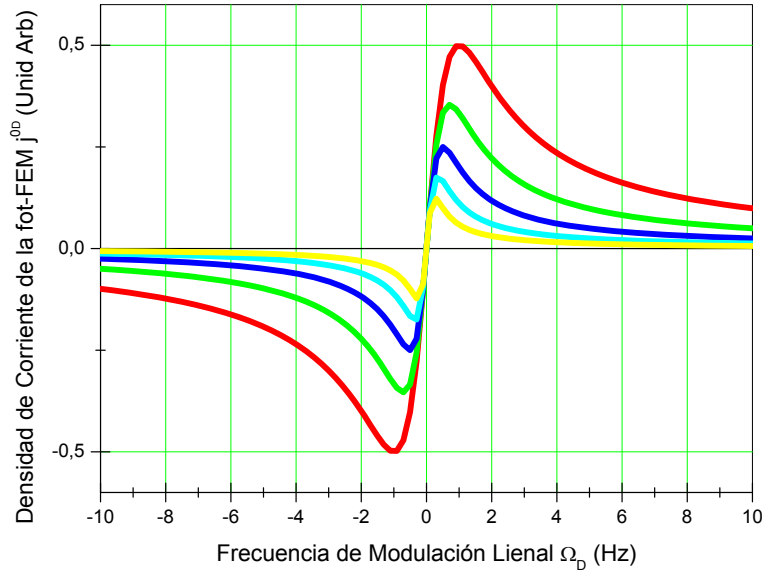


Figura 2.15: Dependencia de la señal de foto-FEM dc j^{0D} respecto a frecuencia de modulación lineal Ω_D para distintas intensidades[10].

Como se observa a bajas frecuencias de modulación lineal de fase $\Omega_D \ll \tau_{SC}^{-1}$, la señal de foto-FEM crece proporcional a y por lo tanto a la velocidad de desplazamiento de franjas:

$$j^{0D} = \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \Omega_D \tau_{di} = \frac{m^2}{2} \frac{\Omega_D}{K} \frac{K^2 \epsilon \epsilon k_B T}{e} = \frac{m^2}{2} v_F \frac{K^2 \epsilon \epsilon k_B T}{e} \quad (2.66)$$

La señal de foto-FEM máxima determinada por la expresión

$$|j^{0D_{MAXIMA}(K)}| = \frac{m^2}{4} \sigma_0 E_D \frac{1}{(1 + K^2 L_D^2)} \quad (2.67)$$

ocurre para la frecuencia característica de offset Ω_D .

$$\Omega_D = \frac{1}{\Omega_{di}(1 + K^2 L_D^2)} = \tau_{SC}^{-1} \quad (2.68)$$

Después la señal de foto-FEM comenzará a decaer a razón de

$$|j^{0D}| = \frac{m^2}{2} \sigma_0 E_D \frac{1}{\Omega_D \tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)} \quad (2.69)$$

La segunda dependencia importante para el caso de modulación lineal de fase, es la producida por la variación de la frecuencia espacial, dicha dependencia se muestra en la figura 2.16

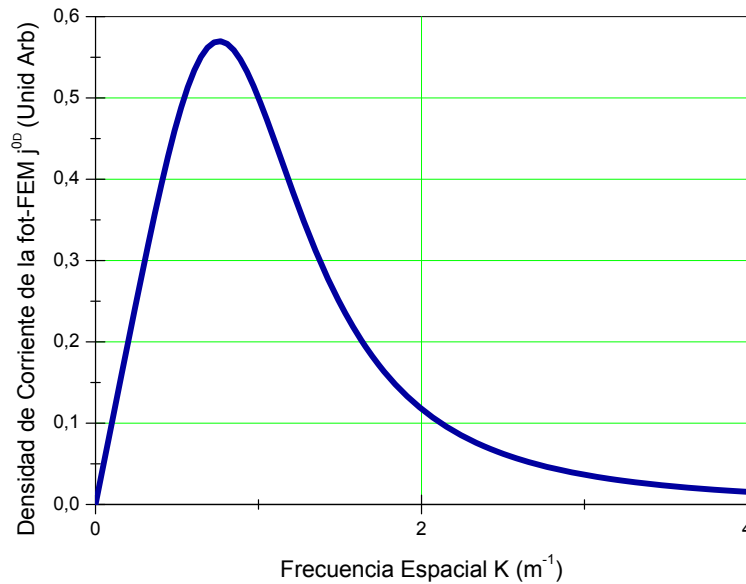


Figura 2.16: Dependencia de la señal de foto-FEM dc j^{0D} respecto a frecuencia espacial K .

Se observa que al variar la frecuencia de modulación lineal Ω_D , la señal primero crecerá proporcional a la frecuencia espacial K , alcanza un valor máximo y después cae abruptamente a razón de K^{-3} . El decaimiento abrupto básicamente refleja rápido crecimiento del tiempo de formación de rejilla con K , dando como resultado que la amplitud del campo de carga espacial para un Ω_D fijo.

Como se puede notar en el desarrollo anterior, el efecto foto-FEM permite detectar modulación lineal de fase. Por esto un grupo de investigadores en Estados Unidos (Wang C.C. *et al.* [12]) ocuparon este efecto para la cuantificación de velocidades.

2.5. Aplicación del efecto de foto-FEM dc en la velocimetría

El esquema óptico del experimento de Wang C.C *et al* para la detección de velocidades se muestra en la figura 2.17. Consiste básicamente en un arreglo interferométrico de haz de referencia (como el mostrado en la sección 2.3.2).

2.5. APLICACIÓN DEL EFECTO DE FOTO-FEM DC EN LA VELOCIMETRÍA

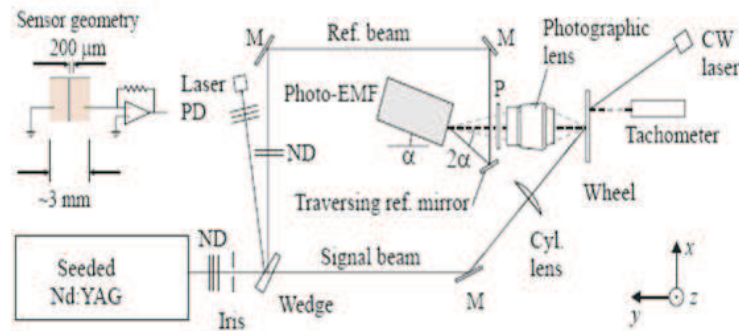


Figura 2.17: Esquema experimental de disco girando.

Un ejemplo de la dependencia de la señal de foto-FEM dc en función de velocidad tangencial del desplazamiento del disco rotando se muestra la figura 2.18.

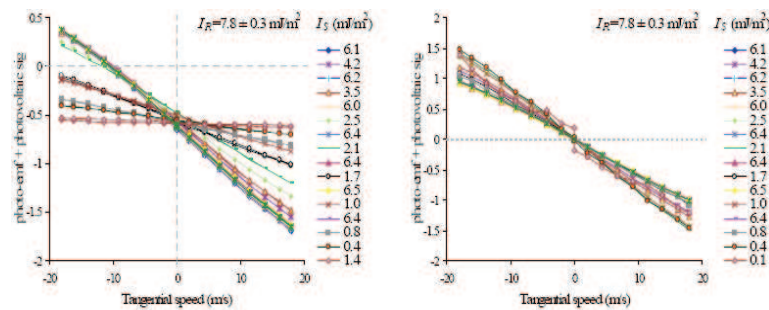


Figura 2.18: Variación de foto-FEM respecto a la velocidad tangencial de disco girando [12].

En práctica la medición de velocidad consiste en medir el valor absoluto de la señal y después ubicar este punto en una de las rectas presentadas en la figura 2.18. La seriedad de esta técnica consiste en que la señal depende fuertemente de la intensidad y del contraste de las franjas, y por lo tanto el resultado de la medición requiere ser normalizado constantemente al valor de la intensidad que incide al detector. Esto complica el proceso de detección. Otro factor que influye a la señal es el ángulo de intersección de los haces. Además, si los contactos no son Óhmicos, puede existir cierto efecto fotovoltaico en la interface entre el cristal y los electrodos que contribuye a la corriente dc.

Para eliminar este efecto se diseña una configuración especial de los electrodos como se muestra en la figura 2.19. La cual aumenta la complejidad (y con ello el costo) del detector.

Un ejemplo de la dependencia de la señal de foto-FEM dc en función de velocidad tangencial

2.5. APLICACIÓN DEL EFECTO DE FOTO-FEM DC EN LA VELOCIMETRÍA

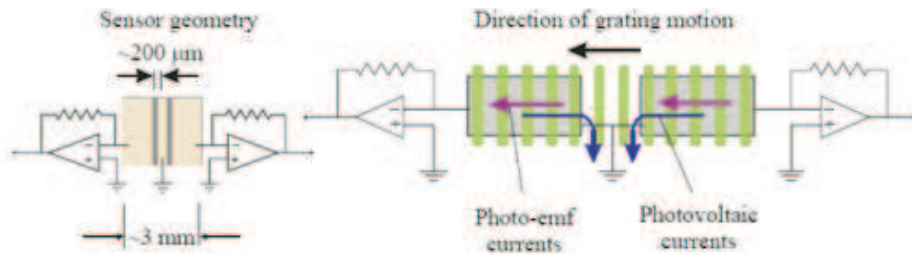


Figura 2.19: Configuración de doble electrodo [12].

del desplazamiento en configuración de doble electrodo se muestra la figura 2.20.

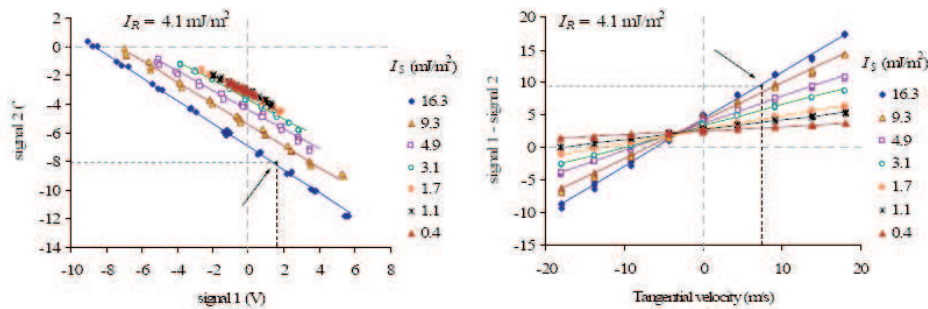


Figura 2.20: Variación de foto-FEM respecto a la velocidad tangencial de disco girando en configuración de doble electrodo [12].

No obstante, que el método utilizado por Wang *et al.*, para determinar la velocidad tangencial de un objeto en movimiento, tiene resultados favorables en su propósito, su configuración experimental de detección de la corriente foto-FEM (dc) presenta también ciertas limitantes en su uso como detector de velocidades, las cuales se mencionaran a continuación.

- Las medias tienen una incertidumbre estimada aproximadamente del 10%. Tomando como patrón de velocidad, las estimadas por un tacómetro convencional.
- El arreglo óptico de configuración de haz de referencia propuesto por Wang *et al.* en sus experimentos, presenta las limitantes técnicas mencionadas con anterioridad para este tipo de configuraciones.
- El rango de velocidades detectables está limitado por el tiempo de relajación dieléctrica del material lo cual reduce las propiedades de adaptabilidad del detector a ruidos ambientales y cambios lentos de fase.

Capítulo 3

Detalles experimentales

En este capítulo se presenta una descripción detallada de los experimentos realizados en el marco de esta tesis.

Primero se dará la información general sobre los materiales utilizados para detectores basados en el efecto de foto-FEM: para el cristal de Arsenuro de galio y polímero fotoconductor PF6-TPD. Después se describen los bloques principales del sistema de medición.

A continuación, se presentaran los detalles de los procedimientos experimentales desarrollados para lograr dos objetivos principales:

1. Caracterización del detector, con el fin de encontrar el régimen óptimo de operación
2. Investigación del efecto de foto-FEM inducido por la rejilla de interferencia vibrante que además se desplaza a una velocidad constante.

Finalmente se presentan las principales características técnicas de los dispositivos utilizados en los experimentos.

3.1. Características de las muestras

Se utilizaron 2 tipos de detectores, el primero semiconductor “Arsenuro de Galio” (*GaAs*) y el segundo polímero fotoconductor “PF6-TPD”. Las características principales de los dispositivos se muestran a continuación.

3.1.1. Arsenuro de galio

Para la investigación del efecto de foto-FEM en configuración de transmisión se utilizó el cristal semiaislante de Arsenuro de Galio. Este fotodetector adaptivo se fabricó en una oblea comercial del semiconductor $GaAs$ de color gris opaco. La superficie del cristal de $GaAs$ es de $4,5 \times 3 \text{ mm}$ y ancho $0,5 \text{ mm}$. Los electrodos fueron implementados en la muestra por dos alambres pequeños de cobre que se pegaron con pintura de plata sobre la superficie frontal de la muestra.

El cristal utilizado es del tipo cúbico $\bar{4}3m$, el ancho de banda prohibida gap $1,42 \text{ eV}$ [42], este ancho del gap indica que a longitud de onda de 633 nm tiene lugar la absorción fundamental (de banda a banda) y por lo tanto 2 tipos de portadores están presentes en el material. Longitudes de difusión típicas para este material es de $5 - 10$ micras. El tiempo característico de formación de la rejilla de carga espacial o el tiempo de relajación dieléctrica en este material es normalmente de 10^{-7} hasta 10^{-8} s [43].

La respuesta temporal de la fotoconductividad en este material debido a la presencia de las trampas superficiales en la muestra es de alrededor de milisegundos [44]. Detalles de foto-FEM investigados previamente en este tipo de materiales [45], indican que la respuesta de foto-FEM en $GaAs$ a frecuencia de modulación periódica Ω_P y la frecuencia espacial K está determinada por conductividad bipolar y respuesta lenta $\tau \ll d_i$ de uno de los portadores.

3.1.2. 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 figura 3.1.

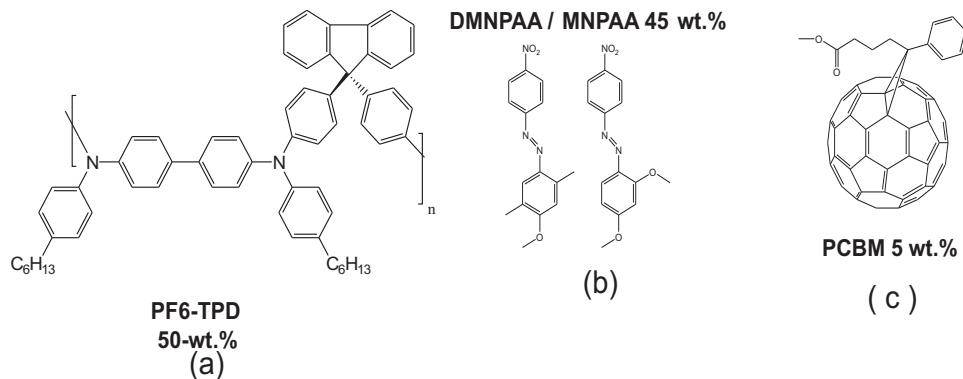


Figura 3.1: Composición química de los componentes del compuesto polimérico fotoconductor.

3.1. CARACTERÍSTICAS DE LAS MUESTRAS

El espécimen consiste en la matriz fotoconductor PF6-TPD (poly-fluorenone-6) dopada con el sencitizador PCBM (5 % w.t) para asegurar la fotosensibilidad en la región de la luz visible.

En calidad de elementos ópticos no lineales se agrego la mezcla eutéctica de cromóforos de DMNPAA y MNPAA en relación 1 : 1 [46].

El proceso de fabricación consiste en lo siguiente:

- Los componentes requeridos fueron disueltos en methylenchlorido en las cantidades deseadas.
- La solución fue filtrada posteriormente a través de un filtro cerámico para disminuir el tamaño de las partículas, pues esto causaría esparcimiento de luz.
- Después el solvente se debe evaporar.
- La solución no debe ser evaporada por cocción, pues esto dañaría el proceso.
- Las bandas de ITO son colocadas sobre el cristal de portaobjetos a temperaturas altas.
- Finalmente la pieza de polímero preparada como se describió anteriormente fue derretida y prensada entre 2 vidrios con bandas de ITO.

Para asegurar el grosor uniforme (7 micrómetros) se utilizan esferas espaciadoras como se observa en la figura 3.2 (a) y (b).

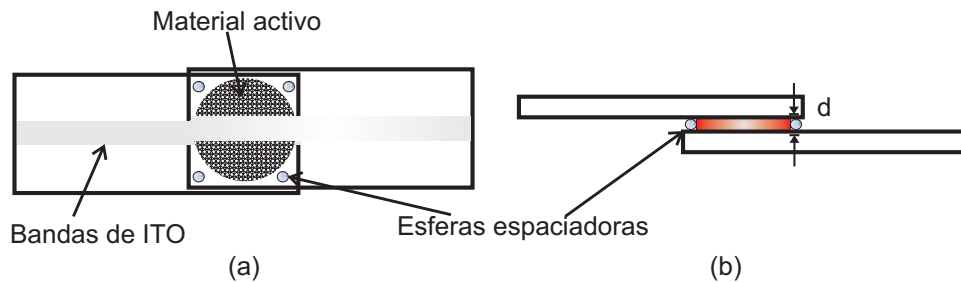


Figura 3.2: Geometría de la muestra de polímero fotoconductor (a) vista frontal y (b) vista lateral.

