

Tesis de Posgrado

Efectos térmicos en microscopía túnel asistida por láser

Landi, Sandra Marcela

1999

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Landi, Sandra Marcela. (1999). Efectos térmicos en microscopía túnel asistida por láser. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3182_Landi.pdf

Cita tipo Chicago:

Landi, Sandra Marcela. "Efectos térmicos en microscopía túnel asistida por láser". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1999.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3182_Landi.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Efectos térmicos en microscopía túnel asistida por láser

por *Sandra Marcela Landi*

Director de Tesis: *Oscar E. Martínez*

Lugar de Trabajo: Laboratorio de Electrónica Cuántica
Departamento de Física
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas
Octubre de 1999

Nº 3 1 8 2 1

Resumen

En la mayoría de los experimentos de microscopía túnel asistida por láser, se modula la intensidad de la luz incidente, a fin de discriminar la señal fotoinducida de la corriente túnel normal, y obtener la información adicional producida por la radiación. Al iluminar la muestra con un haz modulado en intensidad, la absorción no resonante de la luz produce la dilatación térmica de la punta y de la muestra a la frecuencia de modulación, oscureciendo otros posibles efectos inducidos por la radiación. Este ruido térmico limita el empleo de luz modulada, en los experimentos de fluorescencia u óptica no lineal de campo cercano, en los que se desea una alta resolución espacial.

En esta tesis se propone un método en el cual la expansión térmica a la frecuencia de modulación puede ser reducida varios órdenes de magnitud. El método se basa en la iluminación de la muestra con la interferencia producida por dos haces con diferentes direcciones de propagación y frecuencias de modulación. El patrón de interferencia así formado da lugar a variaciones espacialmente periódicas de temperatura en la superficie de la muestra. Al variar la frecuencia de modulación de uno de los haces respecto al otro, la fase del patrón de interferencia se mueve dando lugar a ondas viajeras dentro de la zona iluminada. Se midió la reducción en la señal inducida con este esquema de ondas viajeras, obteniendo una reducción de más de tres órdenes de magnitud en la componente térmica de la señal.

palabras clave: microscopía túnel asistida por láser, LASTM, efectos térmicos, corriente fototérmica, corriente fotoinducida, red térmica

Abstract

Modulating the light intensity is a common technique for extracting the light induced information from background signal and noise in laser assisted scanning tunneling microscopy. When irradiating the sample with a modulated light intensity, nonresonant light absorption results in tip and sample heating and expansion at the modulation frequency, obscuring other possible laser induced mechanisms. This thermal noise limits the use of light modulation when very high spatial resolution is desired in fluorescence or nonlinear optics near field experiments.

In this thesis we describe a method in which the thermal expansion at the modulation frequency can be reduced by orders of magnitude. The method is based on the irradiation of the sample with two interfering laser beams at different frequencies and incidence direction. When two light waves with different directions are superimposed, the interference pattern gives rise to spatially periodic temperature variations (thermal gratings). If the frequency of one of the beams is slightly shifted from that of the other beam, the phase of the interference pattern will move, giving light fringes travelling in the illuminated zone. In order to measure the quenching of the thermal expansion with this travelling fringe scheme, the reduction of the signal induced in a scanning tunneling microscope at the modulation frequency due to the optical heating was measured. With this setup, the thermally induced current was reduced more than three orders of magnitude.

key words: laser assisted scanning tunneling microscopy, LASTM, thermal noise, photothermal current, photoinduced current, thermal grating.

*para vos, Hernán
por lo que dejamos,
por lo que queremos construir*

Índice

1	Introducción	1
1.1	Microscopía túnel asistida por láser	3
1.2	Antecedentes y motivaciones	4
2	Modulación en intensidad	6
2.1	Corrientes fototérmicas	6
2.2	Modelos teóricos	7
2.2.1	Modelo unidimensional	9
2.2.2	Modelo tridimensional	11
	Perfil de temperaturas	11
	Dilatación térmica	13
2.3	Resultados experimentales	17
2.3.1	Esquema experimental	17
2.3.2	Medición de la corriente fototérmica	20
	Corriente fototérmica en función de la frecuencia	21
	Corriente fototérmica en función de la corriente túnel	25
3	Método de desfasaje de la componente térmica por descentrado del haz	27
3.1	Resultados numéricos	28
3.2	Resultados experimentales	31
3.3	Algunas conclusiones sobre el método propuesto	33

Índice	ii
4 Red térmica modulada en amplitud	37
4.1 Formación de la red térmica	38
4.2 Arreglo experimental	39
4.3 Modelos teóricos	41
4.3.1 Perfil de temperaturas	42
4.3.2 Dilatación térmica	47
4.3 Discusión	49
5 Red térmica modulada en fase	52
5.1 Formación de la onda viajera	53
5.2 Configuración experimental	55
5.2.1 Modulación	57
5.3 Modelo teórico	60
5.3.1 Perfil de temperaturas	61
5.3.2 Dilatación térmica	65
5.4 Reducción de la corriente térmica en conductores	68
5.5 Resultados en silicio	72
5.6 Análisis de los resultados	82
6 Conclusiones	87
A Resolución de la ecuación de difusión	89
A.1 Haz gaussiano modulado en amplitud	89
A.1.1 Perfil de temperaturas	90
A.1.2 Dilatación térmica	94
A.2 Red térmica modulada en amplitud	95
A.2.1 Perfil de temperaturas	96
A.2.2 Dilatación térmica	100
A.3 Red térmica modulada en fase	101
A.3.1 Perfil de temperaturas	102
A.3.2 Dilatación térmica	105
Referencias	106
Agradecimientos	109

Capítulo 1

Introducción

La invención del microscopio de efecto túnel (STM: Scanning Tunneling Microscope) por G. Binnig y H. Rohrer en 1982 [1] ha abierto un nuevo capítulo en las técnicas para el estudio de superficies. Desde ese entonces, este nuevo tipo de microscopía ha ido ampliando continuamente el conocimiento sobre las estructuras y los procesos a escala atómica. El STM permite la observación directa de estructuras atómicas en el espacio real, combinando el tuneo de electrones entre una punta aguda y la superficie de una muestra con la precisión del control del movimiento de la punta sobre la muestra. Ha sido usado extensivamente en el estudio de la morfología y también en la manipulación de superficies en escala atómica [2]- [5]. Pero también la punta actúa como una sonda local que permite medir propiedades físicas de los materiales en una escala pequeña a través de diferentes métodos espectroscópicos. En su modo espectroscópico, el STM ha provisto observaciones únicas de la estructura electrónica local de superficies, defectos y adsorbatos [5],[6].

Sin embargo el tuneo de electrones no es el único medio por el cual se pueden obtener las propiedades locales de la materia. El desarrollo del STM ha generado una nueva familia de técnicas microscópicas que permiten relevar imágenes de superficies *in situ* usando sondas locales, que se conoce bajo la denominación general de microscopías de barrido por sonda (SPM: Scanning Probe Microscopies). Con este tipo de microscopías es posible obtener información sobre las propiedades de la materia a escala nanométrica que a menudo es inaccesible mediante otras técnicas experimentales. La resolución alcanzada por los diferentes miembros de esta familia sólo queda limitada por el tamaño de la sonda y la precisión del control de su movimiento sobre la superficie. Entre los SPM más importantes y que han tenido una más amplia difusión, se encuentra el microscopio de fuerza atómica (AFM) [7] que utiliza las fuerzas de interacción entre la punta y la muestra. Dado que las fuerzas de interacción no dependen de la conductividad eléctrica de las muestras, el AFM puede usarse también

en aislantes, extendiendo entonces la aplicabilidad de la sonda local a una importante clase de materiales que resulta difícil de investigar mediante técnicas de microscopía electrónica y de espectroscopía convencional debido a los problemas de carga. Una aplicación específica del AFM es el microscopio magnético (MFM) [8] que permite observar las variaciones espaciales de la fuerza de interacción magnética entre una punta y una muestra magnéticas.

Entre otros tipos de microscopías por sonda local, se encuentran el microscopio térmico de campo cercano (NFTM) [9], el microscopio acústico de campo cercano [10] y el microscopio óptico de campo cercano (SNOM) [11]. La resolución alcanzada con estos últimos tipos de microscopios está en el orden de las decenas de nanómetros.

Finalmente está en desarrollo un nuevo tipo de microscopía óptica basada en el barrido por sonda local, cuya resolución no estaría limitada por el tamaño de la sonda. Este microscopio se ha denominado Microscopio Óptico de Barrido por Intensificación de Campo (FESOM) y ha sido concebido en nuestro laboratorio [12].

Otro campo que ha ido creciendo constantemente, es la combinación de la microscopía por sonda local con otras técnicas. El abanico de combinaciones que han sido explotadas es inmenso y prácticamente no se ha dejado de lado ninguna de las técnicas experimentales usadas. Cada grupo de investigación que ha incorporado un SPM entre sus equipos lo ha usado en combinación con las técnicas ya implementadas en esos laboratorios. De este modo, los microscopios de barrido por sonda juegan un rol clave en la ciencia y tecnología de escala nanométrica, convirtiéndose en una herramienta poderosa para el estudio de los materiales. La combinación de la SPM con otras técnicas aprovecha la resolución alcanzada por este tipo de microscopía de sonda local, extendiéndolo al estudio de otras propiedades de las superficies. Así, la microscopía electroquímica de barrido [13] supera la pérdida de sensibilidad y de selectividad de la sonda de los SPM y permite estudiar la identidad del sustrato y su composición química, usando tanto la punta como el sustrato como electrodos de trabajo independientes en una celda electroquímica [14]. También se usa en combinación con un microscopio de barrido electrónico [15], y en espectroscopía óptica.

En particular, la microscopía túnel asistida por láser (LASTM) abre un campo importante para la caracterización tanto óptica como eléctrica de las superficies. Las posibilidades que se abrían por la combinación de esas técnicas, motivaron que en el Laboratorio de Electrónica Cuántica, en donde se desarrolló el trabajo de esta tesis, se adquiriera un STM [16] comercial a principios de 1994. En las siguientes secciones se enumeran las motivaciones de esta tesis, explicando la combinación de estas técnicas y sus antecedentes.

1.1 Microscopía túnel asistida por láser

Al iluminar la juntura túnel de un STM, parte de la radiación incidente es absorbida por el material y convertida total o parcialmente en calor por procesos de desexcitación no radiactiva dentro del sólido, causando la dilatación del mismo. Amer *et al* [17], han aprovechado esta dilatación para modular la separación punta-muestra, proponiendo un método alternativo para mediciones de espectroscopía túnel y de funciones trabajo de los materiales.

Por otra parte, debido a la no linealidad de la corriente túnel con el voltaje de polarización, la radiación induce corrientes con componentes que oscilan no sólo a la frecuencia del láser, sino a las frecuencias suma y diferencia y sus armónicos, así como a frecuencia cero (rectificación). Arnold *et al* [18] detectaron frecuencia diferencia del orden de los megahertz en un amplio rango de tensiones de polarización y corrientes túnel, irradiando la juntura con dos láseres de CO₂ (radiación infrarroja). Estos efectos también fueron mostrados en el rango de los gigahertz [19]. En experimentos posteriores, Völcker *et al* [20], [21], utilizaron la señal rectificada y la producida a la frecuencia diferencia para controlar la separación punta muestra, obteniendo imágenes atómicas en grafito. También fue usada la generación de frecuencia diferencia para la detección de partículas conductoras en un sustrato no conductor, acoplando la radiación de dos láseres con la punta de un AFM [22].

En nuestro laboratorio se ha medido corriente rectificada iluminando con luz visible, calculando a partir de esos resultados, la intensificación del campo eléctrico producida en la unión túnel [23].

La combinación de la microscopía túnel con excitación óptica, permite obtener información sobre la estructura electrónica en la región sub-superficial cuando se utilizan muestras o puntas semiconductoras. Si un semiconductor apropiado es elegido como muestra o como punta en un experimento de microscopía túnel con excitación láser, los pares electrón-hueco fotoexcitados pueden generar un fotovoltaje superficial. Como consecuencia de este efecto, se observa una corriente neta cuando la polarización punta-muestra es cero. Prins *et al* [24] proponen un modelo para explicar las propiedades eléctricas de la unión túnel cuando se utilizan semiconductores como punta o muestra. Se encuentran varios trabajos en la literatura en los que utilizan la corriente fotovoltaica para obtener imágenes [25],[26] y se realizaron estudios referentes a la recombinación local de portadores [27]-[30] y su tiempo de relajación [31].