La muestra polimérica tiene un espectro de absorción en $830nm$ de $10cm^{-1}$ [47].

La temperatura de transición vítrea es alrededor de 7° . 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 $0,65eV$ (similar $0,68$ en $TPD : PPV$). Los portadores predominantes en este material son huecos.

El material estudiado es uno de los polímeros novedosos que muestran muy bien desempeño en holografía dinámica. En particular rejillas fotorrefractiva grabadas en este material exhiben altas eficiencias de difracción y tiempos de respuesta alrededor de $30ms$ a la longitud de onda en infrarrojo cercano $830nm$, lo cual lo hace atractivo para las aplicaciones biomédicas [47].

3.2. Descripción de los arreglos experimentales

Los arreglos experimentales ilustrados esquemáticamente en las figuras 3.3 3.4, 3.5 y 3.6, pueden ser representados por tres bloques principales:

- El sistema óptico que consiste básicamente en un interferómetro “Mach-Zender”.
- El sistema electrónico de modulación de fase, desempeñado por moduladores electro óptica (MEO) y acusto-óptico (MAO) manejados a su vez por un generador de funciones.
- El sistema de detección de señal de foto-FEM no estacionaria constituido por el lock-in y/o osciloscopio.

A continuación, se dará la descripción de cada uno de estos bloques.

3.2.1. Sistema óptico

El haz polarizado verticalmente, proveniente del láser He-Ne (potencia $40mW/cm^2$), está dividido por un divisor de haz (50 : 50).

Uno de los haces permanece constante y se denotara como haz de referencia H_R .

El otro se modula en fase por el modulador electro óptico y/o acusto-óptico, y se denomina como haz de señal H_S .

Después de pasar por una serie de espejos, los haces se interceptan en el detector de foto-FEM formando un patrón de interferencia. El modo en el que los haces de interferencia iluminan la muestra hacen la diferencia entre dos configuraciones utilizados para distintas muestras. En el caso de Arsenuro de Galio (Fig. 3.3) dos haces inciden sobre la cara frontal de la muestra.

De acuerdo con la terminología utilizada tradicionalmente en holografía esta configuración se denomina como de “transmisión” [48]. En esta configuración es posible, variando la posición del espejo 3 de la figura 3.3 y el ángulo de incidencia del haz en su superficie, controlar por ende el ángulo de intersección entre los haces, y por lo tanto el periodo de las franjas de interferencia (ecuación 2.2).

3.2. DESCRIPCIÓN DE LOS ARREGLOS EXPERIMENTALES

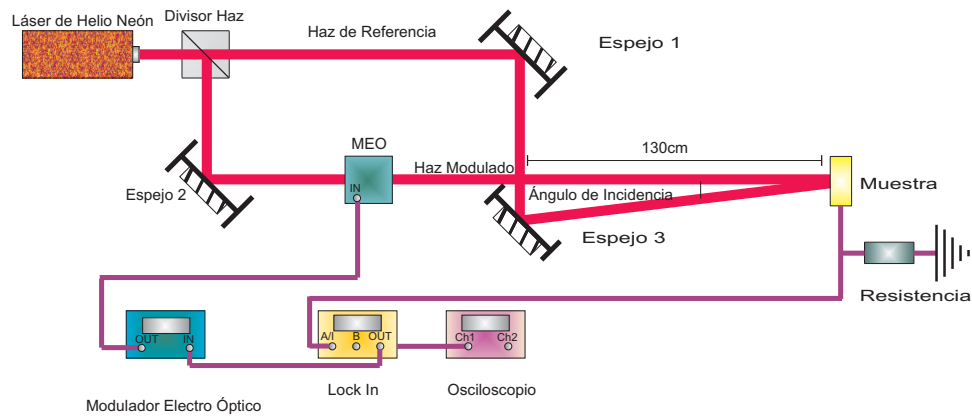


Figura 3.3: Arreglo experimental en configuración de transmisión para caracterización de *GaAs*.

En el caso de polímero fotoconductor (muestra transparente en forma de una película delgada entre dos electrodos transparentes como se mostró en la Figura 3.2) los dos haces inciden sobre las caras opuestas de la muestra. Esta geometría se le llama configuración de “reflexión” como se observa en la Figura 3.4 [48].

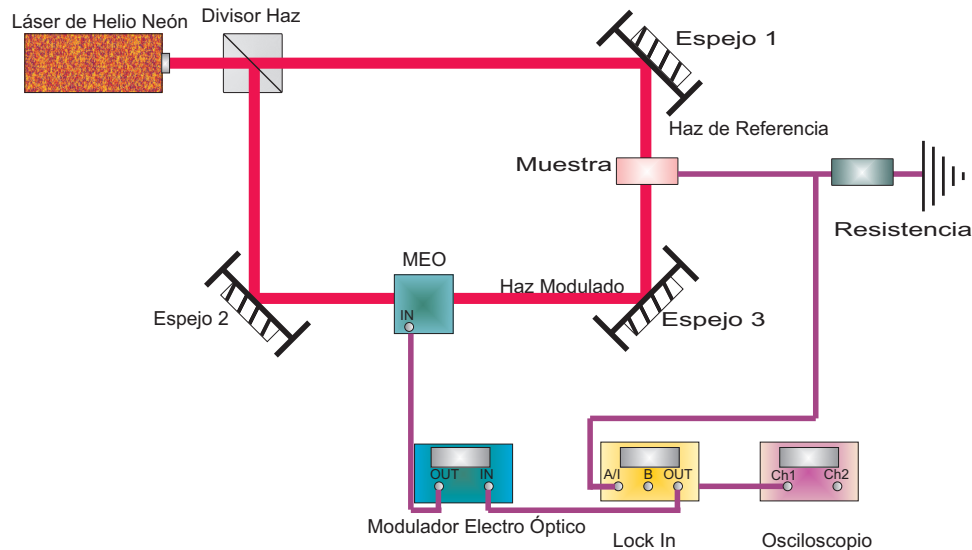


Figura 3.4: Interferómetro Mach Zender en configuración de reflexión para la caracterización de TF6-TPD.

El uso de esta configuración en el polímero no solo está determinada por la geometría de los electrodos, sino también es óptima para este tipo de material, que debido a su fotoconductividad baja posee longitudes de difusión muy cortas (alrededor de $100nm$)[49].

En la configuración de **reflexión** el periodo espacial Δ es tal que el producto KL_D es cercano a 1 y la señal es máxima. La relativa desventaja de esta configuración es que la frecuencia espacial K es fija.

3.2.2. Sistema de modulación de fase

El haz de señal se modulaba en fase periódicamente colocando el modulador EO en el brazo de haz de señal del interferómetro Mach-Zender. La modulación se realizaba enviando una señal senoidal con la frecuencia Ω_P y amplitud U_0 del oscilador interno del Lock In hacia el controlador electrónico del MEO.

La señal eléctrica amplificada por el factor de 1000 se aplica posteriormente a los electrodos del modulador. El modulador esta orientado de tal manera que la dirección del campo aplicado al cristal KDP es paralelo a la de polarización. De esta manera las ondas sufre un retardo periódico en fase [50].

La amplitud de modulación Δ es directamente proporcional al voltaje aplicado U_0 . Para encontrar la relación entre Δ y U_0 se realizo la calibración del modulador dando como resultado la expresión

$$\Delta = U_0 x \quad (3.1)$$

para este caso $U_0 = 500 \text{ mrad}/v_{P-P}$ y x es el tamaño del cristal.

Por otra parte en los experimentos fue necesario utilizar el patrón de interferencia que se desplaza a velocidad constante. Esto es equivalente a introducir una diferencia de fase entre los haces interfiriendo que varía linealmente con el tiempo. Experimentalmente esto se logra colocando los moduladores acusto-ópticos en ambos brazos del interferómetro.

El modulador acusto-óptico consiste en un cristal de cuarzo con un transductor piezoeléctrico en uno de los lados y con un absorbedor del lado opuesto. Aplicando el voltaje periódico derivado del controlador electrónico del MAO al electrodo del transductor excita una onda acústica dentro del cristal, generando de esta manera una rejilla periódica del índice de refracción que se desplaza a velocidad constante. El haz de luz incidente se difracta en ella creando varios órdenes de difracción. El orden uno de difracción esta modulado continuamente en fase con la frecuencia característica

$$\Omega_C = \Omega_0 + \Omega_D \quad (3.2)$$

donde Ω_0 es la frecuencia de offset igual a 40 MHz y Ω_D es la frecuencia variable que depende de velocidad de desplazamiento de la rejilla. Este orden se aísla de los demás y se utiliza en los

experimentos posteriores. El haz del otro brazo del interferómetro esta modulado en fase con la frecuencia característica.

$$\Omega_C = \Omega_0 - \Omega_D \quad (3.3)$$

Cuando los dos haces se interfieren producen un patrón de interferencia con la frecuencia espacial K que se mueve a velocidad constante $v_F = \Omega_D/K$

3.2.3. Sistema de detección

Como se ha mencionado en el capítulo anterior las vibraciones del patrón de interferencia en un medio fotoconductor producen una corriente alterna. Esta corriente alterna es muy pequeña (del orden de nano amperes) y por lo tanto necesita la detección lock-in para discernirla del ruido.

Un amplificador Lock-In es un dispositivo utilizado para realizar mediciones precisas de señales de corriente alterna muy pequeñas, aún en presencia de fuentes de ruido que pueden ser órdenes de magnitud mayores. El Lock-IN realiza un proceso de filtrado con ancho de banda muy angosto que se sintoniza a la frecuencia de la señal, eliminando de esta forma la mayoría del ruido no deseado, permitiendo así que la señal sea detectada. El Lock-IN también actúa como un amplificador de señal, que va en algunos casos, desde nano volts hasta mili volts. Debido a que normalmente la impedancia del detector foto-FEM es muy grande (mayor que $100M\Omega$) se necesita usar un resistencia de carga con la resistencia R_L para asegurar que el ancho de banda del sistema de medición determinado por la constante temporal $R_L C$, donde C es la capacitancia de cables coaxiales utilizados para conectar la muestra con el Lock-IN $C = 100pf/m$.

El esquemas experimentales utilizado para la investigación del efecto de foto-FEM en presencia de corrimiento continuo de fase se muestra en la figura 3.5 para *GaAs*.

para el caso de PF6-TPD se muestra en la figura 3.6.

Se utilizo resistencias de carga de $10k\Omega$ en caso de *GaAs* y de $100k\Omega$ en el caso de polímero fotoconductor. Esto nos asegura el ancho de banda del sistema de medición hasta $150kHz$.

La señal se monitoreo adicionalmente por un osciloscopio.

3.3. Procedimientos experimentales

Para el proceso de caracterización de las muestras el esquema experimental utilizado se mostró anteriormente (Figuras 3.3 y 3.4.)

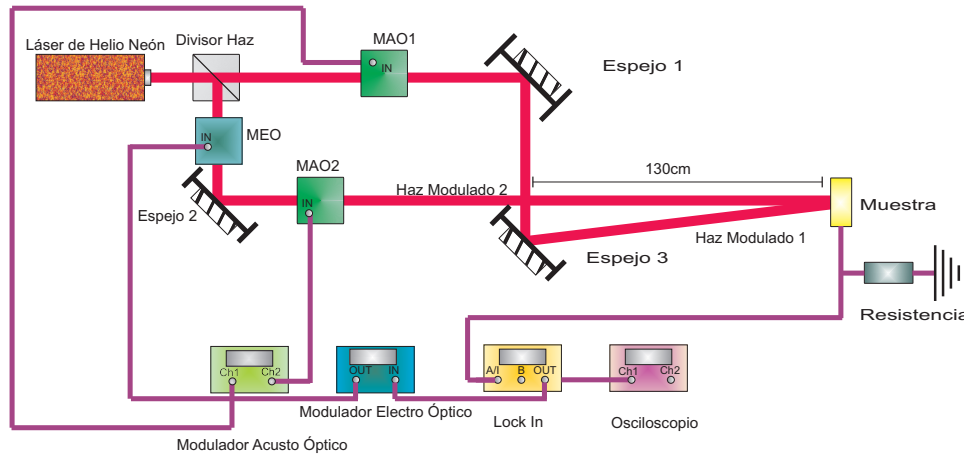


Figura 3.5: Arreglo experimental en configuración de transmisión para investigación del efecto de foto-FEM en presencia del corrimiento continuo de fase en *GaAs*.

3.3.1. Caracterización del detector de foto-FEM.

El proceso de caracterización consiste en.

Medición del primer armónico de la señal de foto-FEM U^1 en dependencia en frecuencia espacial K (únicamente para *GaAs*). [10]

Esto con el fin de encontrar la apertura angular óptima para la operación del detector de foto-FEM (i.e. donde la señal es máxima [10]).

La caracterización de la señal de foto-FEM en dependencia de frecuencia espacial K , consiste en variar el ángulo formado entre H_R y H_S , desplazando $E3$ (ver Figura 3.3). Al dejar fija la distancia en la que se encuentra el cristal se puede obtener variación en el ángulo formado por los 2 haces incidentes a la muestra. La frecuencia espacial a su vez varía de acuerdo con la formula 2.2 del Capítulo 2.

Caracterización de la señal de foto-FEM en dependencia de amplitud de modulación periódica de fase Δ [10].

Para realizar estas medidas se coloca el sistema en la frecuencia espacial, para la cual la señal de foto-FEM es máxima, y se varía la amplitud de modulación periódica Δ , manteniendo fijo el valor de Ω_P . Es necesario mencionar que la amplitud de modulación periódica Δ , está limitada por el voltaje que puede soportar el MEO ($1V_{P-P}$). Conociendo la dependencia U^1 en los próximos

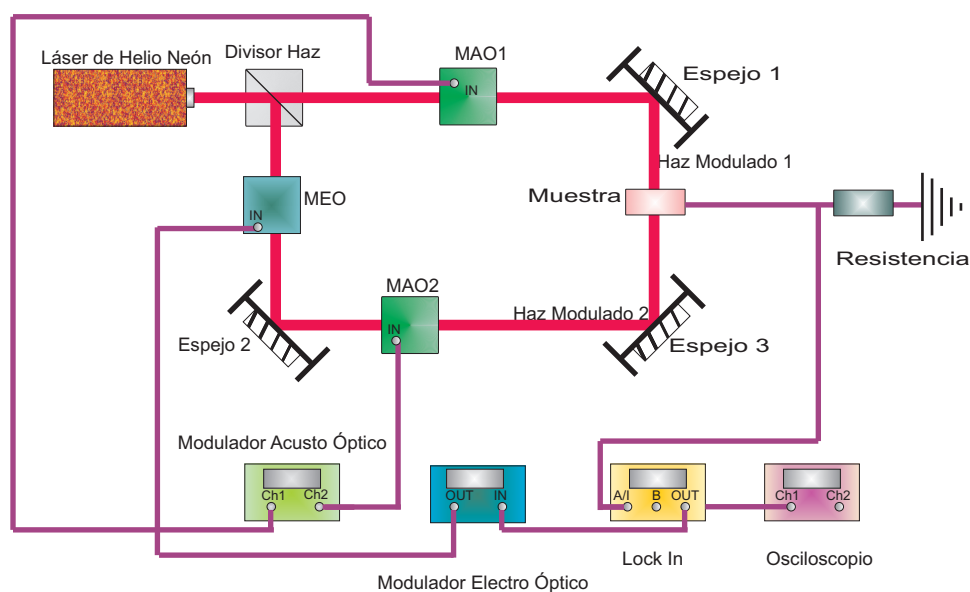


Figura 3.6: Arreglo experimental en configuración de reflexión para investigación del efecto de foto-FEM en presencia del corrimiento continuo de fase en polímero fotoconductor PF6-TPD.

experimentos se utiliza el valor de que asegura el régimen lineal de modulación $\Delta \ll 1rad$.

Caracterización de la señal de foto-FEM en dependencia de frecuencia de modulación periódica de fase a distintas intensidades [10].

La función de transferencia del efecto de foto-FEM es usualmente representada por una región independiente en frecuencia limitada por dos frecuencias de corte Ω_{01} , Ω_{02} . La finalidad de este experimento es encontrar el ancho de banda de operación del detector de foto-FEM definido por estas dos frecuencias de corte y además definir como este ancho de banda depende de la intensidad. Para realizar estas medidas, lo que se hace es

1. colocar el sistema en la frecuencia espacial K , a la cual el voltaje de foto-FEM es máximo.
2. colocar la amplitud de modulación Δ al valor que corresponde al régimen lineal de modulación.
3. variar la frecuencia de modulación periódica Ω_P .

La intensidad de los haces que inciden sobre la muestra se controla por medio de un atenuador de luz, midiendo dicha intensidad con el detector de potencia antes de cada barrido en frecuencia.

3.4. ESPECIFICACIONES TÉCNICAS DEL EQUIPO UTILIZADO EN LOS EXPERIMENTOS.

La gran mayoría de los experimentos posteriores se realizaron en región de frecuencias $\Omega_{01} < \Omega < \Omega_{02}$

3.3.2. Investigación del efecto de foto-FEM inducido por un patrón de interferencia vibrante que se desplaza a velocidad constante

Para estas mediciones los arreglos experimentales son los mostrados en las figuras 3.5 y 3.6. La modulación lineal de fase caracterizada por la frecuencia Ω_D , se obtuvo utilizando los moduladores acusto-ópticos produciendo como resultado franjas de interferencia desplazándose, ya sea a la izquierda (+) o a la derecha (-).

Después se introdujo la modulación periódica de fase con la frecuencia Ω_P y amplitud de modulación Δ .

Investigación del efecto de foto-FEM en presencia de ambos tipos de modulación consiste en lo siguiente:

- Medición de la señal de foto-FEM barriendo en frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D , manteniendo la frecuencia de modulación periódica de fase fija Ω_P .

En estas condiciones se investigo la respuesta de la señal de foto-FEM para distintas direcciones de desplazamiento del patrón de interferencia y distintas frecuencias de modulación Ω_P .

- Barrido en frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P , manteniendo la frecuencia de modulación lineal de fase fija Ω_D .

En estas condiciones se midieron las dependencias para distintas frecuencias así como para distintas intensidades (colocando un atenuador de intensidad). Esta clase de experimentos es de interés para aplicaciones de velocimetría.

3.4. Especificaciones técnicas del equipo utilizado en los experimentos.

Los datos de las características y especificaciones técnicas de los equipos que se utilizados en las configuraciones experimentales se proporcionan a continuación:

3.4. ESPECIFICACIONES TÉCNICAS DEL EQUIPO UTILIZADO EN LOS EXPERIMENTOS.

- **Láser de Helio Neón**, marca Melles Griot [51], Modelo 05-LHP-991; con longitud de onda $\lambda = 632,5nm$ y una potencia $30mw$, polarizado verticalmente, con longitud de coherencia de $20cm$ y de configuración cilíndrica.
- **Lock-IN**, marca Stanford Research System [52], Modelo *SR830 DSP*, con resistencia de entrada de $10M\Omega$, en detección del primer armónico con sensibilidad para *GaAs* en $1x100mV$ y para PF6-TPD en $5x100\mu V$ y con constante de tiempo para *GaAs* en $1x100ms$ y para PF6-TPD $5x100ms$ y nivel de ruido alrededor de $5\mu V$.
- **Modulador Electro-Óptico** marca Conoptics modelo 350 – 80 [53], con controlador electrónico modelo 302, compuesto de un cristal de KDP, con un rango de transmisión útil de 300 a 1100 *nm*, resonancias de 40 a 50 *kHz*, con una sensibilidad de 12 *mrad/Volts* a 500*nm* y voltaje de media onda de 261 *Volts*.
- **Medidor de Potencia**, marca OPHIR [54], con controlador electrónico modelo *AN/2* con una resolución de 12 bits, con una cabeza fotodiodo para medición modelo PD300-3W, con respuesta espectral de 350–1100*nm* y 430–1100*nm* con filtro y sin filtro respectivamente, con un umbral de daño en $10W/cm^2$ y $150W/cm^2$ con y sin filtro respectivamente.
- **Modulador Acusto-Óptico**, marca Intra Action, diver modelo DFE-4041 [55], con frecuencia de salida en el canal 1 de 40*MHz*. y en el canal 2 con frecuencia variable y ACOUSTO-OPTIC MODULATOR/FREQUENCY SHIFTER modelo AOM-40 [56].
- **Osciloscopio**, marca Tecktronix [57], modelo TDS3012 con resistencia de entrada de 50Ω . El equipo se utilizo en el modo de señal promediada.
- **Generador de funciones marca Stanford** modelo *DS335 – 3 MHz* [58] con un rango de frecuencia de $1\mu Hz$ a $3,1MHz$, con frecuencia de resolución de $1\mu Hz$, voltaje $50mV$ a $10V_{PP}$ con offset $\pm 5V_{DC}$ e impedancia de entrada de 50Ω . Señales de salida sinusoidal, cuadrada, rampa, triangulo y rampa.

Capítulo 4

Análisis teórico del efecto de foto- FEM no estacionaria en presencia de corrimiento continuo de fase.

En este capítulo se muestra el análisis teórico de la respuesta de la señal de foto-FEM no estacionaria, cuando se encuentra en presencia de corrimiento periódico y lineal de fase. Se obtiene la expresión analítica para el primer armónico de la densidad de corriente de foto-FEM. A partir de esta expresión se obtiene las dependencias teóricas de en frecuencia de modulación periódica y lineal. Después se analizan y se discuten los casos límites importantes para la comprensión cualitativa del comportamiento del efecto.

El modelo microscópico para el análisis teórico del efecto de foto-FEM no estacionaria a considerar es el fotoconductor monopolar de tipo-p, donde los portadores móviles que predominan son huecos, de la misma manera que se realizo en la sección 2.4 del capítulo 2.

4.1. Ecuaciones principales y análisis teórico del efecto foto-FEM en presencia de corrimiento Doppler

Las ecuaciones principales para el análisis teórico fueron expuestas en el Capítulo 2 las cuales son Ecuaciones “2.22”, “2.23”, “2.24” y “2.26”. Si suponemos que el cristal está iluminado por el patrón de interferencia donde uno de los haces experimenta la modulación periódica en fase.

4.1. ECUACIONES PRINCIPALES Y ANÁLISIS TEÓRICO DEL EFECTO FOTO-FEM EN PRESENCIA DE CORRIMIENTO DOPPLER

Adicionalmente se le introduce una modulación en fase que varía linealmente con el tiempo

$$I_t = I_0(1 + m\cos(Kx - \cos(kx - \Delta \sin(\Omega_P t) - \Omega_D t))) \quad (4.1)$$

Si asumimos que amplitud de modulación es pequeña $\Delta \ll 1$, entonces podemos linealizar la expresión para la distribución de la intensidad (Ecuación 4.1) representándola en términos de amplitudes complejas.

$$\begin{aligned} I(x, t) = & I_0 + I^{10-1} e^{i(Kx - \Omega_D t)} + I^{11-1} e^{i(Kx + \Omega_P t - \Omega_D t)} \\ & + I^{1-1-1} e^{i(Kx - \Omega_P t - \Omega_D t)} + (I^{10-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_D t)} \\ & + (I^{11-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_P t + \Omega_D t)} + (I^{1-1-1})^* e^{i(Kx - \Omega_P t + \Omega_D t)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Dónde.

$$I^{10} \equiv I_0 \frac{m}{2}; I^{11} \equiv -I_0 \frac{m\Delta}{4}; I^{1-1} \equiv I_0 \frac{m\Delta}{4}; (I^{10})^* \equiv I_0 \frac{m}{2}; (I^{11})^* \equiv I_0 \frac{m\Delta}{4}; (I^{1-1})^* \equiv -I_0 \frac{m\Delta}{4}$$

En esta notación el **primer subíndice** de la intensidad $I^{\mathbf{1}}$ nos indica el correspondiente armónico espacial. El **segundo subíndice** $I^{\mathbf{11}}$ indica el armónico de la modulación temporal periódica. El **tercero número del subíndice** $I^{\mathbf{111}}$ pertenece al armónico de la modulación lineal de fase.

A continuación representamos los variables $p(x, t)$ y $E_{SC}(x, t)$ principales en términos de amplitudes complejas de una manera idéntica a la distribución de la intensidad:

$$\begin{aligned} p(x, t) = & p_0 + p^{10-1} e^{i(Kx - \Omega_D t)} + p^{11-1} e^{i(Kx + \Omega_P t - \Omega_D t)} \\ & + p^{1-1-1} e^{i(Kx - \Omega_P t - \Omega_D t)} + (p^{10-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_D t)} \\ & + (p^{11-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_P t + \Omega_D t)} + (p^{1-1-1})^* e^{i(Kx - \Omega_P t + \Omega_D t)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

y

$$\begin{aligned} E_{SC}(x, t) = & E_0 + E^{10-1} e^{i(Kx - \Omega_D t)} + E^{11-1} e^{i(Kx + \Omega_P t - \Omega_D t)} \\ & + E^{1-1-1} e^{i(Kx - \Omega_P t - \Omega_D t)} + (E^{10-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_D t)} \\ & + (E^{11-1})^* e^{-i(Kx + \Omega_P t + \Omega_D t)} + (E^{1-1-1})^* e^{i(Kx - \Omega_P t + \Omega_D t)} \end{aligned} \quad (4.4)$$

La densidad de corriente que fluye a través de la muestra se puede calcular utilizando la ecuación 2.48, dando como resultado

$$j(x, t) = \frac{e\mu}{\Lambda} (j^0 + j^{1P,D} e^{i\Omega_P t} + j^{-1P,D} e^{-i\Omega_P t} + j^{2P,D} e^{2i\Omega_P t} + j^{-2P,D} e^{-2i\Omega_P t}) \quad (4.5)$$

4.1. ECUACIONES PRINCIPALES Y ANÁLISIS TEÓRICO DEL EFECTO FOTO-FEM EN PRESENCIA DE CORRIMIENTO DOPPLER

donde, las amplitudes complejas de las correspondientes componentes espectrales son: **Para el armónico fundamental.**

$$j^0 = p_0 E_0 + (p^{10-1})^* E^{101} - p^{10-1} (E^{10-1})^* + (p^{11-1})^* E^{11-1} + p^{11-1} (E^{11-1})^* + (p^{1-1-1})^* E^{1-1-1} + p^{1-1-1} (E^{1-1-1})^* \quad (4.6)$$

Para el primer armónico.

$$j^{1P,D}(x,t) = p^{11-1} (E^{10-1})^* + (p^{1-1-1})^* E^{10-1} + (p^{10-1})^* E^{11-1} + p^{10-1} (E^{1-1-1})^* \quad (4.7)$$

Para el segundo armónico

$$j^{2P,D}(x,t) = p^{11-1} (E^{1-1-1})^* + (p^{1-1-1})^* E^{11-1} \quad (4.8)$$

Para los armónicos conjugados.

$$j^{1P,D}(x,t) = (p^{11-1})^* E^{10-1} + p^{1-1-1} (E^{10-1})^* + p^{10-1} (E^{11-1})^* + (p^{10-1})^* E^{1-1-1} \quad (4.9)$$

$$j^{2P,D}(x,t) = (p^{11-1})^* E^{1-1-1} + p^{1-1-1} (E^{11-1})^* \quad (4.10)$$

Estamos interesados en la componente del primer armónico $j^{1P,D}$ de la corriente foto-FEM (Ecuación 4.7) por practicidad lo denotaremos como j^1 .

Para calcular los correspondientes términos de concentración y del campo de carga espacial haremos uso de las expresiones para armónicos espaciales y temporales de p y E_{SC} obtenidos en la [10] en presencia de únicamente de la modulación periódica de fase (ecuaciones 2.56 2.57). Pero si además se introduce modulación adicional (lineal) de fase, el término de frecuencia Ω sustituyendo la combinación correspondiente de Ω_P y Ω_D , por ejemplo:

$$p^{11-1} = m\sigma_0 \frac{1 - i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di}}{1 - i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)} \quad (4.11)$$

$$E^{11-1} = -im\Delta E_D \frac{1}{1 - i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di}(1 + K^2 L_D^2)} \quad (4.12)$$

Para simplificar las ecuaciones 4.11 y 4.12, asumimos que el periodo del patrón de interferencia es grande comparado con la longitud de difusión, i.e. $KL_D \ll 1$.

En este caso las expresiones para las amplitudes complejas de concertación de huecos y el campo de carga espacial para el primer armónico son:

$$p^{11-1} = (p^{1-1-1})^* = (p^{10-1})^* = p^{10-1} = m\sigma_0 \quad (4.13)$$

$$E^{10-1} = im\Delta E_D \frac{1}{1 - i\Omega_D\tau_{di}} \quad (4.14)$$

4.2. ANÁLISIS DE LOS CASOS LÍMITES Y DEPENDENCIAS TEÓRICAS.

$$E^{11-1} = -im\Delta E_D \frac{1}{1 - i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di}} \quad (4.15)$$

$$(E^{10-1})^* = im\Delta E_D \frac{1}{1 + i\Omega_D\tau_{di}} \quad (4.16)$$

$$(E^{1-1-1})^* = -im\Delta E_D \frac{1}{1 + i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di}} \quad (4.17)$$

Es interesante comparar las ecuaciones obtenidas con las expresiones análogas para la foto-FEM j^1 convencional. En el caso convencional (el patrón de interferencia vibrante) existen tres principales componentes de E_{SC} que contribuyen a la formación de la corriente de foto-FEM: una estacionaria E^1 y dos que se desplazan continuamente a velocidades iguales, pero en direcciones opuestas E^{11} , E^{1-1} . Si además de vibrar, el patrón de interferencia se mueve continuamente, el cuadro físico es idéntico al caso anterior si lo consideramos en un sistema de coordenadas amarrado al patrón de interferencia (i.e. el sistema de coordenadas se mueve a velocidad constante). La única diferencia va a ser que para las velocidades grandes (tal que $\Omega_D\tau_{di}$), el contraste efectivo de la componente estacionaria de la rejilla de campo

$$m_{eff} = \frac{m}{\sqrt{1 + \Omega_D^2\tau_D^2}} \quad (4.18)$$

se disminuye con la frecuencia Ω_D

Sustituyendo las ecuaciones 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 y 4.17 en 4.7 se obtiene la expresión para el primer armónico de la densidad de corriente de foto-FEM:

$$j^1 = \frac{1}{2}im^2\sigma_0\Delta E_D \left(\frac{1}{1 - i\Omega_D\tau_{di}} - \frac{1}{1 - i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di}} + \frac{1}{1 + i\Omega_D\tau_{di}} - \frac{1}{1 + i(\Omega_P + \Omega_D)\tau_{di}} \right) \quad (4.19)$$

Realizando las simplificaciones necesarias arribamos a la expresión final.

$$j^1 = m^2\sigma_0\Delta E_D \left(\frac{1 - \Omega_D^2\tau_{di}^2 + i\Omega_P\tau_{di}}{(1 - i\Omega_D^2\tau_{di}^2)(1 - i(\Omega_P - \Omega_D)\tau_{di})(1 + i(\Omega_P + \Omega_D)\tau_{di})} \right) \quad (4.20)$$

La cual será la de la corriente de foto-FEM para primer armónico cuando existen simultáneamente modulación periódica y modulación lineal de fase.

4.2. Análisis de los casos límites y dependencias teóricas.

La validez del resultado se comprueba fácilmente analizando los siguientes casos límites:

4.2. ANÁLISIS DE LOS CASOS LÍMITES Y DEPENDENCIAS TEÓRICAS.

No hay modulación periódica, i.e. $\Omega_P = 0$.

Como es de esperarse la señal de foto-FEM no existe en este caso

Solo hay modulación periódica, i.e. $\Omega_D = 0$

La respuesta de la señal de corriente de foto-FEM j^1 es la expresión obtenida para el modelo convencional (ecuación 2.61),

$$j^1 = \frac{m^2 \Delta}{2} \sigma_0 E_D \frac{i \Omega_P \tau_{di}}{1 + i \Omega_P \tau_{di}}$$

donde la dependencia en frecuencias es similar al comportamiento de un filtro pasa altas. La dependencia en frecuencia se muestra en la figura 4.1

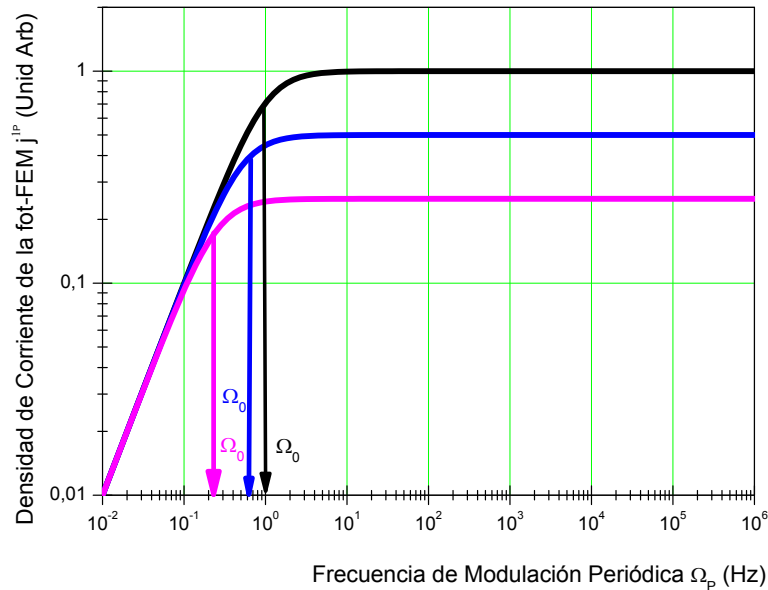


Figura 4.1: Respuesta de la señal de foto-FEM j^1 en función de la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P

la cual como se observa es idéntica a la mostrada en la figura 2.13 como se demostró con anterioridad en el capítulo 2. Su frecuencia de corte depende también de la intensidad de iluminación como en el caso del capítulo 2.

4.3. ANÁLISIS DE LA SEÑAL DE FOTO-FEM j^1 CUANDO EXISTE SIMULTÁNEA DE CORRIMIENTO DOPPLER Y MODULACIÓN PERIÓDICA DE FASE.

Existe simultánea de corrimiento Doppler y modulación periódica de fase.

Quizás el caso más interesante es cuando existe simultáneamente modulación periódica y lineal de fase, a continuación analizaremos detallada mente este caso particular

4.3. Análisis de la señal de foto-FEM j^1 cuando existe simultánea de corrimiento Doppler y modulación periódica de fase.

En las figuras 4.2 y 4.3 se muestran las dependencias teóricas de la señal de foto-FEM versus frecuencia graficadas utilizando la ecuación 4.20.