1.2 Antecedentes y motivaciones

En todos los casos mencionados en los que se combina la radiación óptica con un STM, es necesario discriminar las señales generadas por la radiación (corrientes fotoinducidas) del fondo de corriente túnel normal. Una manera de hacerlo, es modular la intensidad de la luz incidente produciendo así una corriente modulada que entonces se puede medir mediante las técnicas usuales de detección lock-in. Pero con este método también se modula la separación punta-muestra, y por lo tanto aparece una corriente a la frecuencia de modulación. Estas corrientes fototérmicas pueden ser del mismo orden, o mayores, que las generadas por los otros efectos producidos por la radiación. Es importante, por lo tanto, realizar un análisis detallado de la dependencia de la corriente fototérmica con la frecuencia, con el propósito de encontrar mecanismos que permitan minimizarla.

En los primeros trabajos realizados en LASTM [32], se mostró experimentalmente la existencia de una frecuencia de corte dependiente de las propiedades térmicas del material, por encima de la cual el ruido térmico decrece como $1/f$, donde f es la frecuencia de modulación de la intensidad de la luz. Modulando entonces la radiación a una frecuencia lo suficientemente alta, disminuyen los efectos térmicos en la corriente fotoinducida. Pero para la mayoría de los metales y en las condiciones habituales de trabajo, estas frecuencias deben estar por encima de los kilohertz, rango al que no llegan los amplificadores de corriente de los STM, aún en aquellos de alta velocidad [33]. Por lo tanto, trabajando con frecuencias de modulación accesibles con un STM, tanto la corriente rectificada como la corriente térmica contribuirán a la fotocorriente.

Si bien con una detección sensible a la fase de la señal fotoinducida, se pueden discriminar las distintas contribuciones [24], [32], [34], los efectos térmicos son importantes y no pueden ignorarse. Aun en el rango de los megahertz, Arnold *et al* [18], encontraron que para corrientes túnel bajas, la frecuencia diferencia era generada principalmente por la dilatación térmica. Otros autores [29], [30] supusieron que en las condiciones en que realizaban las mediciones, la componente térmica era despreciable, basándose en el modelo unidimensional para describir el comportamiento térmico propuesto por Amer *et al* [17] que, como veremos, no es válido para la mayoría de las situaciones experimentales. Pero el mayor problema aparece en estudios espectroscópicos. La gran potencialidad de la espectroscopía túnel asistida por láser, queda limitada a unos pocos casos debido a que los efectos térmicos tapan las señales buscadas [35], [36].

En esta tesis se propone un método basado en una geometría de iluminación diferente, que permite reducir la contribución térmica a la señal fotoinducida. Estos resultados podrían imprimir un nuevo impulso a las investigaciones en espectroscopía túnel

asistida por láser. En el capítulo 2 se describe la configuración estándar de un experimento de microscopía túnel asistida por láser. Se desarrolla un modelo para explicar el comportamiento de la corriente fototérmica y se muestran resultados experimentales que permiten confirmar la validez del mismo. En base a este modelo, en el capítulo 3 se analiza la dependencia de la componente térmica con el lugar de la zona iluminada en donde se sensa la corriente. Se describe un método con el cual es posible reducir la contribución térmica eligiendo un tamaño de haz y una fase adecuada para medir la señal fotoinducida. La idea de incidir con una nueva geometría de iluminación se desarrolla en el capítulo 4. De allí surge el método, descrito en el capítulo 5, con el cual es posible obtener una reducción efectiva de las corrientes fototérmicas inducidas por la radiación, tal como lo demuestran los resultados experimentales en grafito y silicio. Finalmente se presentan las conclusiones y las posibilidades futuras en este campo.

Capítulo 2

Modulación en intensidad

El método estándar para discriminar las señales fotoinducidas en la juntura túnel del fondo de corriente túnel normal, consiste en modular la intensidad de la radiación incidente, generando así una corriente modulada que es medida mediante las técnicas usuales de detección lock-in. Como se ha dicho, la contribución térmica a esta corriente juega un papel preponderante, siendo en muchos casos algunos órdenes superior a las corrientes producidas por otros efectos. En este capítulo se realiza un estudio de las corrientes fototérmicas y su dependencia con la frecuencia de modulación de la luz, con el propósito de encontrar mecanismos que permitan minimizarla.

En la primera sección se explica brevemente la fundamentación teórica sobre la generación de corrientes fototérmicas. Luego se presentan algunos modelos que permiten describir las señales térmicas en base a la dilatación producida por la muestra, y se muestran los resultados obtenidos numéricamente. Finalmente, en las dos últimas secciones se describe la configuración experimental básica y se muestran los resultados experimentales. Estos resultados permiten validar el modelo utilizado en los cálculos subsiguientes.

2.1 Corrientes fototérmicas

Al modular la intensidad de la luz incidente, la dilatación térmica de la punta y de la muestra provoca una modulación de la separación punta-muestra a la frecuencia de modulación de la luz. Dada la alta sensibilidad de la corriente túnel con la separación punta-muestra, una modulación térmica menor a un Ångstrom produce corrientes fácilmente detectables que, en algunos casos, pueden oscurecer otros tipos de contribuciones.

La corriente túnel I_T muestra una dependencia exponencial con la distancia s punta-muestra [4], [5]:

$$I_T(s, V) = f(V) e^{-2\beta s} \quad (2.1)$$

donde β es una constante de decaimiento del orden de 1 \AA^{-1} que depende de la altura aparente de la barrera del material y que para tensiones menores a 0.5 V es aproximadamente constante. La dependencia de β con la separación punta-muestra es muy débil [4], por lo que a primer orden se puede obtener la variación de la corriente fototérmica δI_{term} proporcional a la corriente túnel total I_T según:

$$\delta I_{term} = -2\beta \delta s I_T \quad (2.2)$$

siendo δs la modulación térmica de la distancia punta-muestra en la dirección z (normal a la superficie).

Tanto la dilatación de la punta como la de la muestra contribuyen a la corriente fototérmica, pero en las condiciones habituales de trabajo [32] se puede despreciar la contribución de la punta. Es decir, conociendo la dilatación producida en la muestra se podrá inferir, a partir de la ecuación 2.2, la componente térmica de las corrientes fotoinducidas. Llamando δL_z a la amplitud de la dilatación de la muestra, será entonces $\delta L_z = -\delta s$, y la ecuación 2.2 se puede escribir:

$$\delta I_{term} = 2\beta \delta L_z I_T \quad (2.3)$$

2.2 Modelos teóricos

Suponiendo equilibrio térmico entre los electrones y la red, el cual se establece en pocos picosegundos [37], se puede usar el modelo de difusión de calor para calcular la evolución temporal de la distribución de temperatura inducida por la iluminación. La dilatación producida en la muestra, se calcula entonces integrando el perfil de temperaturas en un eje perpendicular a la superficie de la muestra (eje z , positivo en la dirección hacia el interior de la muestra) multiplicado por el coeficiente de la expansión.

En los modelos propuestos aquí, se supone a la muestra como un sólido semi-infinito en cuyo plano $z = 0$ incide un haz de luz modulado en intensidad. Esta

aproximación es razonable, dado que los experimentos se llevan a cabo con haces enfocados, cuyo tamaño es típicamente mucho menor que las dimensiones radiales de la muestra. En principio, a fin de simplificar los cálculos, se supone que la muestra es isótropa y homogénea. Esta última suposición no es válida para todas las muestras utilizadas: el grafito pirolítico altamente orientado (HOPG) tiene una estructura de capas monoatómicas unidas por fuerzas de van der Waals. Por lo tanto, los resultados de los cálculos se expresarán diferenciando una conductividad térmica radial (en el plano de incidencia) y una conductividad térmica en la dirección perpendicular a la superficie.

Teniendo presentes estas suposiciones, la variación de temperatura dentro del material en función del tiempo, se puede conocer resolviendo la ecuación diferencial para el flujo de calor:

$$\frac{1}{D} \frac{\partial \theta}{\partial t}(\vec{r}, t) - \nabla^2 \theta(\vec{r}, t) = \frac{Q(\vec{r}, t)}{\kappa} \quad (2.4)$$

donde θ es la temperatura como función de la posición \vec{r} al tiempo t , κ es la conductividad térmica del material, D su difusividad térmica y $Q(\vec{r}, t)$ la producción de calor por unidad de volumen y tiempo en función de la posición y el tiempo. La difusividad D y la conductividad κ del material están relacionadas a través de $D = \frac{\kappa}{\rho c}$ donde ρ es la densidad volumétrica y c el calor específico del material.

La solución de la ecuación 2.4 depende de la distribución espacial y temporal de la fuente térmica. En primer término se analizará el caso en que el flujo incidente está uniformemente distribuido en la superficie. En ese caso, la ecuación 2.4 se reduce a una ecuación unidimensional. Este tratamiento unidimensional es el más comunmente encontrado en la literatura cuando se trabaja con sólidos [17], [38]-[40]. Sin embargo, la aproximación es válida sólo en el límite en que las dimensiones lineales del área iluminada sean mayores que la profundidad de penetración del calor (δ_T) en un período de la modulación τ (siendo δ_T del orden de $\sqrt{D\tau}$). Cuando estas condiciones no se satisfacen, se debe resolver la ecuación de calor en su forma tridimensional, cuya solución dependerá según sea el flujo incidente y las condiciones de contorno particulares para cada caso. Por eso, aunque varias soluciones han sido propuestas [41], [42], preferimos resolver la ecuación 2.4 para nuestro caso particular, resolución que se muestra en la segunda parte de esta sección.

2.2.1 Modelo unidimensional

Cuando el flujo de calor incidente está uniformemente distribuido en un área de radio mucho mayor que la longitud de penetración del calor, hay un gradiente de temperatura normal a la superficie que está determinado por las propiedades del cuerpo.

En este caso se tiene una fuente de luz monocromática de longitud de onda λ modulada sinusoidalmente que incide sobre la muestra con una intensidad $I = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos \omega t)$ donde I_0 es el flujo de luz incidente. Suponiendo que la intensidad de la luz decae exponencialmente dentro de la muestra, la densidad de calor producida en cualquier punto z debido a la luz absorbida en ese punto será $\frac{1}{2} \alpha \eta I_0 e^{-\alpha z} (1 + \cos \omega t)$, donde α es el coeficiente de absorción óptica de la muestra para la longitud de onda λ y η la eficiencia a la cual la luz incidente es convertida en calor por procesos de desexcitación no radiativa (incluye el término correspondiente a la fracción reflejada).

La ecuación de difusión térmica 2.4 queda, bajo estas condiciones:

$$\frac{1}{D_z} \frac{\partial \theta}{\partial t} (z, t) - \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} (z, t) = \frac{\alpha \eta}{2 \kappa_z} I_0 e^{-\alpha z} (1 + e^{i \omega t}) \quad (2.5)$$

siendo D_z y κ_z la difusividad y la conductividad térmica del material en la dirección z .

La parte real del valor complejo de la solución $\theta(z, t)$ de 2.5 es la solución de interés físico y representa la temperatura del material relativa a la temperatura ambiente θ_0 como función de la posición y el tiempo. El campo de temperaturas del material está dado por:

$$T(z, t) = \theta_0 + \text{Re} [\theta(z, t)] \quad (2.6)$$

Con las condiciones de contorno de continuidad de flujo en la superficie de la muestra, la solución compleja de 2.5 resulta:

$$\begin{aligned} \theta(z, t) = & -\frac{\eta I_0}{2 \kappa_z} \left[\frac{e^{-\alpha z} - e^{-\alpha z_0}}{\alpha} + (z - z_0) \right] + \\ & + \frac{\eta \alpha I_0 e^{i \omega t}}{2 \kappa_z \left(\frac{i \omega}{D_z} - \alpha^2 \right)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha e^{-(1+i) \xi z}}{(1+i) \xi} \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

donde z_0 es la distancia a la cual la temperatura es θ_0 , y

$$\frac{1}{\xi} = \sqrt{\frac{2 D_z}{\omega}} = \delta_T \quad (2.8)$$

es la longitud de penetración térmica dentro del material. El primer término de 2.7 da el perfil de temperaturas para el caso estacionario para una intensidad $\frac{1}{2}I_0$. Este término produce una dilatación constante e independiente del tiempo una vez alcanzado el régimen estacionario. Pero aún sin llegar a establecerse un flujo de calor estacionario, esta dilatación no es detectada con el lock-in y no influye en la medición. El segundo término de la ecuación 2.7, da el campo de temperaturas producido por la componente sinusoidal de la fuente térmica. Integrando este término a lo largo del eje z y multiplicándolo por el coeficiente de expansión térmica λ_z de la muestra en la dirección z , se obtiene la dilatación debida a la modulación de la intensidad de la luz:

$$\delta L_z = \frac{\lambda_z \eta I_0}{4\kappa_z} \delta_T^2 e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} = \frac{\lambda_z \eta I_0}{2\rho c} \frac{1}{\omega} e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \quad (2.9)$$

Es decir, la dilatación térmica oscila a la frecuencia de modulación de la luz pero desfasada en -90° . Teniendo en cuenta que la dilatación y la corriente térmica están en fase (ver ecuación 2.3) este modelo predice una corriente fototérmica desfasada en -90° respecto a la modulación de la luz, con una amplitud proporcional a la amplitud de la intensidad del haz incidente e inversamente proporcional a la frecuencia de modulación.