En la figura 4.2 se observa el comportamiento de la señal de foto-FEM j^1 al variar la frecuencia de la modulación lineal de fase Ω_D para distintos valores de la frecuencia de modulación periódica Ω_P (esto con el fin de utilizar este efecto en Vibrometría).

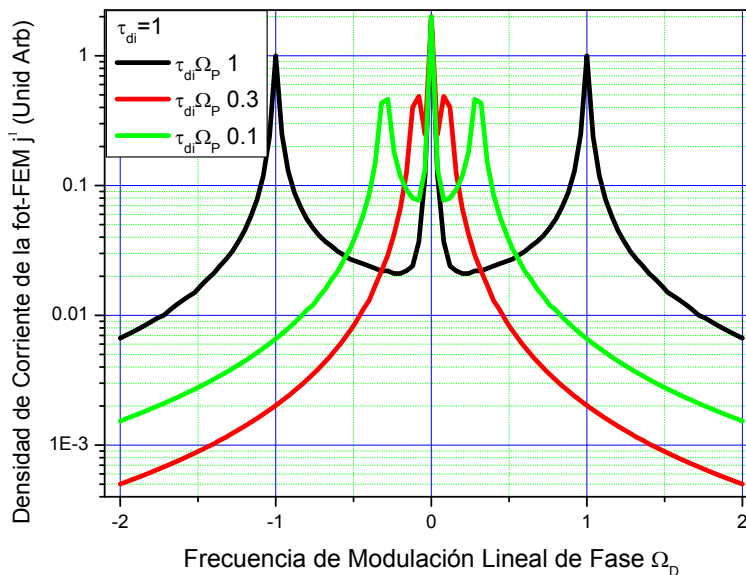


Figura 4.2: Dependencia de la señal de foto-FEM j^1 en dependencia a la frecuencia de modulación lineal de fase (frecuencia Doppler) Ω_D para distintas frecuencias de modulación periódica $\Omega_P \tau_{di} = 0,1, 0,3$ y 1 .

4.3. ANÁLISIS DE LA SEÑAL DE FOTO-FEM J^1 CUANDO EXISTE SIMULTÁNEA DE CORRIMIENTO DOPPLER Y MODULACIÓN PERIÓDICA DE FASE.

Es evidente de la figura 4.2, que la señal de foto-FEM es máxima cuando no hay desplazamiento lineal de fase Ω_D debido a que en este punto el contraste efectivo de la componente del campo de carga espacial es máximo $m_{eff} = m$. El valor de la señal en este caso está dado por la expresión 4.18.

Al introducir la modulación lineal, la señal empieza a decaer, porque el contraste disminuye. Sin embargo, cuando la frecuencia Ω_D se aproxima a la frecuencia de modulación periódica Ω_P se observan dos máximos laterales.

En efecto, si la ecuación 4.20 se analiza para el caso de frecuencias de modulación altas $\Omega_D\tau_{di}$, $\Omega_P\tau_{di} \gg 1$ se obtiene la siguiente expresión:

$$j^1 \cong \frac{m^2\Delta}{2}\sigma_0 E_D \Omega_P \tau_{di} \frac{\Omega_D^2 \tau_{di}^2 + i\Omega_P \tau_{di}}{\Omega_D^2 (\Omega_D^2 - \Omega_P^2) \tau_{di}^4} \quad (4.21)$$

De esta expresión está claro que a medida de que Ω_D se acerca a Ω_P aparece una especie de resonancia. Sin embargo en el punto $\Omega_D = \Omega_P$ la corriente no es infinita, ya que en esta región la ecuación no es válida, debido a que el producto $(\Omega_D - \Omega_P)\tau_{di}$ se vuelve menor que 1.

Como se observa de la figura 4.2 la amplitud de los máximos aumenta conforme aumenta $\Omega_P\tau_{di}$, llegando a la saturación para $\Omega_P\tau_{di} \gg 1$. En el régimen de $\Omega_P\tau_{di} \gg 1$ la amplitud de los máximos laterales es solo 2 veces menor que la amplitud del máximo central, tal como se obtiene de la ecuación 4.21 si se sustituye $\Omega_D = \Omega_P$. Por otro lado, el ancho de los picos laterales disminuye conforme aumenta el producto $\Omega_P\tau_{di}$.

Desde punto de vista de aplicaciones prácticas en velocimetría, el especial interés representa el caso cuando la frecuencia de modulación lineal Ω_D es fija y lo que varía es la frecuencia de modulación periódica Ω_P . El comportamiento de la señal de foto-FEM j^1 en esta situación está representada por la figura 4.3.

La grafica 4.3 muestra que cuando las frecuencias de modulación lineal de fase es 0, se observa la respuesta típica de foto-FEM j^1 no estacionaria (ecuación 4.7) con una frecuencia de corte Ω_0 , marcada en la figura con una flecha de color negro. Cuando la frecuencia de modulación lineal de fase no es cero, pero $\Omega_P\tau_{di} \ll 1$, la señal disminuye aproximadamente 2 veces pero cualitativamente el comportamiento es el mismo (filtro pasa altas).

Al aumentar la frecuencia de modulación lineal hasta que es mayor que la frecuencia de corte $\Omega_D \gg \Omega_0$, se observa un pico cuando dos frecuencias de modulación se empatan $\Omega_D = \Omega_P$.

El comportamiento de la señal fuera de resonancia puede analizarse utilizando la expresión 4.21 en las aproximaciones $\Omega_D \ll \Omega_P$ (frecuencias de modulación altas) y $\Omega_D \gg \Omega_P$ (frecuen-

4.3. ANÁLISIS DE LA SEÑAL DE FOTO-FEM J^1 CUANDO EXISTE SIMULTÁNEA DE CORRIMIENTO DOPPLER Y MODULACIÓN PERIÓDICA DE FASE.

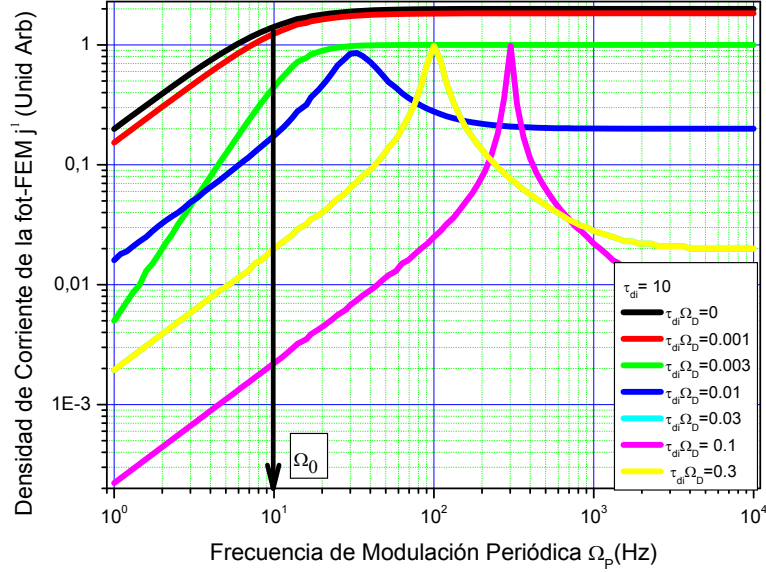


Figura 4.3: Respuesta de la densidad de corriente de foto-FEM j^1 en función de la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P para distintas frecuencias de desplazamiento Doppler $\Omega_D \tau_{di} = 0,000, 0,001, 0,003, 0,010, 0,100, 0,300$.

cias de modulación bajas). En la región de frecuencias bajas la ecuación puede reescribirse como

$$j^1 \propto \frac{\Omega_P \tau_{di}}{(\Omega_P \tau_{di})^2} \quad (4.22)$$

i.e. la corriente de foto-FEM j^1 , crece linealmente con la frecuencia de modulación Ω_P . En el segundo caso la expresión se reduce a

$$j^1 \propto \frac{1}{(\Omega_P \tau_{di})^2} \quad (4.23)$$

es decir la señal no depende de frecuencias de modulación periódica Ω_P , pero su amplitud disminuye entre más se aumenta $\Omega_P \tau_{di}$. Alrededor de la resonancia se puede utilizarse la aproximación $\Omega_D \cong \Omega_P$. En esta aproximación.

$$\Omega_D^2 - \Omega_P^2 = (\Omega_D - \Omega_P)(\Omega_D + \Omega_P) \cong 2\Omega_P(\Omega_D - \Omega_P) \quad (4.24)$$

Al utilizar esta aproximación en la ecuación 4.23 se obtiene.

$$j^1 \propto \frac{1}{1 + i\tau_{di}(\Omega_D - \Omega_P)} \quad (4.25)$$

4.3. ANÁLISIS DE LA SEÑAL DE FOTO-FEM J^1 CUANDO EXISTE SIMULTÁNEA DE CORRIMIENTO DOPPLER Y MODULACIÓN PERIÓDICA DE FASE.

i.e. alrededor de la resonancia la señal decae como

$$\frac{1}{1 + i\tau_{di}\Omega_P} \quad (4.26)$$

Capítulo 5

Investigación experimental del efecto de foto-FEM no estacionaria en presencia de corrimiento continuo de fase.

El presente capítulo está dividido en tres secciones. En las dos primeras se describen las dependencias experimentales de mediciones de corriente alterna inducida por el patrón de interferencia que recorre a velocidad constante y vibra al mismo tiempo. Los experimentos se realizaron en dos distintas clases de materiales. Los datos mostrados en la primera parte es para Arsenuro de Galio, mientras que en la segunda para polímero fotoconductor. Para encontrar el régimen óptimo para las mediciones (el ángulo de intersección de los haces, el rango de frecuencias y de amplitudes de modulación) en ambos casos primero se caracterizó el material donde se observa el efecto de foto-FEM, midiendo las dependencias en frecuencia de modulación, frecuencia espacial y amplitud de modulación. Después de establecer el régimen de operación se midió la señal de foto-FEM U^1 primero dejando fija la frecuencia de modulación periódica Ω_P , y después la frecuencia de desplazamiento lineal Ω_D . La tercera sección de este capítulo está dedicada a la discusión y análisis de los resultados experimentales.

5.1. Resultados experimentales en el Cristal de Arsenuro de Galio

Los resultados experimentales obtenidos en el cristal de Arsenuro de Galio se muestran divididos en 2 etapas; la primera es la caracterización de la muestra fotoconductor y la segunda es cuando el detector se encuentra bajo modulación periódica y lineal de fase.

5.1.1. Caracterización

Los detalles del arreglo experimental utilizado en los experimentos con Arsenuro de Galio (ver fig. 3.5 y fig. 3.6) están en el Capítulo 3, en la Sección de descripción de arreglos experimentales.

La respuesta del cristal de Arsenuro de Galio al realizar el barrido en frecuencia espacial K se muestra en la figura 5.1.

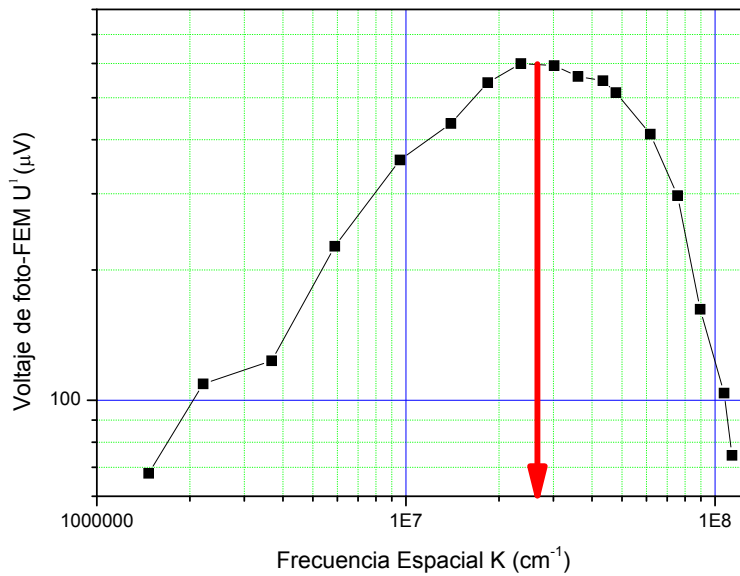


Figura 5.1: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia espacial K en $GaAs$, $\Omega_p = 10\text{kHz}$, $\Delta = 500\text{mrad}$, $I^0 = 40\text{mW}/\text{cm}^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10\text{kOhms}$.

La finalidad de esta medición es encontrar en que región de la frecuencia espacial K se encuentra la señal máxima, i.e. la razón señal a ruido es máxima también. Se observa que el comporta-

5.1. RESULTADOS EXPERIMENTALES EN EL CRISTAL DE ARSEURO DE GALIO

miento de la señal es típico para el efecto de foto-FEM, crecimiento lineal a frecuencias espaciales bajas, y decaimiento como $1/K$ después de un máximo. En los siguientes experimentos se utiliza la frecuencia espacial marcada con una flecha de color rojo en la figura 5.1.

A continuación (Fig. 5.2) se muestra el comportamiento de la señal de foto-FEM U^1 en el cristal de Arsenuro de Galio en dependencia de amplitud de vibraciones del patrón de interferencia Δ .

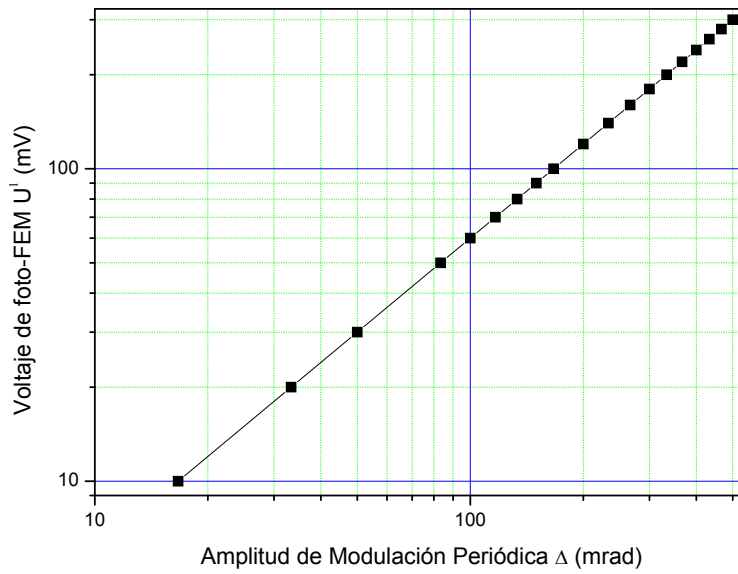


Figura 5.2: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 respecto a la amplitud de modulación Δ en $GaAs$, $\Omega_P = 10kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$.

Se puede apreciar el crecimiento lineal de la señal de foto-FEM U^1 , al aumentar Δ . Comparando esta dependencia con la gráfica teórica (ver Fig. 2.13) concluimos que las amplitudes de modulación que se usaron son menores de 1 radian, i.e. en todo el rango de mediciones la aproximación lineal $\Delta \ll 1$ es válida.

La última dependencia en el proceso de caracterización es el barrido en frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P , para distintas intensidades promedio de iluminación I_0 sobre la muestra (Fig. 5.3).

Se observa que la señal crece sublinealmente con la frecuencia, y después de una frecuencia de corte Ω_0 se satura. La frecuencia de corte (se señala con las flechas) determinada como

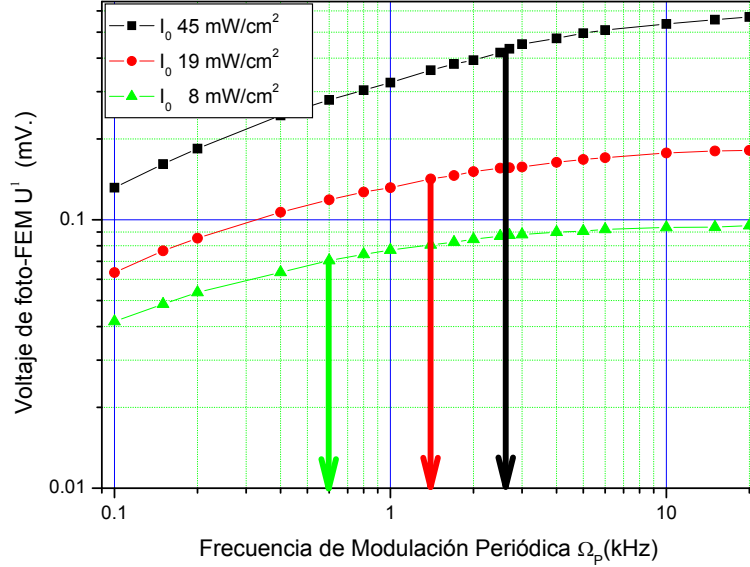


Figura 5.3: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 en función de frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$, $I_0 = 40, 19$ y $8mW/cm^2$.

decaimiento de señal 0,7 veces de su nivel máximo, crece de manera lineal con la intensidad de iluminación, lo cual nos permite asociarla con el proceso de relajación dieléctrica $\Omega_P \propto \tau_{di}^{-1}$. En las siguientes mediciones la frecuencia de modulación periódica es mayor a $10kHz$, cumpliendo con la condición $\Omega_P > \Omega_0$.

5.1.2. Corrientes Alternas Generada por Superposición de Modulación Periódica y Lineal de Fase en $GaAs$

El comportamiento de la señal de foto-FEM U^1 en presencia de corrimiento lineal de fase $\phi = \Omega_D t$ variable, mientras que la frecuencia de modulación periódica Ω_P de fase es fija, se muestra en la figura 5.4. Al variar la frecuencia de modulación lineal Ω_D , la velocidad de desplazamiento de las franjas varía de acuerdo a la expresión $v_F \Omega_D / k$, es decir, es proporcional a la frecuencia de modulación.

Se observa que el comportamiento de la señal de foto-FEM U^1 cualitativamente coincide con

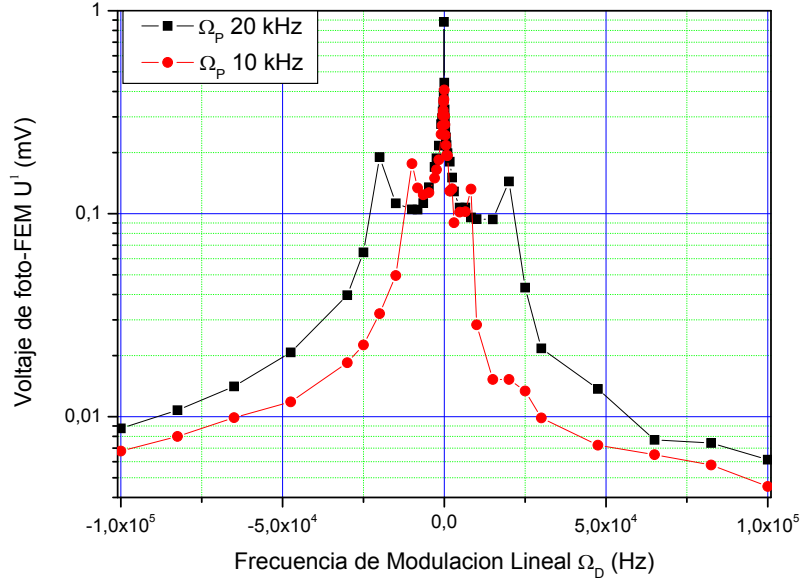


Figura 5.4: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en $GaAs$. $\Omega_P = 10$ y $20kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$.

las predicciones de la teoría (ver figura 4.2). La señal es máxima cuando $\Omega_D = 0$, i.e. las franjas solo experimental modulación periódica y se observa el efecto de foto-FEM convencional. De acuerdo con el análisis teórico en este punto el contraste efectivo m_{eff} de la distribución del campo de carga espacial es máximo. Cuando la frecuencia de modulación lineal es distinta de 0 la señal decae, excepto en la región donde las frecuencias de modulación periódica y lineal empatan $|\Omega_D| = \Omega_P$, produciendo dos máximos laterales. Obsérvese también que la magnitud relativa de los picos laterales comparados con el pico central es menor de la que predice la teoría. Esta discrepancia posiblemente se debe a la cercanía de la frecuencia de corte Ω_0 . Otra posible razón puede ser que en Arsenuro de Galio a longitud de onda $632nm$ tiene lugar la absorción de banda a banda, y como consecuencia fotoconductividad bipolar, mientras que el modelo se desarrollo para el caso de un fotoconductor monopolar. Es evidente que en las dependencias experimentales los picos laterales son ligeramente asimétricos. Esta asimetría posiblemente se debe a algún artefacto de moduladores acusto-ópticos.

La dependencia de fase se la señal de foto-FEM U^1 se muestra en la figura 5.5

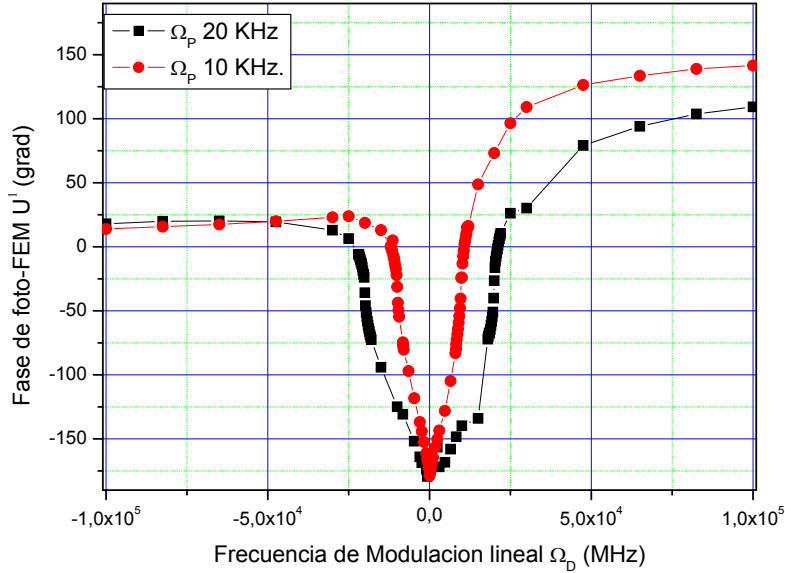


Figura 5.5: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la fase de la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en $GaAs$. $\Omega_P = \pm 10$ y $\pm 20 kHz$, $K = 2500 cm^{-1}$, $\Delta = 500 mrad$, $I_0 = 40 mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 kOhms$.

Se ve que dependiendo de la dirección del desplazamiento existe cambio de fase de la señal a 90° aproximadamente. Esto indica que teniendo la información sobre la fase podemos predecir la dirección del desplazamiento de la señal.

Las graficas 5.6 y 5.7 muestran cómo se comporta la señal de foto-FEM U^1 , al variar la frecuencia de modulación periódica Ω_P manteniendo fija la velocidad de desplazamiento de franjas, i.e. Ω_D .

Una vez más, las dependencias experimentales cualitativamente coinciden bastante bien con las curvas teóricas. Para las velocidades bajas, tales que $\Omega_D < \Omega_0$, la dependencia de foto-FEM en frecuencia casi no se altera. Esto se debe a que los cambios son más lentos que el tiempo característico de redistribución de la rejilla de campo de carga espacial, y por lo tanto la rejilla es capaz de seguir los movimientos del patrón de interferencia. La situación cambia cuando la velocidad de desplazamiento aumenta, i.e. $\Omega_D > \Omega_0$. En este caso la amplitud de la señal disminuye drásticamente en la región de frecuencias bajas debido a la reducción del contraste efectivo. Cuando la velocidad de desplazamiento y de vibración se igualan (i.e. $\Omega_D \cong \Omega_0$), se observa un máxi-

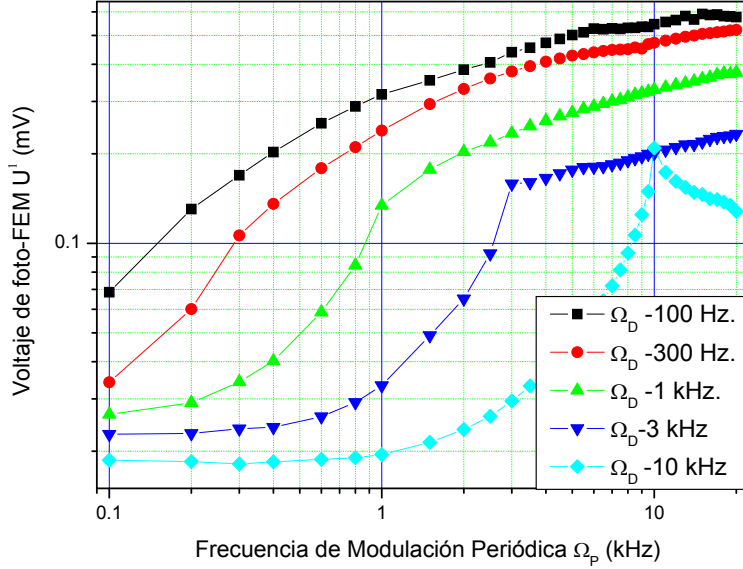


Figura 5.6: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la fase de la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en $GaAs$. $\Omega_P = \pm 10$ y $\pm 20 kHz$, $K = 2500 cm^{-1}$, $\Delta = 500 mrad$, $I_0 = 40 mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 kOhms$.

mo, después del cual la señal decae de nuevo hasta establecerse en un nivel que no depende de la frecuencia Ω_P . En los siguientes datos vamos a concentrarnos en la región de frecuencias de modulación altas Ω_D , $\Omega_D > \Omega_P$.

En la figura 5.7 se muestra el comportamiento de la señal para la frecuencia Doppler $\Omega_D = \pm 10 kHz$. i.e. cuando el sentido de desplazamiento de las franjas se invierte. Para ambos casos se observa el máximo de la señal, con una amplitud aproximadamente igual, aunque existe una leve asimetría en la región de frecuencia de modulación baja.

Los datos anteriores muestran que amplitud del pico es relativamente baja (la señal crece apenas 2 veces). El análisis teórico (ver ecuación 4.23, ver figura 4.3) predice que amplitud relativa del pico es menor en la cercanía de la frecuencia de corte.

En efecto, como se observa en la figura 5.8 aumentando Ω_D a $\pm 70 kHz$ se observa el crecimiento de la amplitud relativa del pico (i.e. la razón entre el valor de la señal en el pico y en el nivel constante en altas frecuencias). Nótese, que el valor absoluto de la amplitud del pico permanece igual. Esto se debe principalmente a que amplitud de la señal a su nivel constante es proporcional a

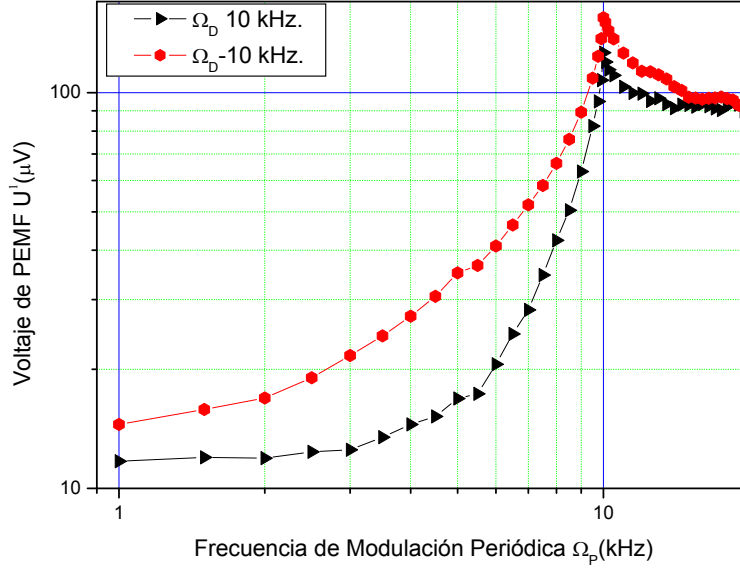


Figura 5.7: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = \pm 10 kHz$, $K = 2500 cm^{-1}$, $\Delta = 500 mrad$, $I_0 = 40 mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 kOhms$.

$1/\Omega_D \tau_{di}$, i.e. la señal depende de la ubicación del máximo: es más baja cuando el pico se desplaza hacia las frecuencias altas. Observe también, que dependiendo de la dirección del desplazamiento la forma de la señal no se altera. El único detalle es que la asimetría en amplitud absoluta de la señal es más notable que en caso de las frecuencias bajas (ver figura 4.3)

La figura 5.9, muestra la dependencia de la señal de foto-FEM U^1 al variar la frecuencia de modulación periódica Ω_P , con frecuencia Doppler Ω_D a $70 kHz$, para distintas intensidades promedio I_0 de iluminación. Como se observa que la posición del máximo de la señal de foto-FEM U^1 no depende de la intensidad de iluminación. No obstante, al disminuir la intensidad la amplitud relativa del pico aumenta, mejorando su resolución. Esta observación esta consistente con los datos anteriores, ya que la razón del decaimiento de la señal alrededor del pico es proporcional a $\Omega_D \tau_{di}$. Al disminuir la intensidad el tiempo de relajación dieléctrica τ_{di} crece, aumentando la razón de decaimiento de la señal. Para las intensidades muy bajas el factor limitante es el ruido del sistema de medición.

El especial interés representa la cuestión de resolución de los picos de la señal de foto-FEM

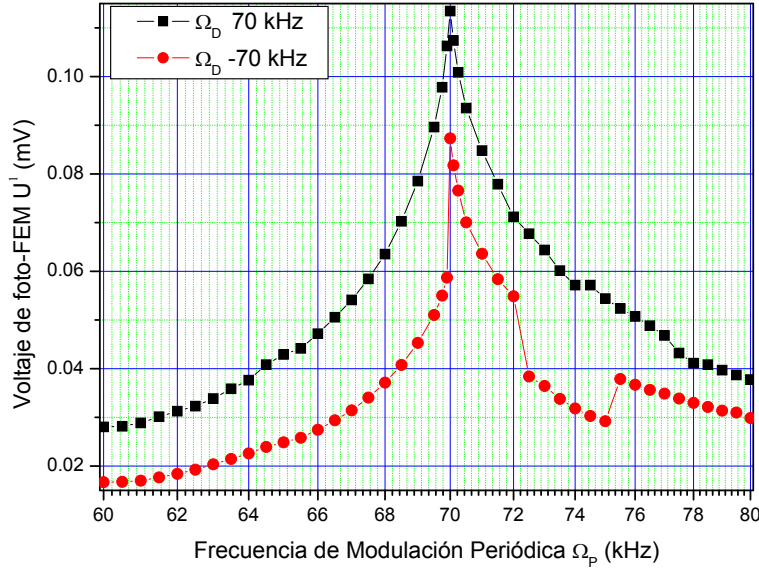


Figura 5.8: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = \pm 70 kHz$, $K = 2500 cm^{-1}$, $\Delta = 500 mrad$, $I_0 = 40 mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 kOhms$.

U^1 .

En relación a esto se (figura 5.10) muestra la dependencia de la señal de foto-FEM en frecuencia de modulación periódica Ω_P , variando la frecuencias de modulación lineal en pequeños pasos ($\Omega_D = 70, 70,05, 70,10, 70,25, 70,50$ y $71 kHz$). Las mediciones se realizaron a intensidades máximas. Como se puede apreciar, al variar la velocidad de desplazamiento el pico cambia de posición. En la figura 5.10 se alcanzan resolverse visualmente los desplazamientos de pico hasta $\Omega_D = 250 Hz$. Sin embargo, la misma grafica a menor escala (Fig. 5.11 círculo naranja en la Fig. 5.10) muestra que se pueden distinguir los cambios en posición del pico hasta $50 Hz$. Este valor representa cambios relativos de velocidad de alrededor de $0,1\%$

A continuación analizaremos como los cambios en intensidad afectan la resolución.

La figura 5.12, muestra la dependencia de la señal de foto-FEM, versus la frecuencia de modulación periódica Ω_p , para diferentes frecuencias de modulación lineal Ω_D fijas en $70, 70,05$ y $70,10 kHz$ a niveles de intensidad mucho más bajas que en el caso anterior $I_0 = 1 mW/cm^2$.

Se observa que los cambios de velocidad se alcanzan a resolver de mejor manera que en el

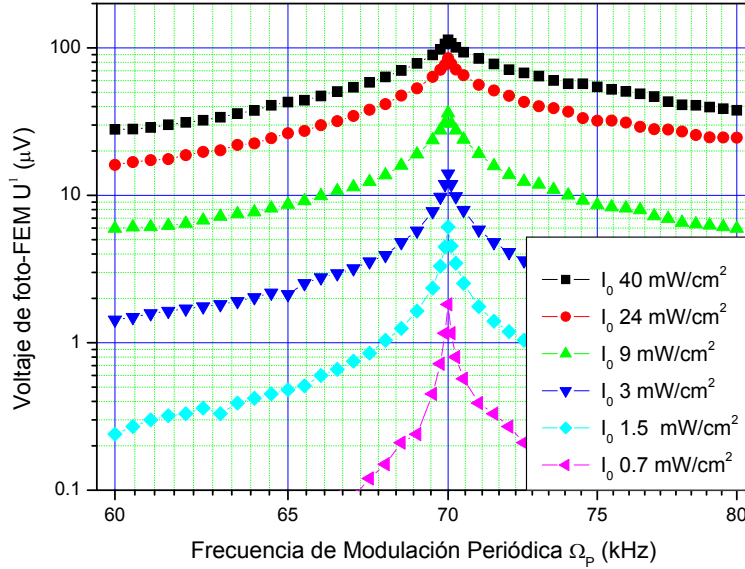


Figura 5.9: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = 70kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40, 24, 9, 3, 1,5$ y $1,5mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$.

caso anterior, mostrado en Fig. 5.11.

5.2. Resultados experimentales en el Polímero Fotoconductor PF6-TPD

Los resultados experimentales obtenidos en el polímero fotoconductor se muestra divididos en 2 etapas; la primera es la caracterización de la muestra fotoconductor y la segunda es cuando el detector se encuentra bajo modulación periódica y lineal de fase.