Esta aproximación unidimensional es válida, tal como se aclaró al principio, siempre que el radio σ del área iluminada sea mucho mayor que la longitud de penetración térmica definida en 2.8, es decir:

$$\sigma \gg \delta_T = \sqrt{\frac{2D}{\omega}} = \sqrt{\frac{D}{\pi f}} \quad (2.10)$$

donde $f = \frac{\omega}{2\pi}$ es la frecuencia de modulación.

Teniendo en cuenta que el valor de la difusividad térmica para los metales varía entre $1 \text{ cm}^2/\text{s}$ y $15 \text{ cm}^2/\text{s}$, y suponiendo un haz focalizado a un área de aproximadamente $100 \text{ }\mu\text{m}$ de radio, la condición 2.10 establece que el modelo unidimensional es válido para frecuencias de modulación mayores a 3 kHz o 48 kHz dependiendo del metal utilizado. Sin embargo, el uso de frecuencias muy por encima de algunos kHz se ve limitado por la respuesta de los amplificadores de corriente de los STM que usualmente tienen su frecuencia de corte en ese rango, aun en aquellos diseñados para trabajar a altas frecuencias [33]. Aumentando el área de iluminación el modelo vale para un rango mayor de frecuencias y, dado que $I_0 = \frac{P}{A}$, para igual potencia del láser la contribución térmica disminuye. Pero si se desea evitar la dilatación térmica sin modificar las otras contribuciones a la corriente fotoinducida, éste no sería el procedimiento adecuado, dado que al disminuir la intensidad, también disminuyen los efectos

no lineales. Un modelo que describe el comportamiento de la dilatación a frecuencias menores se desarrolla en la siguiente sección.

2.2.2 Modelo tridimensional

Una descripción más realista del sistema de iluminación, debe tener en cuenta las dimensiones del haz y cómo se distribuye la intensidad en el mismo. En estos cálculos supondremos que el perfil del haz es gaussiano, que es aproximadamente la distribución de intensidad medida para los láseres utilizados.

Con estas condiciones, la fuente de luz monocromática de longitud de onda λ modulada a la frecuencia $f = \omega/2\pi$, incide sobre la muestra con una intensidad $I = \frac{1}{2}I_0(1 + \cos\omega t) e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$ donde σ es el radio del haz cuando la intensidad cae a $1/\sqrt{e}$ de su máximo valor I_0 . La densidad de calor producida en cualquier punto \vec{r} medido desde el centro del haz, debido a la luz absorbida en ese punto será:

$$\frac{1}{2}\alpha\eta I_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}(1 + \cos\omega t)$$

donde, tal como se definió anteriormente α es el coeficiente de absorción óptica de la muestra para la longitud de onda λ y η la eficiencia a la cual la luz incidente es convertida en calor. La ecuación de difusión térmica 2.4 se escribe entonces:

$$\frac{1}{D} \frac{\partial \theta}{\partial t}(\vec{r}, t) - \nabla^2 \theta(\vec{r}, t) = \frac{\eta\alpha}{2\kappa} I_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} (1 + e^{i\omega t}) \quad (2.11)$$

Perfil de temperaturas

Resolviendo la ecuación 2.11 por transformada de Fourier (ver Apéndice A) se obtiene el campo de temperaturas complejo $\theta(\vec{r}, t)$ que, del mismo modo que para el caso unidimensional tiene una parte independiente y otra dependiente del tiempo:

$$\begin{aligned} \theta(\vec{r}, t) = & \frac{\alpha\eta\pi\sigma^2 I_0}{(2\pi)^2 \kappa_z} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z}}{(\xi_0^2 - \alpha^2)} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} + \right. \\ & \left. + \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z}}{(\xi_1^2 - \alpha^2)} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} e^{i\omega t} \right\} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.12) \end{aligned}$$

donde k_x y k_y son los vectores de onda correspondientes a las direcciones x e y (sobre el plano de la superficie iluminada), $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ y los ξ_i están definidos como:

$$\begin{aligned}\xi_0^2 &= \frac{D_r}{D_z} k^2 \\ \xi_1^2 &= \frac{D_r}{D_z} k^2 + i \frac{\omega}{D_z}\end{aligned}$$

siendo la inversa de su parte real la longitud de penetración térmica. Como es de esperar, en el límite unidimensional se obtiene $\xi_1 = (1+i)\frac{1}{\delta_T} = (1+i)\xi$ (ec. 2.8).

El primer término de la expresión 2.12 da el perfil de temperaturas cuando se incide en la muestra con un haz gáussiano cuya intensidad $\frac{1}{2}I_0 e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$ y es constante en el tiempo. El segundo término de 2.12 representa el incremento de temperatura debido a la componente sinusoidal de la fuente térmica, y su amplitud disminuye a medida que aumenta la frecuencia de modulación. Esto último puede verse con claridad si se simplifica un poco la expresión 2.12, teniendo en cuenta que la longitud de penetración δ de la radiación ($\delta = \frac{\lambda}{4\epsilon_2}$ siendo λ la longitud de onda del haz incidente y ϵ_2 la parte imaginaria del índice de refracción de la muestra) para frecuencias ópticas, será mucho menor que la longitud de difusión térmica δ_T ($\delta \simeq 50 \text{ nm}$ en los metales para longitudes de onda del orden de los 700 nm). Por lo tanto será $\alpha \gg \xi_i$. Con esta aproximación y trabajando en coordenadas cilíndricas, la expresión para el incremento en la temperatura 2.12 se escribe:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\eta P \sqrt{\frac{D_r}{D_z}}}{2\pi\kappa_r} \int_0^\infty \left[\frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}} kz}}{k} + \frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r k^2 + i\omega}{D_z}} z}}{\sqrt{k^2 + i \frac{\omega}{D_r}}} \right] e^{i\omega t} J_0(-kr) e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} k dk \quad (2.13)$$

La temperatura en cada punto de la muestra $\theta(\vec{r}, t)$ depende de las propiedades del material y de la potencia y el tamaño del haz incidente. Para dar una idea del incremento de temperatura en la superficie de la muestra ($z = 0$) en función de la distancia al centro del haz, en la figura 2.1 se muestra el cálculo de la temperatura 2.13 para el oro y el grafito pirolítico altamente orientado (HOPG) cuando el radio de la zona iluminada es $\sigma = 100 \mu m$.

Como la eficiencia η depende de la longitud de onda incidente, los valores mostrados en la fig. 2.1 se modificarán según sea la reflectividad del HOPG y del oro para cada longitud de onda.

Por ejemplo, para $z = 0$ y en el centro del haz, se obtiene un aumento de temperatura $\theta \approx 0.009 \text{ }^\circ C$ para el oro y $\theta \approx 0.021 \text{ }^\circ C$ para el grafito si se modula a 1 kHz un láser de 1 mW de potencia, suponiendo que toda la radiación incidente es convertida

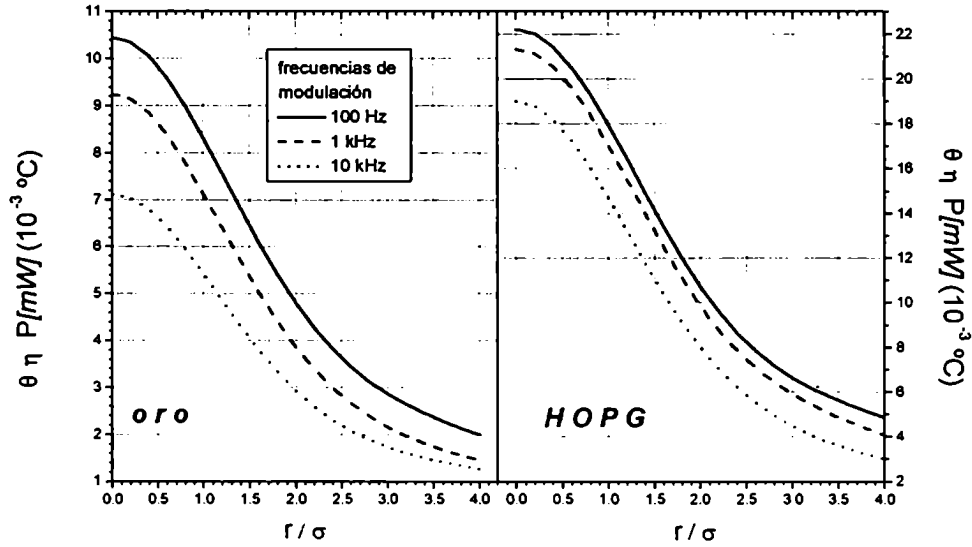


Figura 2.1: Incremento de la temperatura en la superficie para una muestra (a) de oro y (b) de HOPG en función de la distancia al centro del haz medida en unidades de σ . Los cálculos fueron realizados suponiendo $\sigma = 100 \mu m$. Para obtener la temperatura en cada caso particular se deben multiplicar los valores mostrados, por la potencia del láser (en mW) y por la eficiencia η de conversión de la radiación en calor, correspondiente a la longitud de onda de la luz incidente. Se muestran los resultados para tres frecuencias de modulación.

en calor ($\eta = 1$). A medida que aumenta la frecuencia de modulación, el incremento en la temperatura es menor.

Dilatación térmica

La dilatación δL_z producida en la muestra en la dirección perpendicular a su superficie, puede calcularse como:

$$\delta L_z = \lambda_z \int_0^{\infty} \theta(r, t) dz$$

usando la expresión 2.12 para la temperatura $\theta(r, t)$.

La expansión térmica obtenida a partir del primer término de la ecuación 2.12 será constante una vez alcanzado el régimen estacionario por lo que la variación producida en la corriente túnel podrá ser corregida por el lazo de retroalimentación del STM.

La dilatación térmica de interés, es la producida por la componente sinusoidal de la fuente (segundo término de 2.12), pues provocará que la distancia punta-muestra oscile a la frecuencia de modulación, generando señales moduladas detectables por el lock-in. Integrando entonces el último término de 2.12 a lo largo del eje z , se obtiene (ver Apéndice A):

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{e^{-k^2 \sigma^2 / 2}}{k^2 + i \frac{\omega}{D_r}} J_0(-kr) k dk \quad (2.14)$$

donde r es la coordenada radial sobre la superficie respecto al centro del haz, P la potencia incidente, η la eficiencia a la cual la radiación incidente es convertida en calor, D_r y κ_r la difusividad y la conductividad laterales de la muestra, λ_z su coeficiente lineal de expansión térmica en la dirección z y J_0 la función de Bessel de primera clase de orden cero.

En el centro del haz ($r = 0$), si se cumple la relación 2.10, es decir, cuando el radio σ del haz es mucho mayor que la longitud de penetración térmica, la dilatación 2.14 tiende al límite unidimensional:

$$\begin{aligned} \delta L_z &= \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{D_r}{\omega} \frac{e^{-k^2 \sigma^2 / 2}}{\frac{D_r}{\omega} k^2 + i} k dk \approx \\ &\approx \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{D_r}{\omega} \frac{e^{-k^2 \sigma^2 / 2}}{i} k dk = \\ &= \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \sigma^2 \rho \omega} e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \end{aligned}$$

Se obtiene la expresión 2.9 hallada en la aproximación unidimensional, con $I_0 = \frac{P}{\pi \sigma^2}$. A partir de la relación $\sigma \gg \sqrt{\frac{2D_r}{\omega}}$ (ecuación 2.10) queda entonces definida una frecuencia angular de corte $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$ por sobre la cual vale la aproximación unidimensional.

Escribiendo la expresión 2.14 en función de la frecuencia de corte ω_0 , haciendo el cambio de variables $u = k\sigma/\sqrt{2}$ se obtiene:

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{u^2 + i \frac{\omega}{\omega_0}} J_0(-\sqrt{2}ur) u du \quad (2.15)$$

que expresa la dilatación térmica de la muestra en la dirección z producida por la incidencia de un haz gaussiano modulado, en función de la distancia al centro del haz r (en unidades del radio del haz σ) y del tiempo.

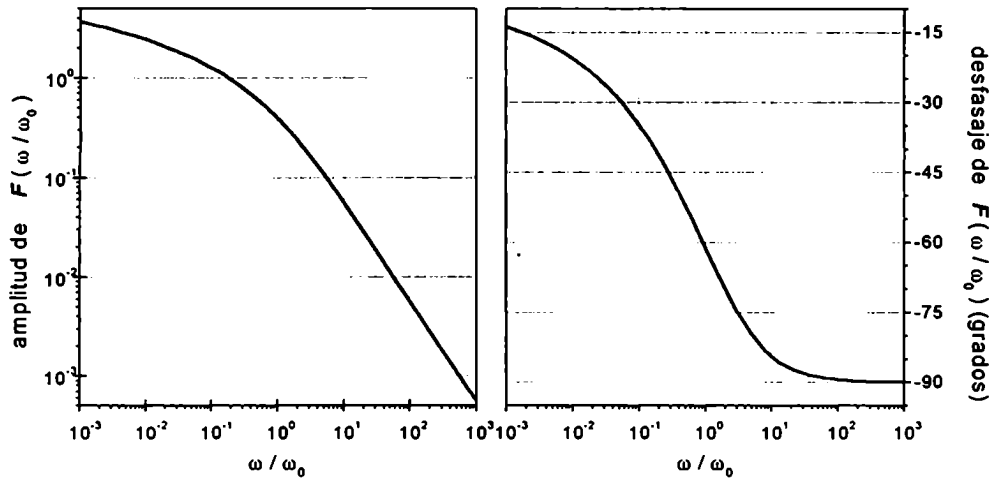


Figura 2.2: Resultados teóricos de la expansión térmica de la muestra en el centro del área iluminada por un haz gaussiano modulado en intensidad. En (a) se muestra la amplitud de la dilatación y en (b) el desfase en función de la frecuencia de modulación. Se observa una frecuencia de corte ω_0 por encima de la cual la dilatación cae como $1/\omega$ y la fase tiende a -90° .

El comportamiento de la dilatación de la muestra en función de la frecuencia está expresado por la integral de la ecuación 2.15. Se puede observar que existirá un desfase entre la modulación del haz incidente y la dilatación, cuya magnitud estará dada por la relación $\frac{\omega}{\omega_0}$. El análisis de este comportamiento se detalla a continuación para un punto ubicado en el centro del haz.

Para un punto en el centro del haz ($r' = 0$), la dilatación en z queda expresada:

$$\delta L_z = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} F\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) \quad (2.16)$$

donde

$$F\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) = \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{u^2 + i \frac{\omega}{\omega_0}} u du$$

es la función que contiene la información sobre la amplitud y el desfase de la modulación térmica para el punto que se encuentra en el centro del haz.

En la figura 2.2 se muestra la respuesta en frecuencia de la amplitud y de la fase de $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$. La amplitud de la expansión a altas frecuencias está dada por el

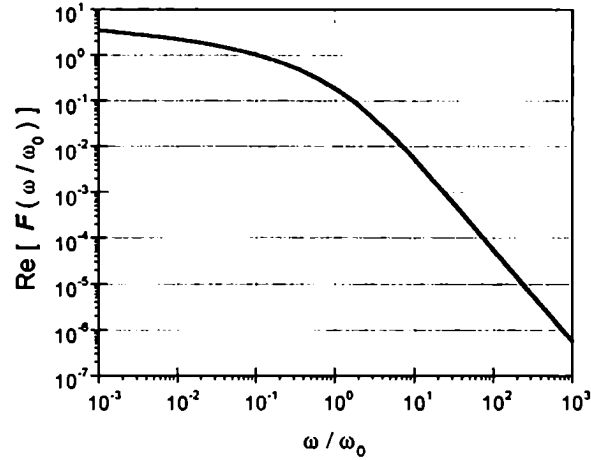


Figura 2.3: Respuesta teórica de la componente en fase de la dilatación para el centro del haz en función de la frecuencia de modulación del haz gaussiano. Por encima de la frecuencia de corte ω_0 la componente en fase cae como $1/\omega^2$

calor que es absorbido durante un período de modulación, en concordancia con el modelo unidimensional, produciendo una pendiente de -1 como función de la frecuencia, pues disminuye como $1/\omega$. A bajas frecuencias, la difusión lateral del calor reduce la variación de la expansión térmica en función de la frecuencia. El cambio entre estos dos comportamientos está dado por la frecuencia de corte ω_0 que depende de la focalización del haz y la difusividad lateral de la muestra. A frecuencias muy por encima de la de corte, la dilatación térmica está en cuadratura con la modulación del láser y tiende a estar en fase cuando la frecuencia disminuye, siendo de 60° para $\omega = \omega_0$. En la figura 2.3 se grafica el comportamiento de la componente en fase de la dilatación. Se observa que para frecuencias por encima de la frecuencia de corte, la dilatación en fase con la luz cae como $1/\omega^2$.

Estos resultados concuerdan con los obtenidos por Grafström *et al* [32], y sugieren la conveniencia de modular a frecuencias por encima de la frecuencia de corte $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ si se desea evitar la contribución térmica a la fotocorriente. Pero si el haz está enfocado en un área de radio $\sigma = 100 \mu m$, las frecuencias de corte de la mayoría de los metales serán superiores a los $3 kHz$ y la modulación a frecuencias muy por encima de esos valores estará limitada por la respuesta de los amplificadores de corriente del STM.

Si se ilumina con un haz de un radio $\sigma = 100 \mu m$, en el caso del HOPG ($D_r = 14.4 cm^2/s$, $\kappa_r = 22.3 W/cmK$, $\lambda_z \simeq 2 \cdot 10^{-6} 1/K$, $\eta(780 nm) \simeq 0.9$) la frecuencia de

corte es $f_0 \simeq 46 \text{ kHz}$, y la expresión de la dilatación 2.16 queda:

$$\delta L_z|_{HOPG} \simeq 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} P[mW] F \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (2.17)$$

Para el oro ($D = 1.29 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\kappa_r = 3.17 \text{ W/cmK}$, $\lambda_z \simeq 14 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$, $\eta(780 \text{ nm}) \simeq 0.2$) es $f_0 \simeq 4 \text{ kHz}$ y la dilatación resulta:

$$\delta L_z|_{Au} \simeq 7 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} P[mW] F \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (2.18)$$

La contribución a la corriente térmica debida a la dilatación de la punta fue calculada por Grafström *et al* [32]. Para frecuencias de modulación superiores a una frecuencia de corte, la amplitud de la expansión térmica de la punta también decae como $1/f$, pero dada la geometría de la punta, esta frecuencia de corte es muy inferior a las frecuencias de corte típicas de las muestras. En el caso de una punta de platino-iridio, $f_0 \simeq 0.8 \text{ Hz}$ y para puntas de tungsteno, $f_0 \simeq 5 \text{ Hz}$. por lo que no influye para las frecuencias habituales de trabajo.

2.3 Resultados experimentales

En esta sección se muestran los resultados experimentales que permiten validar el modelo descrito en los cálculos precedentes. Se describe el arreglo experimental utilizado para la medición de las corrientes fototérmicas inducidas en juntas túnel formadas por una punta de platino-iridio y muestras de grafito pirolítico altamente orientado (HOPG) y oro.

2.3.1 Esquema experimental

En la figura 2.4 se muestra un esquema del arreglo experimental. El haz del láser modulado incide sobre la junta túnel formando un ángulo de incidencia de unos 60° con la vertical.

Sin iluminar se aproxima la punta del STM a la muestra hasta lograr la corriente túnel deseada para la polarización entre punta y muestra preestablecida. Durante esta operación el lazo de retroalimentación mantiene la corriente constante para compensar

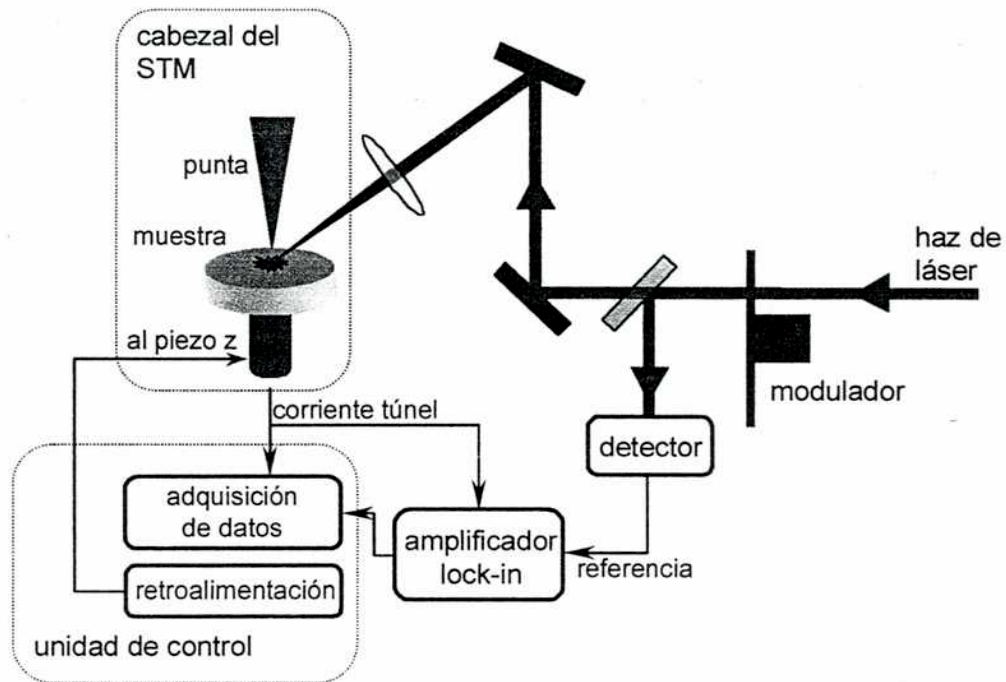


Figura 2.4: Distribución experimental cuando se modula en intensidad el haz incidente. La corriente túnel y la corriente modulada son adquiridas simultáneamente. El detector toma parte del haz modulado posibilitando una referencia absoluta de la fase de la señal modulada.

las variaciones de la distancia. Esta corriente es preamplificada por la electrónica del mismo lazo de alimentación y medida por la unidad de control del microscopio. La constante de tiempo del lazo se deja en un valor tal que no responda a las variaciones de corriente producidas a las frecuencias de modulación de la luz, pero que permita corregir las variaciones de baja frecuencia.

Con un objetivo de 70 mm de distancia focal se enfoca el haz sobre la muestra. Observando a través de una lupa de $20\times$ de aumento se mueve la punta hacia el área iluminada (de unos $100\ \mu\text{m}$ de radio).

La componente modulada de la corriente se mide con un amplificador lock-in conectado en serie con el lazo. Como referencia se utiliza directamente la señal de un fotodiodo que toma parte del haz que llega a la juntura del STM, posibilitando una referencia absoluta para la fase. Cambiando levemente el ángulo de incidencia sobre la lente de enfoque se maximiza la señal térmica medida por el lock-in para bajas frecuencias de modulación, a fin de asegurarse que la punta esté centrada en el área iluminada.

La salida de la corriente túnel total de la unidad de control del STM se conecta

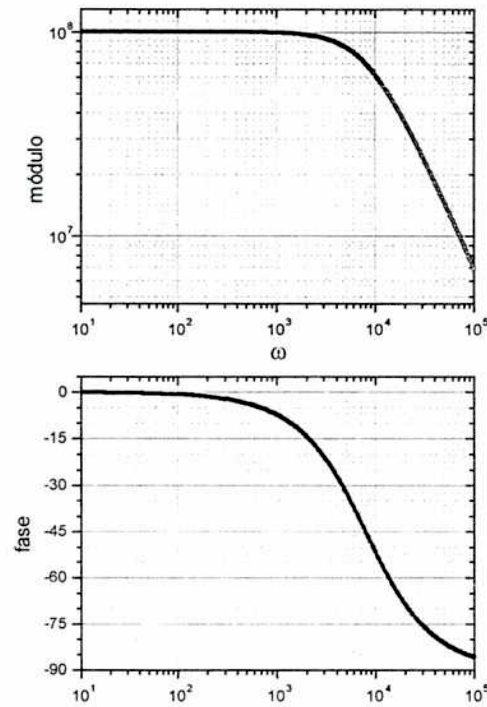


Figura 2.5: Respuesta en frecuencia del amplificador de corriente del STM

en una de las entradas analógicas del lock-in, permitiendo normalizar las señales fotoinducidas obtenidas a distintos valores medios de corriente túnel. Todas las señales medidas por el lock-in son adquiridas en una computadora conectada al instrumento mediante una tarjeta GPIB.

Por otro lado, la señal modulada amplificada por el lock-in se puede reinyectar en la unidad de control del STM para obtener registros de curvas I-V de corriente fotoinducida simultáneamente con los de corriente túnel normal.