5.2.1. Caracterización

Al igual que en el caso de Arsenuro de galio primero se realizo la caracterización del detector para escoger el régimen óptimo de operación, es decir, se miden las dependencias en frecuencia Ω_P y de la amplitud Δ de modulación periódica de fase. Las mediciones se realizaron para una

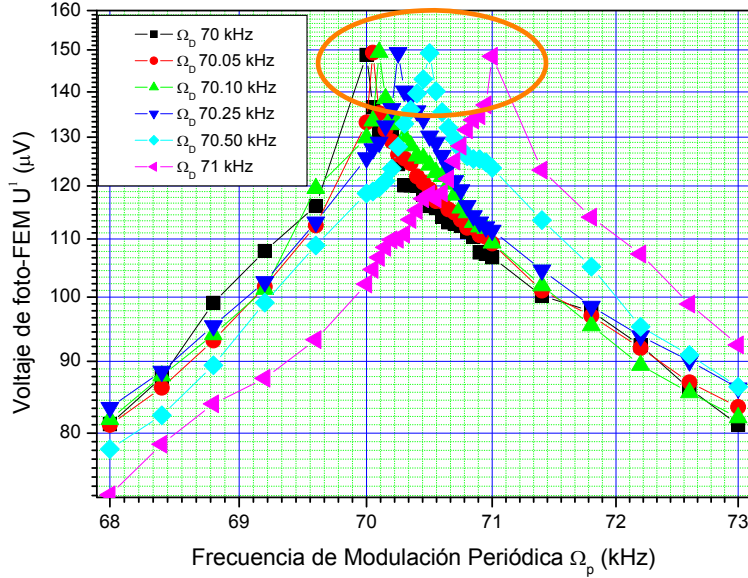


Figura 5.10: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = 70, 70,10, 70,25, 70,50$ y $71kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$.

frecuencia espacial fija $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, determinada por la configuración del experimento.

En la siguiente dependencia (Figura 5.13) se muestra el comportamiento de la señal de foto-FEM U^1 en polímero fotoconductor PF6-TPD en dependencia de amplitud de vibraciones del patrón de interferencia Δ .

Como se puede observar en la figura 5.13, en la región de amplitudes de modulación bajas $\Delta \ll 1rad$ se puede apreciar el crecimiento lineal de la señal de foto-FEM U^1 . Para los valores de Δ relativamente grandes $\Delta \approx 1rad$ la señal de foto-FEM U^1 se satura. Las siguientes mediciones se han realizado para la amplitud de modulación fija en $\Delta = 1rad$ asegurando de esta manera el régimen lineal de operación.

La siguiente dependencia en el proceso de caracterización del polímero fotoconductor PF6-TPD, es el barrido en frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P , para distintas intensidades promedio de iluminación I_0 sobre la muestra (Fig. 5.14). La función de transferencia del polímero PF6-TDP presenta dos frecuencias de corte entre $\Omega_{0,1,2}$ las cuales la señal es aproximadamente constante.

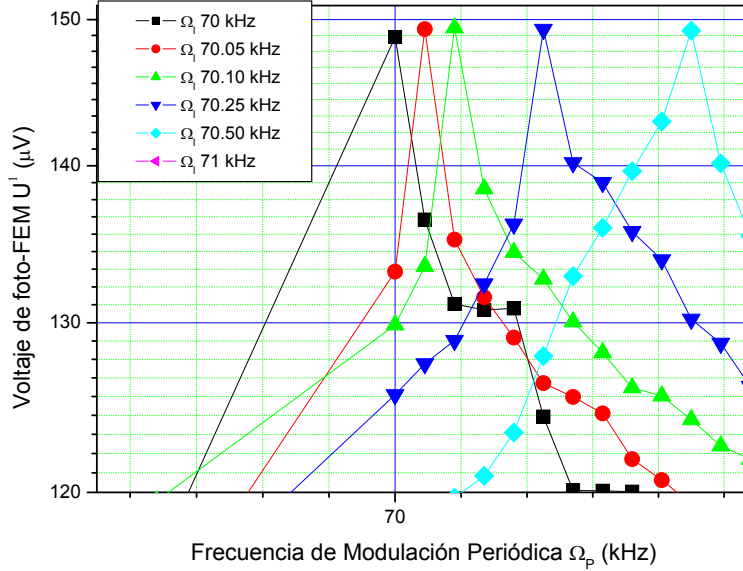


Figura 5.11: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = 70, 70,10, 70,25, 70,50$ y $71kHz$, $K = 2500cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10kOhms$.

Dichas frecuencias de corte están señaladas con flechas del color correspondiente a la intensidad de los haces incidentes a la muestra. Se observa que la frecuencia de corte ubicada en la región de frecuencias bajas es directamente proporcional a la intensidad de iluminación. Lo cual es el comportamiento característico del proceso cuya dinámica es gobernada por el proceso de relajación dieléctrica con el tiempo característico τ_{di} . La segunda frecuencia de corte ubicada en frecuencias de modulación altas (alrededor de $1kHz$), a su vez casi no varía al cambiar la intensidad de iluminación promedio. Las investigaciones anteriores en polímeros fotoconductores [59] indican que la presencia de segunda frecuencia de corte independiente de la intensidad se debe al decaimiento de concentración de portadores libres. En el caso particular de frecuencia espacial baja $KL_D \ll 1$ el tiempo característico del proceso es simplemente el tiempo de vida de los portadores en la banda de conductividad τ .

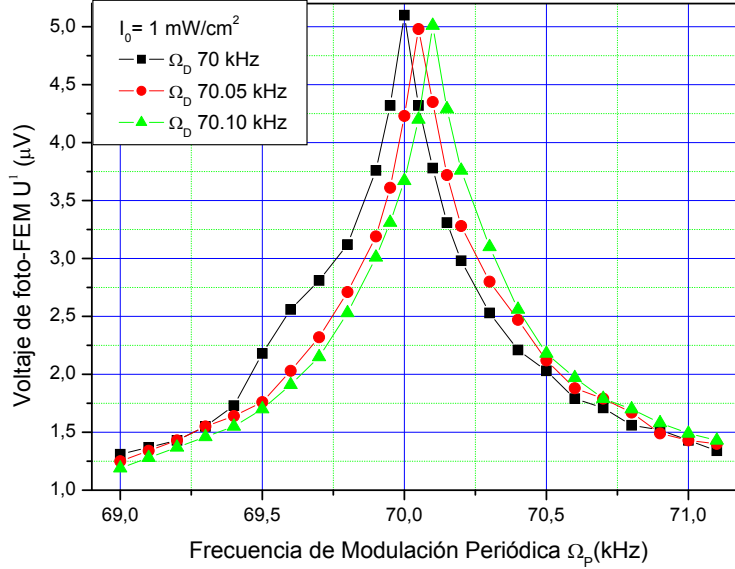


Figura 5.12: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en $GaAs$. $\Omega_D = 70, 70,05$ y $70,10$ kHz, $K = 2500$ cm⁻¹, $\Delta = 500$ mrad, $I_0 = 1$ mW/cm², $m = 0,99$, $R_L = 10$ kOhms.

5.2.2. Corriente alterna de foto-FEM generada por superposición de modulación periódica y lineal de fase.

Resultados experimentales en polímero fotoconductor PF6-TPD El comportamiento de la señal de foto-FEM U^1 en presencia de corrimiento lineal (Doppler) de fase Ω_D variable, y frecuencia de modulación periódica Ω_P de fase fija se muestra en la fig. 5.15.

Un vez más (Fig. 5.15) se observa que la señal de foto-FEM U^1 es máxima cuando las franjas son estacionarias $\Omega_D = 0$. Al moverse las franjas la corriente foto-FEM decae como $1/\Omega_D$. Este comportamiento es consistente con el modelo teórico que explica el decaimiento de la señal por la caída del contraste de la rejilla del campo de carga espacial. Cuando la frecuencia de modulación lineal es cercana a la frecuencia de modulación periódica de fase, la respuesta de la señal de foto-FEM U^1 presenta dos máximos laterales: uno para $\Omega_D \cong \Omega_P$ y otro para $\Omega_D \cong -\Omega_P$. Se observa que los picos laterales son simétricos. También es evidente que para las frecuencias de modulación Ω_P altas los picos laterales son más pronunciados (la razón entre la amplitud del pico y la amplitud del plato es 6 y 30 para $\Omega_P = 200$ y 700 Hz. correspondientemente).

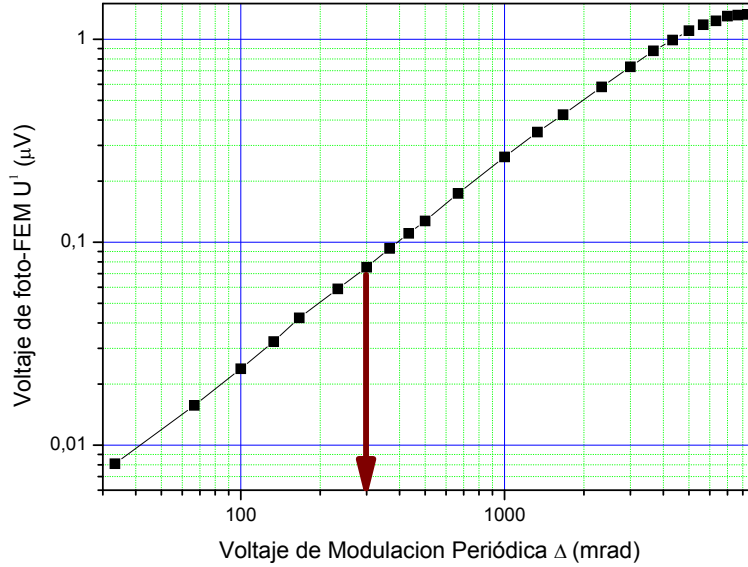


Figura 5.13: Respuesta de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la amplitud de modulación periódica de fase Δ en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_P = 150kHz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$.

En la figura 5.16 la velocidad del desplazamiento de franjas es constante (la diferencia de frecuencias de modulación entre los MAO es constante y positiva), y el voltaje periódico de la señal de foto-FEM U^1 se mide en dependencia de frecuencia de oscilaciones del patrón de interferencia Ω_P . La intensidad promedio de iluminación se mantiene máxima en este experimento.

Se observa en la figura 5.16 que la amplitud de la señal de foto-FEM U^1 es mucho más baja comparando con el caso de modulación periódica únicamente. La señal prácticamente se anula en todo el rango de frecuencias excepto cuando las frecuencias de modulación periódica y lineal se empatan $\Omega_P \cong \Omega_D$. En este momento se observa nuevamente un máximo pronunciado en la señal de foto-FEM U^1 .

Como se observa, el valor de los máximos de la señal disminuye conforme la frecuencia de modulación lineal Ω_D es mayor. Este comportamiento se puede explicar tomando en cuenta la función de transferencia del efecto de foto-FEM (ver Fig. 5.14) donde se ve que la señal decae ligeramente al aumentar la frecuencia de modulación Ω_P . Sin embargo, la resolución de los picos aumenta (es decir su ancho disminuye) al incrementar la velocidad de desplazamiento $v_F \propto \Omega_D$.

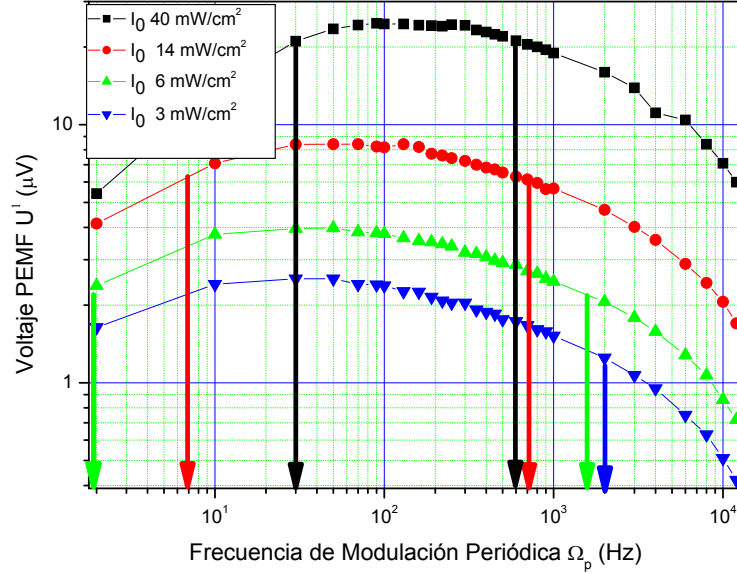


Figura 5.14: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $K = 3,4 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$, $\Delta = 500 \text{mrad}$, $I_0 = 40, 14, 6 \text{ y } 3 \text{mW/cm}^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 \text{M}\Omega$.

Al igual que en el caso de *GaAs* esto se debe principalmente a que al aumentar la frecuencia de desplazamiento lineal Ω_D automáticamente se incrementa la frecuencia donde se detecta el máximo. Para frecuencias Ω_P más grandes, el producto $\Omega_P \tau_{di}$ es mayor también y por lo tanto el decaimiento $\propto 1/\Omega_P \tau_{di}$ de la señal de foto-FEM en la vecindad del pico es más rápido. Por otro lado el nivel del plato alrededor del pico también disminuye inversamente proporcional a $\Omega_P \tau_{di}$.

La figura 5.17 muestra la dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , correspondiente al barrido en modulación periódica Ω_P , con frecuencia de modulación lineal fija $\Omega_D = 700$ a distintos niveles de intensidad de iluminación promedio.

La primera observación importante es que la posición en frecuencia donde se observa máximo no depende de la intensidad de iluminación. La amplitud del pico es directamente proporcional a la intensidad, lo cual está en acuerdo con la teoría del efecto de foto-FEM que indica que la corriente de foto-FEM es directamente proporcional a la fotoconductividad promedio de la muestra $j^1 \propto \sigma_0 \propto I_0$.

El valor de la señal en el plato alrededor del pico es proporcional al cuadrado de intensidad.

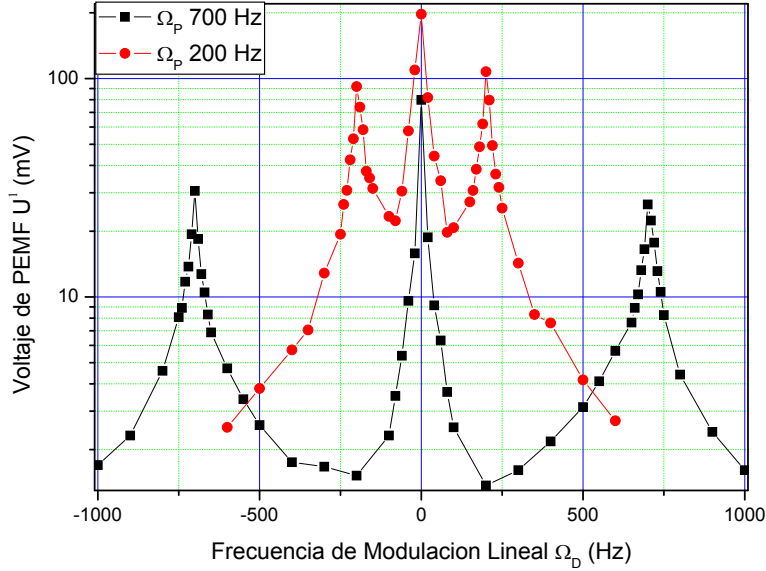


Figura 5.15: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación lineal de fase Ω_D en polímero fotoconductor PF6-TPD. Ω_P , $K = 3,4 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$, $\Delta = 500 \text{mrad}$, $I_0 = 40 \text{mW/cm}^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 \text{M}\Omega$.

Por otro lado, la señal alrededor del máximo decae más rápido conforme disminuyen los niveles de intensidad. La relación entre la intensidad y la razón del decaimiento se vuelve clara si recordamos una vez más que este último es proporcional a $1/\Omega_P \tau_{di}$, τ_{di} donde a su vez es inversamente proporcional a la intensidad. Mayor razón del decaimiento aunado a los niveles más bajos del plato alrededor del pico es la causa de mejor resolución para las intensidades bajas de iluminación.

La figura 5.18 muestra la dependencia de la señal de foto-FEM U^1 contra la frecuencia de modulación periódica para distintas frecuencias de modulación lineal fijas en . Esto es con el fin de determinar los límites de resolución de velocidad que pueden ser detectados por el sistema. Es decir que tan sensible es el velocímetro adaptivo, para discernir entre dos frecuencias de modulación lineal Ω_D cercanas.

Los datos representados en la Figura 5.18 se midieron a intensidades máximas de los haces interferentes sobre la muestra. Como se puede observar los picos vecinos se alcanzan a resolverse bastante bien al menos visualmente. De hecho, el sistema de medición de velocidades, está limitado por la resolución de los MAO's, que tiene paso mínimo de aumento de frecuencia igual a

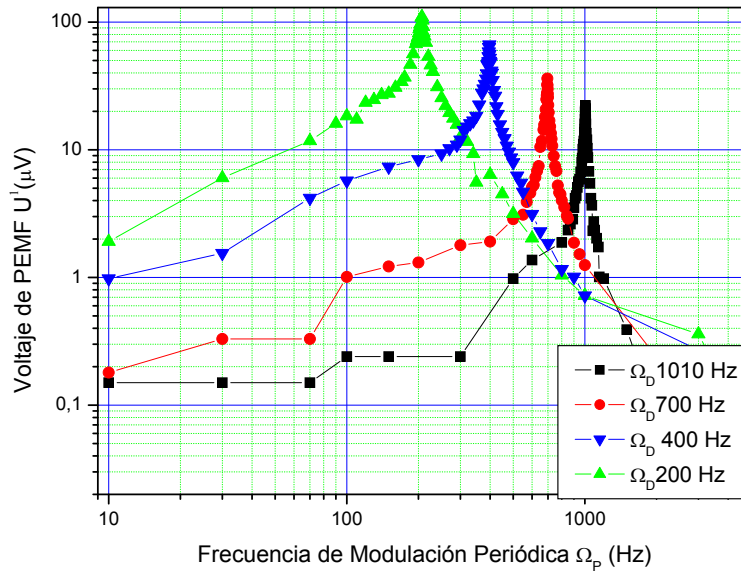


Figura 5.16: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 200, 400, 700$ y 1000Hz , $K = 3,4 \times 10^5\text{cm}^{-1}$, $\Delta = 500\text{mrad}$, $I_0 = 40\text{mW}/\text{cm}^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10\text{M}\Omega$.