Durante el transcurso de este trabajo se usaron diferentes láseres, todos polarizados linealmente: He-Ne ($\lambda = 632.7 \text{ nm}$) de 3 mW de potencia; diodos láser ($\lambda = 670 \text{ nm}$ y 780 nm) de 10 mW y de 25 mW , Ti-Za ($\lambda \simeq 800 \text{ nm}$) de potencia superior a los 100 mW . Con una lámina de media onda colocada antes del sistema de enfoque es posible cambiar la dirección de la polarización.

La modulación del láser se realiza externamente mediante un "chopper" o un modulador acusto-óptico. En caso de los diodos láser es posible modularlos directamente desde la fuente de alimentación.

Previamente a las mediciones se determinó la respuesta en frecuencia del amplifi-

cador de corriente del STM. Para ello se moduló una tensión sobre una resistencia de $100 M\Omega$ que simulaba la juntura túnel, midiendo la corriente que circulaba por ella. Variando la frecuencia de modulación de la tensión en todo el rango de trabajo del lock-in (hasta $100 kHz$), se obtuvieron los datos correspondientes de la amplitud y el desfase del instrumental en función de la frecuencia, los que muestran una frecuencia de corte alrededor de los $8 kHz$ (ver figura 2.5). Con estos datos se corrigieron todas las mediciones de corriente modulada realizadas.

2.3.2 Medición de la corriente fototérmica

Con la configuración experimental descrita en el punto anterior, las señales medidas corresponden a toda la corriente fotoinducida, y no exclusivamente a la componente térmica. Sin embargo, trabajando con metales es más fácil minimizar las contribuciones no lineales a la corriente fotoinducida que la contribución térmica.

Si por la iluminación se produce una intensificación del campo eléctrico en la juntura túnel, se inducirá una tensión eléctrica V_i entre la punta y la muestra que estará modulada a la frecuencia óptica ν , es decir $V_i = v_i \cos 2\pi\nu t$. Si la respuesta de la unión túnel es suficientemente rápida como para seguir a las frecuencias ópticas, la corriente túnel total I_T puede expresarse como una serie de potencias en términos del voltaje óptico inducido (Krieger *et al* [19]):

$$I_T = I(V_b) + \left(\frac{\partial I_T}{\partial V} \right)_{V_b} V_i + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 I_T}{\partial V^2} \right)_{V_b} V_i^2 + \dots$$

donde V_b es la polarización externa entre la punta y la muestra. Para un tiempo de integración mucho mayor que el período de la radiación óptica, el término lineal con V_i promedia a cero. Por lo tanto, el voltaje inducido por la intensificación del campo, producirá una corriente rectificada I_{rect} proporcional a la segunda derivada de la corriente total respecto al voltaje, más otras contribuciones de orden mayor.

Entonces, para una determinada tensión punta-muestra, la corriente fotoinducida I_f se puede expresar como [43]:

$$I_f = I_{term} + I_{rect} + \epsilon$$

en donde I_{term} es la contribución térmica, I_{rect} la corriente rectificada y ϵ tiene en cuenta otras posibles contribuciones. Dado que I_{rect} es proporcional al cuadrado de la amplitud del voltaje inducido (v_i^2) esta contribución tendrá peso para intensificaciones apreciables del campo eléctrico.

Aún si hubiera una intensificación del campo eléctrico apreciable, es posible determinar si la corriente fotoinducida es de origen térmico, notando que I_{term} e I_{rect} presentan diferente dependencia funcional con la corriente túnel: $I_{rect} \sim \frac{\partial^2 I_T}{\partial V^2}$ e $I_{term} \sim I_T$ (ec. 2.3).

Sin embargo, experimentalmente es posible lograr que la intensificación del campo sea despreciable. En efecto, si el haz incide en la juntura con una polarización s (campo eléctrico paralelo a la superficie de la muestra) no se espera una intensificación apreciable del campo eléctrico [44], y la contribución dominante será la térmica.

Los resultados aquí mostrados se obtuvieron iluminando la unión túnel con un láser polarizado linealmente en la dirección horizontal (polarización s).

Corriente fototérmica en función de la frecuencia

Para mostrar la validez del modelo propuesto, se presentan algunas mediciones de la corriente fototérmica en función de la frecuencia.

En las figuras 2.6 y 2.7 se muestran los resultados obtenidos en HOPG utilizando una punta de Pt-Ir comercial, cuando se ilumina la juntura con un láser de Ti-Za con una potencia de 1 mW . La alta difusividad térmica lateral del HOPG se manifiesta en un valor muy alto de la frecuencia de corte térmica cuando el haz está focalizado (aproximadamente 46 kHz para un $\sigma = 100 \mu m$ según lo discutido en la sección 2.2). Esto significa que para comparar las mediciones con el modelo, se debería modular la intensidad del haz hasta frecuencias superiores al alcance de la electrónica de nuestro equipo. Las mediciones se realizaron entonces con el haz levemente desenfocado, por lo que el área iluminada es de mayor diámetro y por lo tanto, la frecuencia de corte es menor.

La tensión de polarización preestablecida entre punta y muestra es de 0.28 V , y la distancia promedio entre ambas es la correspondiente a una corriente túnel de 1 nA para dicha polarización. La corriente térmica detectada por el lock-in es normalizada respecto a la corriente túnel continua, dando entonces una magnitud proporcional a la dilatación de la muestra, de acuerdo a la ecuación 2.3. Estos datos se superponen con los resultados numéricos obtenidos a partir del modelo teórico.

Según los resultados mostrados en las figuras 2.6 y 2.7 la frecuencia de corte térmica para el HOPG es aproximadamente 5 kHz , que correspondería a un área iluminada de diámetro $\sigma \approx 300 \mu m$. A partir de esa frecuencia, la amplitud de la señal empieza a caer como $1/f$ (fig. 2.6) y la componente en fase como $1/f^2$ (fig. 2.7), a medida que el desfase se aproxima a los -90° .

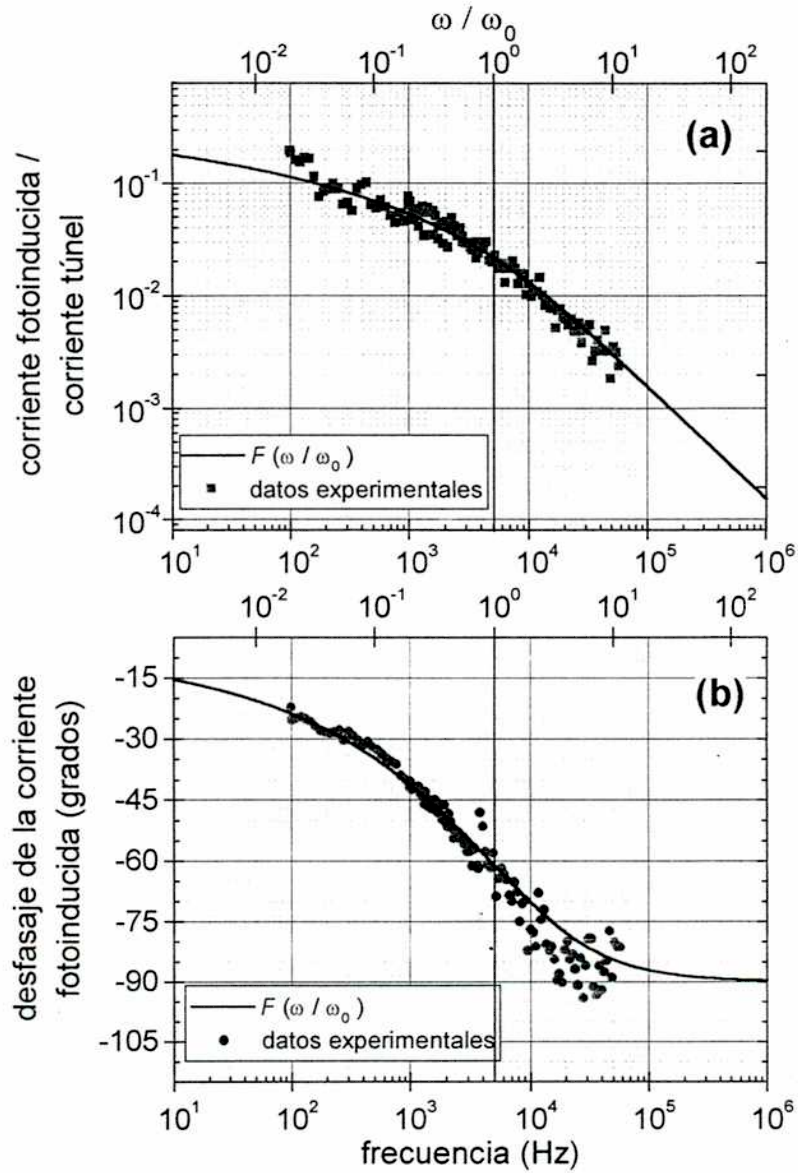


Figura 2.6: Respuesta en frecuencia de la corriente fototérmica para una muestra de HOPG utilizando un láser de Ti-Za con una potencia de alrededor de 1 mW, incidiendo con una polarización s. Se superponen los resultados obtenidos numéricamente. (a) amplitud de la señal normalizada con la corriente túnel, (b) desfasaje respecto a la modulación del haz incidente.

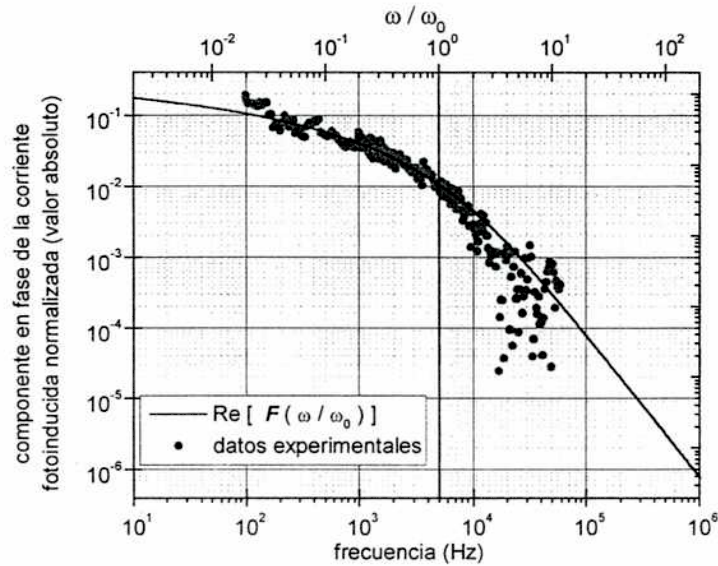


Figura 2.7: Valor absoluto de la componente en fase de la corriente fototérmica normalizada, para una muestra de HOPG utilizando un láser de Ti-Za con una potencia de alrededor de 1 mW, incidiendo con una polarización s. Se superponen los resultados obtenidos numéricamente.

De la ecuación 2.3 y la fig. 2.6 a se obtiene que la mayor amplitud de la dilatación térmica es $\delta L_z \simeq 0.05 \text{ \AA}$, (tomando β del orden de la unidad) cuando se modula el haz a 100 Hz ($\omega/\omega_0 = 0.02$).

En la figura 2.8 se muestran los resultados para una muestra de oro y una punta de Pt-Ir comercial, iluminando la juntura con un diodo láser de $\lambda = 780 \text{ nm}$, y 1 mW de potencia con polarización s. La tensión de polarización entre punta y muestra se estableció en -100 mV de la punta respecto a la muestra, con una corriente túnel promedio de 0.75 nA . Para comparar con el modelo, en la figura 2.8a se grafica la fotocorriente normalizada respecto a la corriente túnel, por lo que los valores mostrados son proporcionales a la dilatación de la muestra. La superposición con los datos numéricos del modelo, indica una frecuencia de corte alrededor de 1 kHz. Para esa frecuencia, de acuerdo a la ecuación 2.3 y a la fig. 2.8a, se obtiene una dilatación térmica de la muestra del orden de $\delta L_z \simeq 0.003 \text{ \AA}$. A frecuencias de modulación mayores, el desfase con la modulación de la luz se aproxima a -90° , tal como lo predice el modelo.