10Hz . Basándose en la figura 5.10, se puede especular que la resolución se mejora cuando la intensidad de iluminación promedio disminuye.

La figura 5.19 muestra la dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , correspondiente al barrido en modulación periódica Ω_P con diferentes frecuencias de modulación lineal Ω_D fijas en $700, 710$ y 730kHz a intensidad mínima igual a $13\text{mW}/\text{cm}^2$.

Como se puede observar, la resolución efectivamente mejora y nuevamente es sistema de medición de velocidad está limitada únicamente por los MAO.

5.3. DETECCIÓN DE VELOCIDAD DEL DESPLAZAMIENTO DE UN ESPEJO PEGADO A UNA BOCINA UTILIZANDO EL POLÍMETRO FOTOCONDUCTOR PF6-TPD COMO DETECTOR

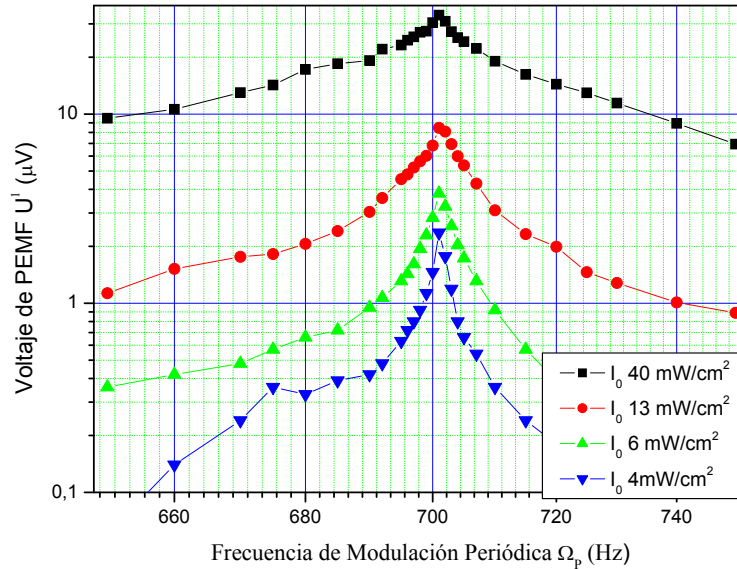


Figura 5.17: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 700\text{Hz}$, $K = 3,4 \times 10^5\text{cm}^{-1}$, $\Delta = 500\text{mrad}$, $I_0 = 40, 13, 6 \text{ y } 4\text{mW/cm}^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10\text{M}\Omega$.

5.3. Detección de velocidad del desplazamiento de un espejo pegado a una bocina utilizando el polímetro fotoconductor PF6-TPD como detector

A continuación demostramos experimentalmente que el detector foto-FEM efectivamente se puede utilizar para medir las componentes de velocidad del desplazamiento del objeto real.

El esquema experimental se presenta en la figura 5.20.

El arreglo interferométrico es esencialmente el mismo que en los casos anteriores (ver Fig. 3.4 y Fig. 3.6) excepto que para inducir el corrimiento Doppler en frecuencia continuo de fase se utilizo el espejo (MM) pegado a una bocina. A los electrodos de la bocina se le aplico el voltaje periódico en forma de diente de sierra, proveniente de un generador de funciones (FG) simulando de esta forma el desplazamiento del espejo a velocidad constante en dirección perpendicular al plano del espejo.

5.3. DETECCIÓN DE VELOCIDAD DEL DESPLAZAMIENTO DE UN ESPEJO PEGADO A UNA BOCINA UTILIZANDO EL POLÍMETRO FOTOCONDUCTOR PF6-TPD COMO DETECTOR

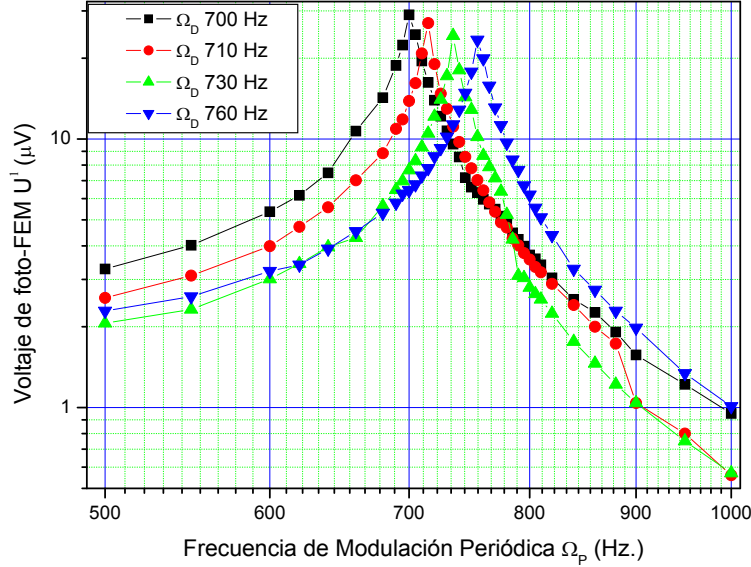


Figura 5.18: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 700, 710, 730$ y $760Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 40mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10MOhms$.

La velocidad del desplazamiento está determinada por la razón entre el desplazamiento δ y el periodo del tiempo T que dura el desplazamiento. Para determinar el desplazamiento δ se calibro la bocina midiendo el desplazamiento en una pantalla de mancha de luz reflejada a $22,5^\circ$ del espejo. Se aplico el voltaje máximo $10V_{p-p}$ a la bocina y el desplazamiento medido en la pantalla fue de $2,5mm$. Significa que el desplazamiento del espejo fue

$$\delta = 3mm \times \sin(22,5^\circ) = 0,95mm \quad (5.1)$$

El siguiente paso es determinar el periodo de excitación T del detector. El ancho de banda de operación del velocímetro esta limitado por la función de transferencia del material $10Hz - 1kHz$, esto implica que en configuración experimental donde $K = 3,4 \times 10^7 cm^{-1}$ las velocidades que podemos detectar están en el rango de $1,8 - 180\mu m$. Es por esto que en el experimento se utilizaron las frecuencias muy bajas de excitación de la bocina $f = 0,060, 0,030$ y $0,015$. Además, la ventaja de utilizar las frecuencias de excitación tan bajos fue porque en este experimento la bocina después de volver a su posición original durante la segunda parte del ciclo experimentaba una

5.3. DETECCIÓN DE VELOCIDAD DEL DESPLAZAMIENTO DE UN ESPEJO PEGADO A UNA BOCINA UTILIZANDO EL POLÍMETRO FOTOCONDUCTOR PF6-TPD COMO DETECTOR

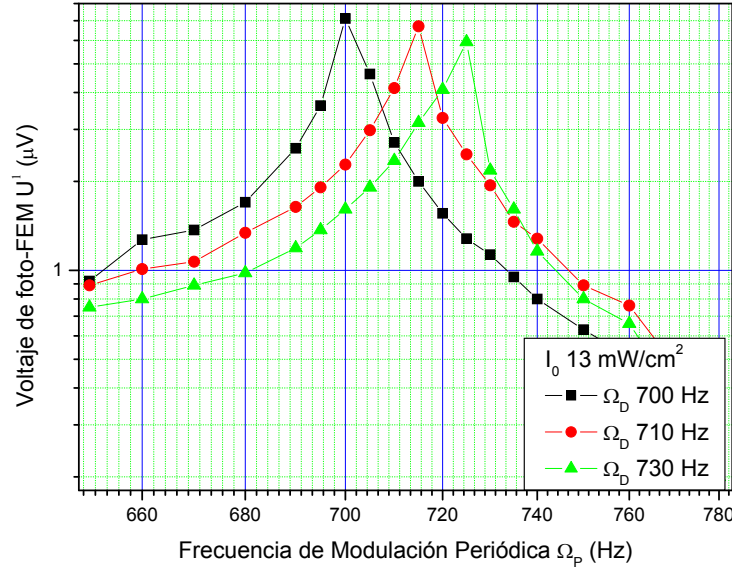


Figura 5.19: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D = 700, 710, 730$ y $760Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500mrad$, $I_0 = 13mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10M\Omega$.

especie de ecos, así que se requería esperar cierto intervalo de tiempo al inicio de otro ciclo para que este artefacto no afecte los resultados de mediciones. Obviamente este revés no está presente en el experimento donde el objeto se mueve continuamente en línea recta. Tomando en cuenta las frecuencias de excitación y el desplazamientos las velocidades resultantes son de 14, 28 y $56\mu m/s$, estas velocidades resultan en frecuencia Doppler igual a 31, 62 y $124Hz$

La figura 5.21 muestra la dependencia de la señal de foto-FEM U^1 en frecuencia de modulación para distintos valores de frecuencia de excitación del espejo. Como se puede observar, se registraron los máximos de la señal cuando la frecuencia Doppler producido por el desplazamiento del espejo empata con la frecuencia de vibraciones del patrón de interferencia. La posición de los máximos 27, 68 y $134Hz$ para bajas frecuencias coincide razonablemente con el valor estimado de frecuencia Doppler. El desacuerdo de 30% para el pico de frecuencias altas es atribuible a la respuesta no lineal de la bocina en este rango de frecuencias y voltajes de excitación. La resolución de los máximos aumenta conforme su frecuencia central se aleja de frecuencia de corte del detector.

5.3. DETECCIÓN DE VELOCIDAD DEL DESPLAZAMIENTO DE UN ESPEJO PEGADO A UNA BOCINA UTILIZANDO EL POLÍMETRO FOTOCONDUCTOR PF6-TPD COMO DETECTOR

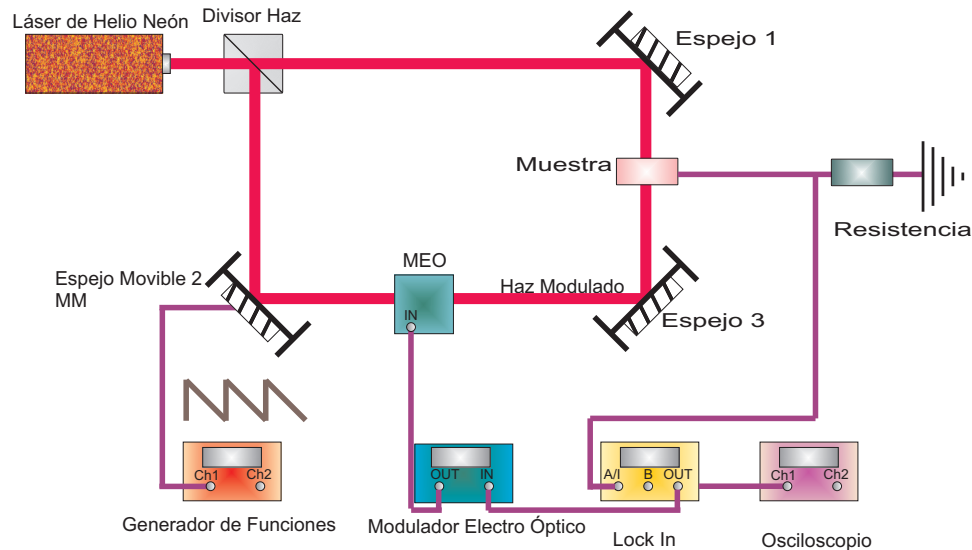


Figura 5.20: Configuración de reflexión utilizada para la detección de velocidad del objeto en movimiento utilizando como detector una muestra de polímero fotoconductor PF6-TPD. El objeto en movimiento es simulado por un espejo pegado a la bocina excitada por una señal eléctrica en forma de diente de sierra.

En conclusión con este experimento sencillo hemos demostrado que el detector foto-FEM puede funcionar como velocímetro adaptivo. Después de esta demostración de principio de funcionamiento, como trabajo a futuro en el marco del desarrollo del velocímetro adaptivo de velocidad de fluidos nos proponemos a realizar:

1. mediciones de desplazamientos del objeto rugoso (placa metálica)
2. mediciones de velocidad de rotación de un disco
3. detección de velocidad de flujo en un tubo transparente con el líquido circulando.

No obstante que análisis realizado en la detección de vibraciones fue escueto (figuras 5.4 y 5.15) nuestra propuesta en principio se puede utilizar en la detección de modulación periódica de fase.

5.4. PROPIEDADES DEL VELOCÍMETRO ADAPTIVO BASADO EN EL EFECTO DE FOTO-FEM NO ESTACIONARIA

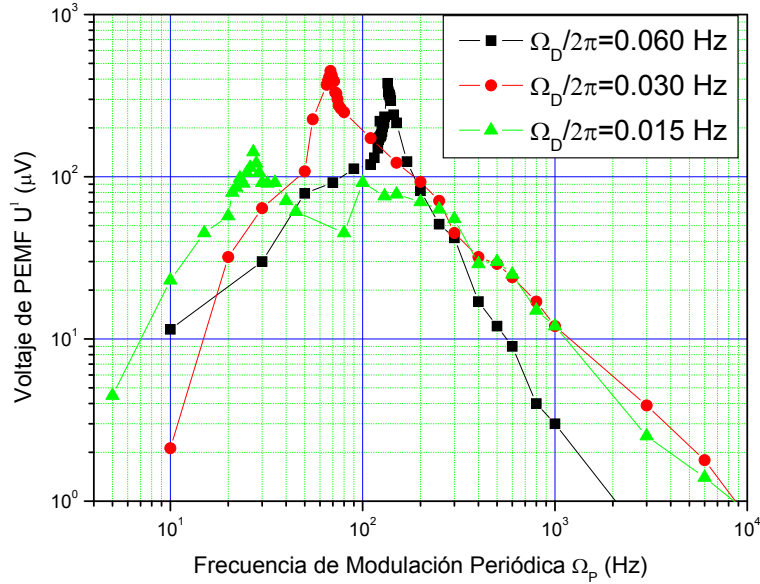


Figura 5.21: Dependencia de la señal de foto-FEM U^1 , respecto a la frecuencia de modulación periódica de fase Ω_P en polímero fotoconductor PF6-TPD. $\Omega_D/2\pi = 0,060, 0,030$ y $0,015 Hz$, $K = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$, $\Delta = 500 mrad$, $I_0 = 13 mW/cm^2$, $m = 0,99$, $R_L = 10 MOhms$.

5.4. Propiedades del velocímetro adaptivo basado en el efecto de foto-FEM no estacionaria

Los resultados de investigación del efecto de foto-FEM no estacionaria en presencia del desplazamiento continuo del patrón de interferencia inducido por el desplazamiento Doppler muestran que en la función de transferencia de la corriente de foto-FEM aparece un máximo cuando la frecuencia Doppler coincide con la frecuencia de vibración. Detectando la posición del máximo es posible encontrar la componente de velocidad que es colineal con el vector de onda de haz de la señal, i.e. utilizar el detector foto-FEM como el velocímetro adaptivo Doppler (VAD).

A continuación analizaremos las propiedades de este velocímetro, así como sus principales ventajas y desventajas comparando con los velocímetros existentes. El análisis del desempeño de VA de foto-FEM se realizara a base de los siguientes parámetros:

1. El rango de frecuencias detectables

5.4. PROPIEDADES DEL VELOCÍMETRO ADAPTIVO BASADO EN EL EFECTO DE FOTO-FEM NO ESTACIONARIA

2. Sensitividad y responsividad
3. Resolución
4. Velocidad de adquisición de los datos
5. Sensitividad a ruidos ambientales y vibraciones

5.4.1. El rango de velocidades detectables

La velocidad detectada por el VA basado en foto-FEM no estacionaria está determinada por la frecuencia Doppler y la frecuencia espacial del patrón de interferencia K como $v_F = \Omega_D/K$

La frecuencia espacial K en configuración de transmisión en un principio puede variar cambiando el ángulo de intersección entre los haces. Sin embargo, como se ha demostrado en la figura 2.14 que existe una frecuencia espacial óptima K_{opt} que maximiza la señal y por lo tanto la razón señal a ruido es mínima.

El rango de frecuencias temporales detectadas en el experimento Ω_P a su vez está limitado por el ancho de banda del detector, i.e. depende del propiedades del material y de intensidad de la iluminación.

En la tabla 5.1 están resumidos los valores de K y de Ω_P de los dos detectores investigados y se presentan el rango de velocidades derivados de estos valores, cuando el velocímetro se encuentra con configuración diferencial Doppler.

Cuadro 5.1: Rango de velocidades medidas

Detector	Características	Velocidades detectables
Cristal <i>GaAs</i>	Ancho de Banda $10kHz - 10MHz$ $K_{OPT} = 2500cm^{-1}$	$24cm/s - 240m/s$
Polimero fotoconductor PF6-TPD	Ancho de Banda $10Hz - 10kHz$ $K_{OPT} = 3,4 \times 10^5 cm^{-1}$	$24cm/s - 240m/s$

Una observación importante es que a diferencia del otro velocímetro basado en la foto-FEM no estacionaria propuesto por el grupo de Wang [12] la cantidad que detecta VAD es frecuencia por lo tanto el resultado de medición es independiente de la intensidad de iluminación, ni del contraste se patrón de interferencia y por lo tanto no necesita recalibrarse.