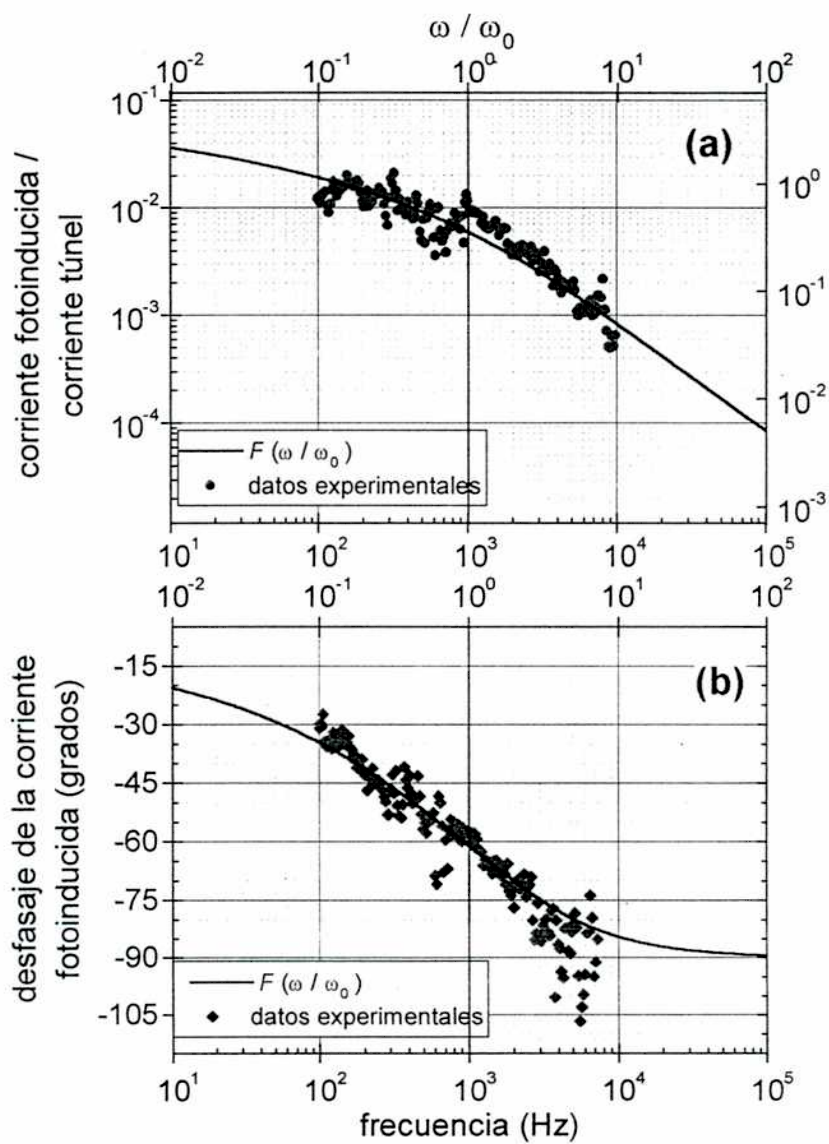


Figura 2.8: Respuesta en frecuencia de la corriente fototérmica para una muestra de oro utilizando un diodo láser de $\lambda = 780 \text{ nm}$ con una potencia de 1.2 mW, incidiendo con una polarización s. Se superponen los resultados obtenidos numéricamente. (a) amplitud de la señal normalizada con la corriente túnel y (b) desfasaje respecto a la modulación del haz incidente.

Corriente fototérmica en función de la corriente túnel

Modificando el valor de la corriente túnel predeterminada I_T mientras se registran los cambios en la corriente fototérmica I_{term} , es posible obtener curvas de I_{term} en función de I_T para una frecuencia fija de modulación.

En la figura 2.9 se muestran las curvas I_{term} vs I_T obtenidas para una muestra de oro y punta de platino, iluminando con un diodo láser de 780 nm modulado, de 1.5 mW de potencia y polarización s. La tensión entre punta y muestra se estableció en 170 mV , y se fue modificando la corriente túnel entre 0.1 nA y 10 nA . Se observa que la relación entre la corriente fotoinducida y la corriente túnel es lineal, de acuerdo con la relación 2.3 para tensiones de polarización menores a $\sim 0.5\text{ V}$.

La pendiente del ajuste lineal para cada una de las frecuencias de modulación, es proporcional a la dilatación de la muestra obtenida para dicha frecuencia (ec. 2.3). Para mediciones en condiciones ambiente, la altura aparente de la barrera es aproximadamente un orden de magnitud menor que bajo condiciones de ultra alto vacío [4], por lo que el factor de decaimiento β será también alrededor de un orden de magnitud menor. Así, suponiendo que β es del orden de 0.1 \AA^{-1} para la frecuencia de 700 Hz se obtiene una dilatación de $\delta L_z \simeq 0.02\text{ \AA}$, y disminuye alrededor de un orden de magnitud para una frecuencia de modulación de 7 kHz . Se observa también, que además de disminuir la señal, los desfases respecto a la modulación de la luz, se aproximan a los -90° a medida que aumenta la frecuencia de modulación.

Comparando estos resultados con la ecuación 2.18 se obtiene para 700 Hz un valor de $F(\omega/\omega_0)$ mayor que la unidad, lo cual concuerda con los valores numéricos obtenidos para frecuencias que están por debajo de la frecuencia de corte. Para 3 kHz se obtiene un valor de $F(\omega/\omega_0) \approx 0.7$, y de 0.1 para 7 kHz . La frecuencia de corte, por lo tanto, estará alrededor de los 3 kHz , correspondiendo a $\sigma \simeq 100\text{ }\mu\text{m}$.

En resumen, los resultados experimentales confirman la validez del modelo propuesto para describir la corriente fototérmica. En nuestras mediciones se observa que teniendo en cuenta sólo la dilatación de la muestra, se describe bien el comportamiento de las corrientes fototérmicas.

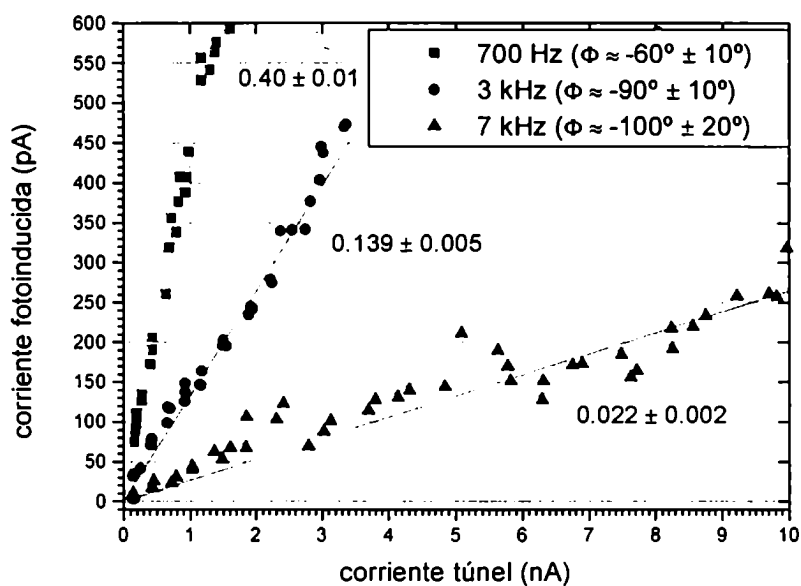


Figura 2.9: Dependencia de la corriente fotoinducida con la corriente túnel total, para una muestra de oro y una punta de platino. La tensión de polarización es $V_t = 0,17 V$, con la punta negativa respecto a la muestra. Se muestran los resultados para tres frecuencias de modulación de un diodo láser de $1.5 mW$ de potencia. Las pendientes de los ajustes lineales se indican al lado de cada recta.

Capítulo 3

Método de desfasaje de la componente térmica por descentrado del haz

En el capítulo anterior se describió la dependencia con la frecuencia de la expansión térmica cuando se ilumina la juntura túnel con un láser modulado en intensidad y se mide en el centro de la zona iluminada. Se mostró que, por encima de una frecuencia de corte (que depende del tamaño del haz y de la difusividad lateral de la muestra), la amplitud de la dilatación térmica disminuye como $1/f$ mientras que la componente que está en fase con la modulación cae como $1/f^2$.

En este capítulo se propone un método que permite reducir la contribución térmica de la fotocorriente sin necesidad de modular a altas frecuencias (Landi *et al* [45]). En base al modelo desarrollado en el capítulo anterior, se muestra que descentrando el punto en el cual se sensa la fotocorriente, es posible anular la contribución térmica que está en fase con la luz. Esto ocurre dado que fuera del centro del haz, aparece un desfasaje adicional debido a la difusión lateral del calor. En efecto, una vez apagado el haz, el calor difunde lateralmente en un tiempo característico $\tau_0 \sim \sigma^2/D_r$. Una vez transcurrido un tiempo mucho mayor que τ_0 , la temperatura de la muestra será aproximadamente uniforme e igual a la ambiente, en condiciones similares a la inicial. Pero si el haz se prende antes de que esto ocurra, además de la radiación directa, los puntos fuera del centro del haz tendrán una componente adicional de calor debido a la difusión lateral en curso, cuyo desfasaje dependerá del retardo con el que llegue este calor. Cuanto más alejado se encuentre un punto del centro del haz, mayor será el desfasaje para una misma frecuencia de modulación. Por lo tanto, cuando la punta

del STM sensa corrientes fotoinducidas fuera del centro del área iluminada, las señales térmicas presentan un comportamiento con la frecuencia diferente al mostrado en el capítulo anterior para puntos en el centro del haz.

En la primera sección se presentan los resultados obtenidos numéricamente en base al modelo desarrollado en el capítulo anterior, los que muestran que es posible anular la contribución térmica en fase con la luz. Luego se presentan los resultados experimentales realizados sobre HOPG y oro que permiten corroborar el modelo, y finalmente se discuten algunas conclusiones sobre el método propuesto.

3.1 Resultados numéricos

Cuando la punta del STM sensa la corriente fotoinducida en una región apartada del centro de la zona iluminada, es decir, cuando $r \neq 0$, la expresión de la dilatación 2.14 se puede escribir:

$$\delta L_z = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right) \quad (3.1)$$

donde r' es la distancia al centro del haz medida en unidades del radio del haz σ , η la eficiencia a la cual la luz incidente es convertida en calor, P la potencia absorbida, κ_r la conductividad de la muestra en la dirección radial r , λ_z su coeficiente de dilatación lineal en la dirección z y $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ es la función que contiene la información sobre la amplitud y el desfasaje de la modulación térmica para todos los puntos del área iluminada:

$$F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right) = \int_0^{\infty} \frac{e^{-u^2}}{u^2 + i \frac{\omega}{\omega_0}} J_0(-\sqrt{2} ur') u du \quad (3.2)$$

donde J_0 es la función de Bessel de primera clase de orden cero y $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$ es la frecuencia de corte que depende del tamaño del haz y de la difusividad térmica radial D_r de la muestra.

En la figura 3.1 se muestran los resultados obtenidos numéricamente para la respuesta en frecuencia de la función $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ para varios valores de r' . Tal como se mostró en el capítulo anterior, se observa que para frecuencias mayores que ω_0 , la amplitud de la dilatación en el centro del haz cae como $1/\omega$ (fig. 3.1a) y la componente

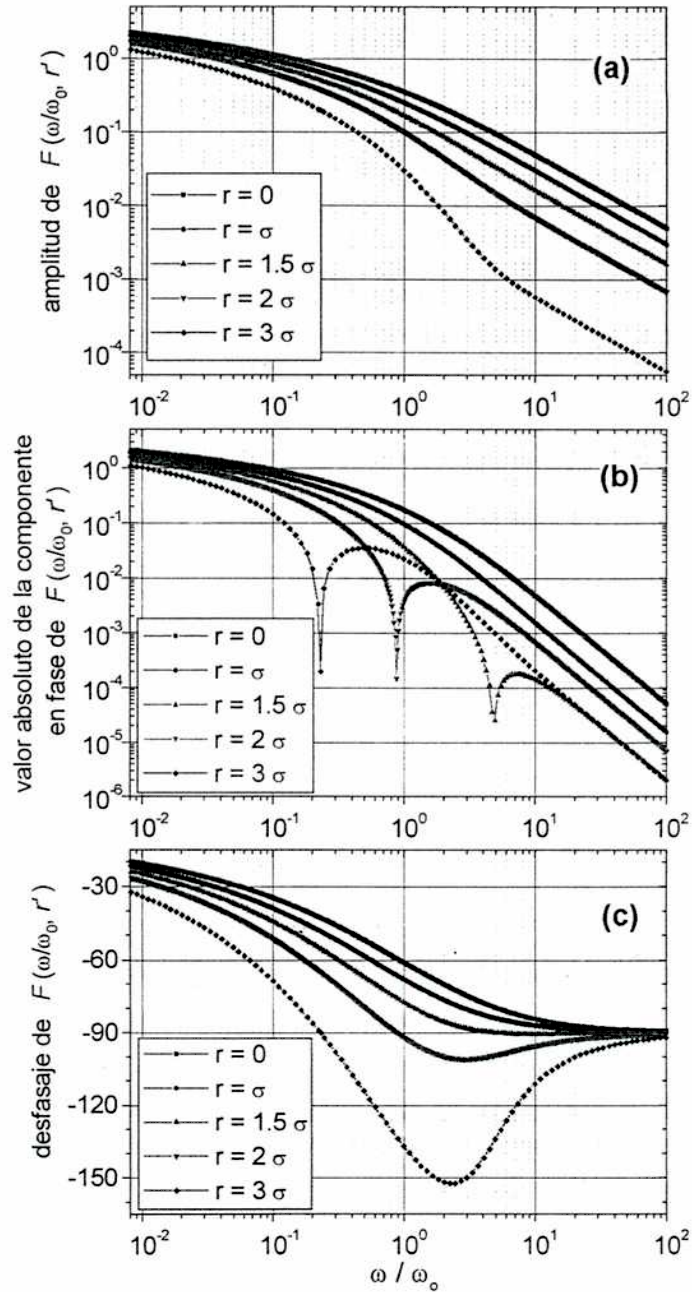


Figura 3.1: Respuesta en frecuencia de la dilatación como función de la frecuencia normalizada ω/ω_0 para diferentes posiciones de la punta respecto al centro del haz, donde $\omega_0 = 2D_r/\sigma^2$ es una frecuencia de corte. (a) amplitud de la señal; (b) valor absoluto de la componente en fase y (c) desfase.

en fase, como $1/\omega^2$ (fig. 3.1b) con una fase que asintóticamente se aproxima a -90° (fig. 3.1c).

A medida que nos alejamos del centro del haz, la fase se aproxima más rápido a -90° y a partir de un punto crítico (cercano a $r = 1.5 \sigma$) los sobrepasa para volver a tender asintóticamente a -90° pero desde fases más negativas (ver fig. 3.1c). Este hecho da lugar a un comportamiento anómalo de la componente en fase de la dilatación, que se anula en el momento en que el desfase cruza los -90° . Dado que en la figura 3.1b se grafica el valor absoluto de la componente en fase, este comportamiento se manifiesta como una caída abrupta. Cuanto más alejado del centro del haz se observe la dilatación, menor es la frecuencia a la cual ocurre el cruce y más por debajo de los -90° se desfasa la señal.

Este fenómeno puede entenderse, si se considera que los puntos fuera del centro del haz no sólo se calientan por la radiación directa del láser, sino que además lo hacen por difusión. Por lo tanto, el incremento de temperatura llega con retardo creciente a medida que uno se aleja del centro del haz.

Si el haz se modula a bajas frecuencias, es decir $\omega \ll \omega_0$, el período de la modulación es mucho mayor que el tiempo característico τ_0 de difusión del calor. Por lo tanto, cada vez que se "prende" el haz, la muestra ya se ha termalizado y la situación es similar a la inicial. Es de esperar entonces que no haya una variación significativa del desfase de la señal dentro de toda la región iluminada. En la figura 3.1c se ve que cuando $\omega = 0.01 \omega_0$, la diferencia entre el desfase en el centro del haz y el que ocurre a una distancia de 3σ es solamente de 10° , mientras que para frecuencias del orden de la frecuencia de corte, esta diferencia es ocho veces mayor.

En el otro límite, es decir para frecuencias de modulación suficientemente altas ($\omega \gg \omega_0$) se observa en la fig. 3.1 que la fase de la señal es aproximadamente -90° cualquiera sea la distancia al centro del haz y la amplitud cae como $1/\omega$. En este caso, la modulación es mucho más rápida que τ_0 y no permite que difunda el calor en la muestra. Si escribimos la función $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ definida en 3.2 para $\omega \gg \omega_0$. resulta:

$$\begin{aligned} F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right) &= \int_0^\infty \frac{\omega_0}{\omega} \frac{e^{-u^2}}{\frac{\omega_0}{\omega} u^2 + i} J_0(-\sqrt{2} ur') u du \approx \\ &\approx \frac{2D_r}{\omega\sigma^2} \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{i} J_0(-\sqrt{2} ur') u du = \\ &= \frac{D_r}{\omega\sigma^2} e^{-r'^2/2} e^{-i\frac{\pi}{2}} = \frac{D_r}{\omega\sigma^2} e^{-r'^2/2\sigma^2} e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{aligned}$$

Reemplazando este resultado en la ecuación 3.1 se obtiene:

$$\delta L_z = \frac{\lambda_z \eta}{2\rho c \omega} e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \frac{P}{\pi \sigma^2} e^{-r^2/2\sigma^2} \quad (3.3)$$

que es la dilatación térmica predicha por el modelo unidimensional (ec. 2.9) con $I = \frac{P}{\pi \sigma^2} e^{-r^2/2\sigma^2}$. Por lo tanto, para altas frecuencias de modulación, cada punto del área iluminada sufre una modulación térmica siempre en cuadratura con la luz y con una amplitud decreciendo como $1/\omega$. A la vez, la dilatación en conjunto sigue la distribución gaussiana dada por la intensidad con un máximo en el centro del haz.

En la figura 3.2 se muestra la variación de la función $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ con la distancia al centro del haz medida en unidades de σ para varias frecuencias de modulación. Para una frecuencia de modulación dos órdenes menor que ω_0 , tanto la amplitud (fig. 3.2a) como la fase (fig. 3.2c) de $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ varían levemente dentro del haz. A medida que aumenta la frecuencia de modulación, la amplitud de la señal térmica (fig. 3.2a) disminuye más rápidamente al alejarse del centro del haz, y para frecuencias mayores que ω_0 sigue el comportamiento gaussiano dado por la ecuación 3.3 con una fase cercana a los -90° (fig. 3.2c), en concordancia con el modelo unidimensional. El comportamiento de la componente en fase de la señal térmica se muestra en la figura 3.2b. Se observa que cuanto mayor sea la frecuencia de modulación, la componente en fase se anula en puntos más cercanos al centro del haz, hasta llegar a una distancia mínima de 1.4σ .

Modulando el haz a la frecuencia de corte, la amplitud cae un orden de magnitud a una distancia de 3σ del centro (fig. 3.2a), pero su componente en fase con la modulación (fig. 3.2b), se anula para un $r = 1.9 \sigma$. Por lo tanto, descentrando el punto en el cual se sensa la corriente, es posible anular la contribución térmica a la fotocorriente si se mide la señal en fase con la modulación de la luz.

3.2 Resultados experimentales

El esquema experimental utilizado es el mismo que el descrito en el capítulo anterior (fig. 2.4). Una vez que se ha maximizado la señal térmica de forma tal que la punta quede centrada en la zona iluminada, se desplaza lateralmente el haz. Ello se logra cambiando el ángulo de incidencia del láser sobre la lente de enfoque mediante un tornillo micrométrico diferencial adosado a uno de los espejos en los que se refleja el haz. La cantidad exacta del desplazamiento no puede medirse.

En esta sección se muestran los resultados obtenidos en HOPG y en oro, comparándolos con el modelo descrito. En las mediciones se utilizó un diodo láser de 10 mW de potencia y 670 nm de longitud de onda.

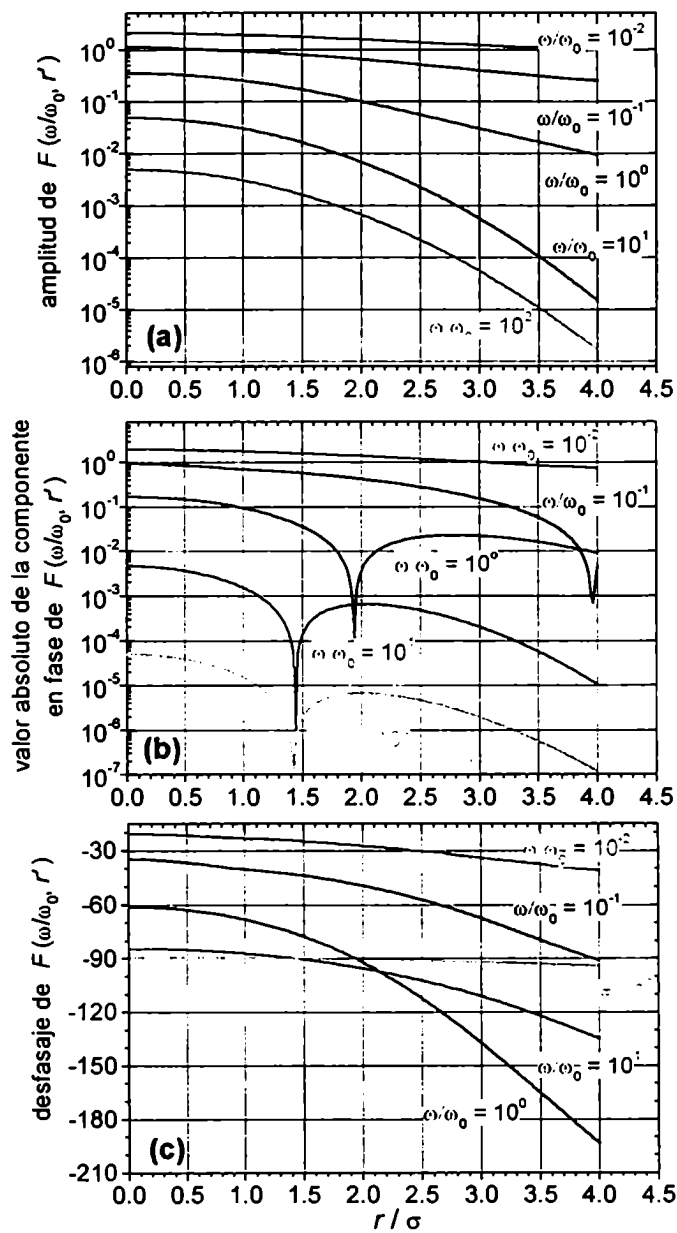


Figura 3.2: Dilatación térmica como función de la distancia al centro del haz medida en unidades de σ , para diferentes frecuencias ω/ω_0 , donde $\omega_0 = 2D_r/\sigma^2$ es la frecuencia de corte. (a) amplitud de la señal; (b) valor absoluto de la componente en fase y (c) desfasaje.

En el caso del HOPG, su alta difusividad térmica ($D_r = 14.5 \text{ cm}^2/\text{s}$) da lugar a una frecuencia de corte por encima del límite alcanzado por nuestro equipo (para $\sigma = 60 \text{ }\mu\text{m}$, la frecuencia de corte es $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{D_r}{\pi\sigma^2} = 120 \text{ kHz}$). A fin de comparar las mediciones con el modelo, se ha ensanchado la zona iluminada desenfocando el láser, por lo que fue necesario un mayor corrimiento lateral.

En la figura 3.3 se muestran los resultados obtenidos sobre la muestra de HOPG. De acuerdo a la ecuación 2.3, la corriente fotoinducida se divide por la corriente túnel total, para obtener una magnitud proporcional a la expansión de la muestra (fig. 3.3a). Los datos medidos parecen corresponder con el comportamiento esperado para un $r = 3.6 \sigma$ como se puede observar en los gráficos correspondientes a la componente en fase con la modulación y al del desfasaje (figuras 3.3b y 3.3c respectivamente). La frecuencia de corte obtenida en estas mediciones es de 5 kHz , correspondiendo a un haz de $\sigma \simeq 300 \text{ }\mu\text{m}$.

En la figura 3.4 se muestran los resultados para una lámina de oro iluminada con el mismo diodo láser que con el HOPG. La amplitud de la corriente inducida normalizada por la corriente túnel promedio se muestra en la figura 3.4a, y en la fig. 3.4b el desfasaje de la fotocorriente respecto a la modulación de la luz. Si bien la posición exacta de la punta respecto al centro del área iluminada no puede conocerse, el rápido cambio hacia un desfasaje de -90° es como el esperado para un corrimiento del orden de $r = 3 \sigma$. La superposición de los resultados numéricos para ese corrimiento con los datos experimentales indica una frecuencia de corte alrededor de los 7 kHz la cual corresponde a un radio de $\sigma = 75 \text{ }\mu\text{m}$.

3.3 Algunas conclusiones sobre el método propuesto

Si bien los resultados experimentales muestran la validez del modelo propuesto, los corrimientos respecto al centro del haz necesarios son demasiado grandes para que el método sea de utilidad. Dado que las contribuciones de interés a la fotocorriente son proporcionales a la intensidad de la luz, alejándonos del centro no sólo disminuye la contribución térmica sino que también hay una reducción importante de la señal buscada.