5.4. PROPIEDADES DEL VELOCÍMETRO ADAPTIVO BASADO EN EL EFECTO DE FOTO-FEM NO ESTACIONARIA

Otra ventaja es que dependiendo del material utilizado el VAD permite detectar las velocidades extremadamente bajas: cambios de posición del orden de micrómetros por segundo

5.4.2. Responsividad y sensibilidad

El análisis teórico de foto-FEM en presencia del desplazamiento en frecuencia Doppler muestra que el valor de la señal en el máximo del pico es dos menor que el valor de foto-FEM convencional. Esto implica que para el análisis de la responsividad y de sensibilidad del VAD podemos utilizar los resultados obtenidos para el detector foto-FEM convencional e.g. en [10]. La expresión para la responsividad del detector VAD entonces esta dado por la siguiente expresión:

$$J_{foto-FEM}^1 \cong \frac{J_0}{8\pi N} \frac{K^2 L_D^2}{1 + K^2 L_D^2} \quad (5.2)$$

donde

$$J_0 = \frac{eP_0\Phi}{\hbar\omega} \quad (5.3)$$

es la corriente primaria, N es el número de franjas en el espacio entre los electrodos, P_0 es la energía total absorbida, Φ es la eficiencia cuántica de generación de carga. Para la frecuencia espacial óptima $K_{opt} = L_D^{-1}$ la responsividad es máxima. Entonces los únicos factores que determinan la responsividad son la corriente primaria J_0 y N numero de franjas. Para el mismo número de fotones absorbidos la corriente primaria es mayor en el detector basado en el *GaAs*, debido a que la eficiencia cuántica es cercana a 1. En polímeros la constante dieléctrica es baja y la movilidad de carga también es baja. Esto resulta en eficiencia cuántica puede del orden $10^{-3} - 10^{-5}$ [59].

Sin embargo, debido a la configuración del detector basado en polímero (distancia entre los electrodos muy pequeña) este ultimo tiene menor número de franjas entre los electrodos (70 en el polímero versus 2000 en *GaAs*).

La sensibilidad de un detector VAD está determinada por la mínima amplitud detectada:

$$MAD \cong 16\sqrt{2} \sqrt{\Delta f \frac{P_0}{\hbar\omega}} \quad (5.4)$$

Donde Δf es el ancho de banda del sistema de detección. Como se puede observar la señal depende únicamente del número de fotones absorbidos por el detector. En este caso el detector basado en el Arsenuro de Galio tendría mayor sensibilidad que el detector basado en polímero. Si comparamos la sensibilidad del VAD con otros velocímetros resultara que su sensibilidad es 16 veces menor que el de un fotodiodo, significa que el detector VAD en general es menos sensible comparado con el velocímetro convencional (Polytec). Pero su sensibilidad es comparable con el de velocímetro de Wang *et al.*

5.4.3. Resolución

No está claro como se define el criterio de resolución en el caso de VAD. Es por esto que tomaremos como criterio formal el criterio de Rayleigh: es decir la resolución se determina como el ancho del pico de la señal cuando la señal decae 0,8 veces de su valor máximo. Como se puede ver de los datos experimentales este valor depende del material, de la frecuencia de detección y de la intensidad. El ancho del pico depende fuertemente de que tan lejos es la frecuencia de detección respecto la frecuencia de corte. Además, la resolución es mejor cuando la intensidad disminuye.

Los valores típicos de la resolución son menores a 1 % en ambos materiales, limitado solo por la resolución de MAO's.

5.4.4. Velocidad de adquisición de datos

El tiempo de adquisición de datos está determinada por MAO's

$$t_{total} = N\tau \quad (5.5)$$

$\tau = 10/f_0$ es el tiempo de integración del Lock-In donde f_0 es la frecuencia más bajas del intervalo de medición, N es el número total de puntos que está definido como $N = \Delta f/\delta f$, donde ΔF es el rango de muestreo y δf la resolución del mismo.

Como ejemplo evaluamos la velocidad de adquisición de datos del VA en el intervalo de 10 a 100Hz con resolución de 5Hz. Esto nos da como parámetros de muestreo $\tau = 20$ y $N = 1$, obteniendo el valor de . Es apreciable entonces que partir del intervalo de 1kHz a 10kHz es posible detectar cambios de velocidad en tiempo real.

5.4.5. Sensitividad a ruidos ambientales y vibraciones.

Como se observado, la función de transferencia del efecto de la foto-FEM tiene la forma de un filtro pasa altas. Esto determina las propiedades adaptivas del detector basado en el efecto de foto-FEM [10]. Se espera que el detector VAD basado en el efecto de foto-FEM es estable en presencia de ruidos ambientales y vibraciones cuya frecuencia es menor que la frecuencia de corte del detector. Esto constituye una considerable ventaja comparando con los detectores basados en interferometría convencional (Polytec [11]).

Otra ventaja importante es que este velocímetro en un principio es capaz de funcionar en presencia de distorsiones de la frente de onda e incluso con los patrones de speckle.

5.4. PROPIEDADES DEL VELOCÍMETRO ADAPTIVO BASADO EN EL EFECTO DE FOTO-FEM NO ESTACIONARIA

Resumiendo el velocímetro adaptivo basado en el efecto de fuerza foto electromotriz presenta las siguientes características (como se muestra en la tabla 5.2), en la cual se compara con; el velocímetro basado en el mismo efecto desarrollado por Wang *et al*; y por el velocímetro comercial de POLYTEC

Cuadro 5.2: Comparación de Métodos

Parámetros	POLYTEC	WANG	VAD
Rango de Velocidades	0 – 2000m/min	Solo mide velocidades al rededor de la frecuencia de corte	Capaz de medir tanto velocidades altas como muy bajas
Sensitividad	Excelente	Muy Buena	Muy Buena
Resolución	Buena en velocidades altas. Baja en velocidades	No Aplica	Buena
Estabilidad	bajas Baja	Buena	Muy Buena

Como se observa en la tabla anterior el “VAD” presenta ciertas ventajas, comparado el velocímetro convencional de POLYTEC sobretodo en estabilidad. Comparado con el velocímetro desarrollado por Wang *et al* la propuesta del VAD es mucho mas atractiva.

Capítulo 6

Conclusiones.

Las conclusiones de este trabajo son

- En el marco de esta tesis, se **desarrolló el modelo teórico** que describe el comportamiento **del efecto de foto-FEM** no estacionario en presencia de movimiento continuo de patrón de interferencia, inducido por el desplazamiento en frecuencia Doppler.
- **Se obtuvo la expresión analítica** para la corriente foto-FEM para las condiciones mencionadas con anterioridad en el caso de fotoconductor monopolar. Se analizaron las dependencias teóricas de la corriente foto-FEM en función de frecuencia Doppler y en función de frecuencia de modulación periódica.
- **Se realizó la investigación experimental del efecto foto-FEM** en presencia de movimiento continuo de patrón de interferencia, inducido por el desplazamiento en frecuencia Doppler.
- Las mediciones de la corriente foto-FEM en función de frecuencia de modulación demostraron que **la señal de foto-FEM es máxima cuando la frecuencia de modulación periódica Ω_P empata a la frecuencia Doppler Ω_D .**
- Se estudió el comportamiento de este pico para distintas intensidades promedio de iluminación y distintas frecuencias de modulación.
- Los resultados de investigación experimental se compararon con la teoría desarrollada.
- Se demostró el principio de funcionamiento del velocímetro adaptivo basado en el efecto de foto-FEM no estacionaria y se discuten sus principales características.

Bibliografía

- [1] García D., “Sistema láser de medida de velocidad por efecto Doppler de bajo coste para aplicaciones industriales e hidrodinámicas” *Tesis doctoral, Universidad Politécnica de Cataluña, Barcelona España, (2005)*
- [2] Smedley G., Kay-Pong Y., Warner A., Dubovistky S. and Marsh D. “A laser Doppler instrument for in vivo measurements of blood flow in single renal arterioles”. *IEEE Transactions on Biomedical Vol 40 n. 3.*, Pages 290-298, (Marzo 1993)
- [3] Marsh D and Osborne J. Cowley. “Fluctuation in arterial pressure and the regulation of renal blood flow in dogs.” *American Journal of Physiology. Vol 258 (renal fluid electrolyte physiology, vol 27)* Pages 13394-1400, (1990).
- [4] Kolari P. “Penetration of unfocused laser light into skin”. *Arch Dermatol. Res. Vol 277*, pages 342-344, (1985).
- [5] Becker S., Durt F. and Lienhart H. “LDA Systema for in flight local velocity measurements on airplane wings”. *In proceedings of the 18th international congress on instrumentation in aerospace simulation facilities*, pages 25/1-25/7. Toulouse, France, june (1999).
- [6] Lehmann B. and Mante J. “Application of laser-Doppler scanning technique to the unstable flow field of a heated jet”. *In proceeding of the 13th international congress on instrumentation in aerospace simulation facilities.*, Göttingen, Germany. (Sept 1989)
- [7] Yeh Y. and Cummins H. “Localized fluid flow measurements whit HeNe laser spectrometer”. *Applied physics vol. 4(10)*, pages 176-178, (mayo 1964).
- [8] Foreman J., George E. and Lewis R. “Measurements of localised flow velocities in gases whit a laser Doppler flowmeter”. *Applied Physics Letters. Vol 7 (4)*, Pages 77-78, (Agosto 1965.)

-
- [9] Boutier A. "Caracterisation de la turbulence par velocimetrie laser". In *AAAF-35EME Colloque d'aérodynamique appliquee lille*, France, (mars 1999).
- [10] Stepanov S. "Handbook of advanced electronic and photonic materials and devices". *Two volume set*, H.S. Nalwa, (2001).
- [11] www.polytec.com
- [12] Boguszko M., Elliott G., Wang C.C., Trivedi S., Tse S., Meyers J. and Lee J. "Fluid flow Doppler velocimetry using adaptive photo-induced electromotive force detectors". *43rd Aerospace sciences meeting and exhibit*. Pages 10-13 Reno nv, (Enero 2005)
- [13] www.wikipedia.com
- [14] Hecht E. "Óptica". *Pearson Addison Weley*, Tercera edición (2003).
- [15] Malacara D. "Óptica básica". *Fondo para la cultura económica*, Segunda edición (2004).
- [16] Martinez J. "Aplicaciones del efecto Doppler" *Tesis de licenciatura*, INAOE México (1974)
- [17] Jackson D. Paul M. "Measurement of hypersonic velocities and turbulence by direct spectral analysis of Doppler shifted laser light". *Applied Physics Letters*. Vol. 32 A(2). Pages 77-78 (Junio 1970).
- [18] Meyers J. and Lee J. "Three component Doppler global velocimeter measurements of flow adobe a delta wing". In *proc of the 6TH Int. Symp Lisbon*. Pages 345-362. Portugal (Julio 1992)
- [19] Durst F. and Whitelaw H. "Optimization of optical anemometers". In *proc. of the Royal Society of London*. Vol 324. Pages 157-181 (London. 1971)
- [20] Durst F., Melling A. and Whitelaw H. "Principles and practices of laser doppler anemometry". *Academic Press*, (London, 1976)
- [21] Goldstein R., and Hagen R. "Turbulent flow measurements utilising the doppler-shift of scattered laser radiation". *Physics Fluids, Volumen 10*. Page 1349. (1967).
- [22] Pike E. Jackson E. Burke P. Page D. "Measurements of turbulent velocities from the Doppler-shift in scattered laser-light". *Journal of Scient Instrument*. Vol 2. Page 103-107. (1988)

-
- [23] Melling A. "The laser-Doppler shift technique and hot wire anemometry: a comparación". *University of London*. (1970).
- [24] Stein H. and Pfeifer. "A Doppler differences method for velocity measurements". *Metrología Vol 5(2)*. Pages 59-61. (1969).
- [25] Penney C. "Diferencial Doppler velocity measurements". *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol 5-5. pages 318. (June. 1969)
- [26] Wang C.P. "Unified Analisis on laser doppler velocimeters" *Journal of Physic E: Scientific Instruments Vol 5* page 763-766 (1972)
- [27] McKelvey J.P., "Física del estado sólido y de semiconductores". *Limusa*, (1992)
- [28] Yeh P., Gu C., "Landmark papers on photorefractive nonlinear optics". *World Scientific* (1995)
- [29] Petrov M., Stepanov S., and Trofimov G. "Time varying emf in a nonuniformly illuminated photorefractive crystal" *Sov. Physic Solid State Letters 12*. Page 379-481. (1986)
- [30] Marshall R., Sokolov A., Ning Y., Palmer A., and Grattan K. "Photo-electromotive force crystals for interferometric measurement of vibrational response". *Electronic Journal*. Septiembre (1996)
- [31] Stepanov S., Sokolov I., Trofimov G., Vlad V., Popa D. and Apostol I. "Measuring vibration amplitudes in the picometer range using moving light gratings in photoconductive *GaAs:CR*". *Optics Letters 15. 21*. Page 1239-1241. (1990)
- [32] Wang CC., Trivedi S., Jin F., Elliott G., Tse S., Rodriguez P., Stepanov S., Meyers J., and Lee J. "From pulsed laser vibrometer to optical Doppler velocimeter, Laser metrology using Photo-EMF sensors". *Paper AIAA. 2004-547*. January (2004)
- [33] Rodriguez P., Trivedi S., Wang CC., Stepanov S., Elliott G., Meyers J., Lee J. and Khurgin J. "Pulsed-laser vibrometer using photoelectromotive-force sensors". *Applied Physics Letters 83*. Page 1893-1895, (2003)
- [34] Castillo J. "Optimización de un fotodetector adaptivo de *GaAs* basado en el efecto foto-fem, para aplicaciones de detección de ultrasonido". *Tesis doctoral. INAOE*. (2003)

-
- [35] Bello M. "Implantación de un sistema interferométrico para la calibración de transductores de ultrasonido". *Tesis de maestría. INAOE*. (septiembre 2005)
- [36] Celis M. "Compensación de fluctuaciones de polarización usando fotodetectores adaptivos Photo-EMF de *GaAs* para aplicaciones en sistemas de comunicaciones ópticas coherentes" *Tesis doctoral INAOE* (2001)
- [37] Wang CC. and Davidson F. "Optical spectrum analyzer of a new design". *Optics Letters* 20, 9. Page 1035-1037. (1995)
- [38] Wang CC. and Davidson F. "Optical spectral analysis using moving space-charge field effects in photoconductive semiconductors" (*Journal of the Optical Society of America* 13, 7) Page 1376-1383. (1996)
- [39] Wang CC, Davidson F and Trivedi S, "Simple laser velocimetry that uses photoconductive semiconductors to measure optical frequency differences". *Applied Optics* 34, 28. Page 6496-6499. (1995)
- [40] Wang CC., Trivedi S., Jing F., Jia K., He H., Elliott G., and Khurgin J. "High-precision measurement of optical frequency differences between q-switched laser pulses using photoelectromotive-force sensors". *Journal of the Optical Society of America b* 19, 2. Page 177-182, (2002)
- [41] Davidson F., Wang CC., Field C. and Trivedi S., "Photocurrents in photoconductive semiconductors generated by a moving space-charge field". *Optics letters* 19, 7. Page 478-480. (1994)
- [42] Sze S. M. "Modern semiconductor device physics". *John wile and sons*. (1998)
- [43] Korneev N., Mansurova S., Rodríguez P. and Stepanov S. "Fast and slow processes in the dynamics of near-surface space-charge grating formation in *GaAs*". *Journal of the Optic Society of America. Vol 14(2)*. Page 396-399. (1997)
- [44] Rose A. "Concepts in photoconductivity". *Wiley-interscience*. New York (1963)
- [45] Korneev N. Mansurova S. Stepanov S. "Nonstationary current in bipolar photoconductor with slow photoconductivity relaxation". *Journal of applied physics. Vol 78*. Page 2925. (1995).
- [46] Koeber S. "Degree Thesis". *Koeln Germany*. (2006)

-
- [47] Bittner R. Bräuchle C. Meerholz K. “Influence of the glass-transition temperature and the chromophore content on the grating buildup dynamics of poly (n-vinylcarbazole)-based photorefractive polymers”. *App Optics. Vol 37*. Page 2843-2851. (1998).
- [48] Yeh P. “Photorefractive nonlinear optics”. *John wiley and sons*. New York. (1993).
- [49] Gather M. Mansurova S. Meerholz K. “Determining the photoelectric parameters of an organic photoconductor by the photoelectromotive-force technique”. *Physics Rev. B 75*. Page 165-203. (2007)
- [50] Saleh B. and Teich M. “Fundamentals of photonics”. *John wiley and sons. Inc.* E.U. (1991).
- [51] Melles Griot “Manual of Melles Griot laser 05-LHP-991” *Melles Griot*
- [52] Stanford Research Systems. “Digital Lock-In Amplifiers SR810 and SR830-DSP lock-in amplifiers” *Stanford Research Systems*
- [53] Conoptics. “Electro-optic components and systems Laser Modulation” *Conoptics* Revision 2.2 (6/2005)
- [54] www.ophir.com
- [55] Intra Action. “MODEL *DFE – A4* SERIES DUAL FREQUENCY SOURCE” *Intra Action*.
- [56] Intra Action. “MODEL AOM-40 ACOUSTO-OPTIC MODULATOR/FREQUENCY SHIFTER” *Intra Action*
- [57] www.tecktronix.com
- [58] Stanford Research Systems. “Synthesized Function Generators DS335”. *Stanford Research Systems*
- [59] Gather M. Mansurova S. Meerholz K. “Determining the photoelectric parameters of an organic photoconductor by the photoelectromotive-force technique”. *Physics Review. Vol B 75*. Pages 165203. (2007)