Tal como se observa en la figura 3.2b, el punto más próximo al centro del haz para el cual la componente térmica en fase se anula, es $r = 1.4 \sigma$ y se logra modulando a frecuencias por lo menos dos órdenes de magnitud superiores a la frecuencia de corte. La intensidad máxima posible en ese punto para un haz gaussiano es $I = I_0/e$. Para alcanzar la frecuencia de modulación necesaria ($\omega = 10^2 \omega_0$) la limitación de

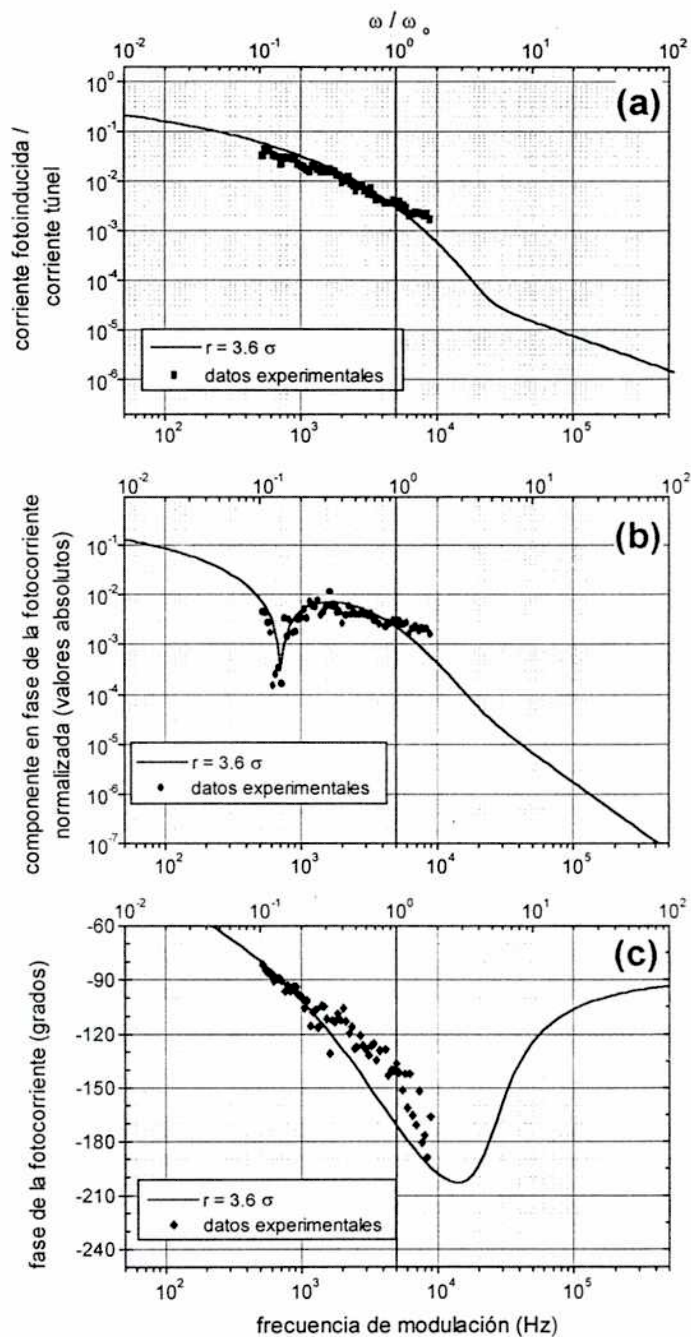


Figura 3.3: Respuesta en frecuencia de la corriente fototérmica para una muestra de HOPG, utilizando un diodo láser de $\lambda = 670 \mu\text{m}$ de 10 mW de potencia incidiendo con polarización s . Se superponen los resultados numéricos obtenidos de la ec.3.2 con $r = 3.6 \sigma$ para una comparación cualitativa con el modelo. (a) Amplitud de la corriente fotoinducida normalizada; (b) valor absoluto de la componente en fase y (c) desfase respecto a la modulación.

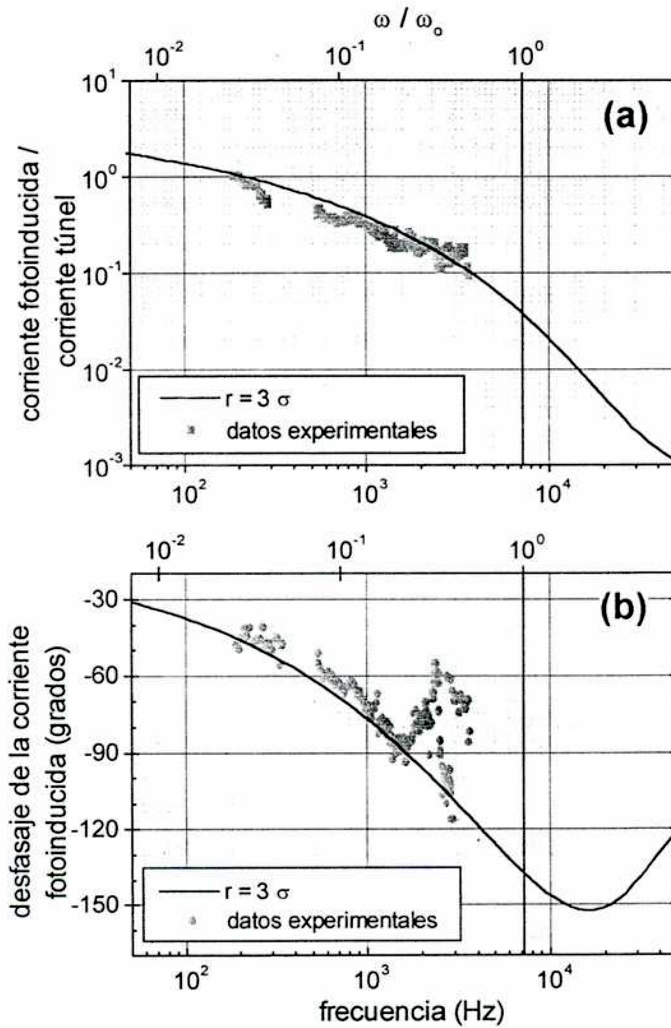


Figura 3.4: Respuesta en frecuencia de la corriente fototérmica para una muestra de oro, utilizando un diodo láser de $\lambda = 670 \mu m$ de $10 mW$ de potencia incidiendo con polarización s . Se superponen los resultados numéricos obtenidos de la ec.3.2 con $r = 3 \sigma$ para una comparación cualitativa con el modelo. (a) Amplitud de la corriente fotoinducida normalizada y (b) desfase respecto a la modulación.

nuestro equipo nos obliga a ensanchar el haz a fin de reducir la frecuencia de corte. Esto significa una reducción sustancial en la intensidad pues $I_0 \propto 1/\sigma^2$. Modulando a menores frecuencias (ω_0 por ejemplo) se debe descentrar la medición aproximadamente 2σ para anular la componente en fase de la dilatación térmica. Esto trae aparejado una reducción en la intensidad máxima de $I = I_0/e^2$.

Sin embargo, en realidad no es necesario desfasar la señal térmica a -90° para cancelarla. De hecho esa contribución se reduce en un factor $\cos(\phi_{med} - \phi_{term})$ donde ϕ_{med} es la fase en que se realiza la medición y ϕ_{term} es la fase de la contribución térmica, ambas respecto a la modulación de la luz. Por lo tanto, estableciendo la fase medida en cuadratura con la fase térmica, la contribución térmica se cancela mientras que la señal de interés (a fase cero) se reduce en un factor $\cos(\phi_{med})$. Por lo tanto hay un incremento en la relación señal ruido $\left(\frac{S}{R}\right)_{aumento}$ dado por:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_{aumento} = \frac{\cos(\phi_{med})}{\cos(\phi_{med} - \phi_{term})} \quad (3.4)$$

Por ejemplo, si se mide con un desfasaje $\phi_{med} = -135^\circ$ la contribución térmica ($\phi_{term} = -45^\circ$) se cancela a $r = 1.5 \sigma$ y $\omega/\omega_0 = 0.1$ (ver fig. 3.1c). La relación señal ruido es aumentada en más de ocho veces si se considera un error de $\pm 5^\circ$ en la determinación de la fase.

$$\left(\frac{S}{R}\right)_{aumento} = \frac{\cos(-135^\circ)}{\cos(-135^\circ + 45^\circ \pm 5^\circ)} \gtrsim 8$$

Más aún, a $\omega = \omega_0$ y midiendo con un desfasaje de -150° la medición puede realizarse en el centro del haz ($r = 0$) con un incremento en la relación señal-ruido superior a 16 veces, si el error en la fase es de $\pm 3^\circ$. Se debe tener en cuenta que a $r = 0$ el ruido en la fase debido a las fluctuaciones del láser se minimiza (ver figura 3.2c).

Este método por lo tanto, permite mejorar la relación señal-ruido al sensar mecanismos no térmicos de interacción. Eligiendo un tamaño de haz y una frecuencia de modulación adecuados, es posible reducir la contribución térmica sin necesidad de modular a altas frecuencias.

Capítulo 4

Red térmica modulada en amplitud

En este capítulo se presenta un método para reducir la componente térmica de las señales fotoinducidas basado en una geometría de iluminación diferente. Al iluminar con un haz modulado en amplitud, de acuerdo a lo discutido en los capítulos anteriores, la componente térmica se reduce a altas frecuencias o sensando la corriente fuera del centro de la mancha. En ambos casos el mecanismo involucrado está relacionado con la difusión lateral del calor. Si la frecuencia de modulación es la frecuencia de corte ω_0 , el calor alcanza a difundir lateralmente hasta una distancia del orden del radio del haz σ , antes que una nueva irradiación modifique la distribución térmica en la muestra. Al modular a frecuencias por encima de ω_0 , la longitud de difusión lateral decrece, hasta llegar al límite de frecuencias tan altas que no dan tiempo a que se difunda el calor, ni radialmente ni en profundidad, con la consecuente reducción de la dilatación. Pero las frecuencias requeridas para que ello ocurra, son demasiado altas para la mayoría de los microscopios túnel. Sin embargo, podemos lograr un aumento en la frecuencia “efectiva” de modulación, si se distribuye la intensidad de la radiación en franjas. Y cuanto mayor sea la cantidad de franjas dentro del tamaño del haz, mayor será este aumento efectivo de la frecuencia. Por ejemplo, si en el radio σ del haz se forman diez franjas, se lograría una dilatación similar a la obtenida iluminando sin franjas a una frecuencia de modulación cien veces mayor. Por lo tanto, si cambiamos la geometría de la iluminación, en principio sería factible obtener una reducción en la señal térmica a frecuencias de modulación razonables. En este capítulo se muestra que estas consideraciones son válidas siempre y cuando no se considere la contribución a la dilatación térmica debido al perfil gaussiano, cuando el patrón es modulado en amplitud, a fin de discriminar la señal fotoinducida de la corriente túnel

normal, mediante la detección lock-in a la frecuencia de modulación. Como en las condiciones experimentales esto no resulta posible, con este esquema de iluminación con franjas no se obtiene una reducción de la componente térmica. Pero el análisis aquí desarrollado sirve para introducir el método con el que finalmente se ha logrado una importante disminución de la corriente fototérmica que se presentará en el próximo capítulo.

En la primera parte de este capítulo se describe la configuración experimental implementada para producir la iluminación con este esquema de franjas, y luego se propone un modelo que explica estos resultados, comparándolo con los modelos encontrados en la literatura.

4.1 Formación de la red térmica

El esquema de iluminación con franjas se puede lograr interfiriendo dos haces con diferentes direcciones de propagación en la superficie de la muestra. Si la interferencia se realiza sobre la superficie de un medio absorbente, se generan variaciones espacialmente periódicas de la temperatura formando una "red térmica" como se muestra en la figura 4.1. La absorción también causa un gradiente de temperatura en una pequeña capa adyacente a la superficie de la muestra.

Las primeras observaciones de redes térmicas en las superficies datan de principios de la década del '70 [46], [47], y desde ese entonces han sido usadas para investigar las propiedades térmicas de sólidos y líquidos absorbentes [48] y más recientemente para medir las difusividades de películas delgadas [49]-[51]. En estos trabajos, en lugar de modular el patrón de interferencia, generan sobre la muestra una red térmica transitoria (TTG: transient thermal grating) como producto de la superposición de dos láseres pulsados, y observan la difracción de un haz de prueba sobre la red. A partir de las mediciones del tiempo del decaimiento de la red y de su periodicidad, se obtiene entonces el valor de la difusividad térmica de la muestra, ajustando los datos con un modelo que describe el decaimiento exponencial de la temperatura de la red.

Si las intensidades de los haces son I_1 e I_2 la distribución de intensidad sobre la superficie es:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos qx \quad (4.1)$$

donde se supone que la red se extiende a lo largo de la dirección x con un vector de onda $q = 2\pi/\Lambda$, siendo Λ la periodicidad del patrón de interferencia.

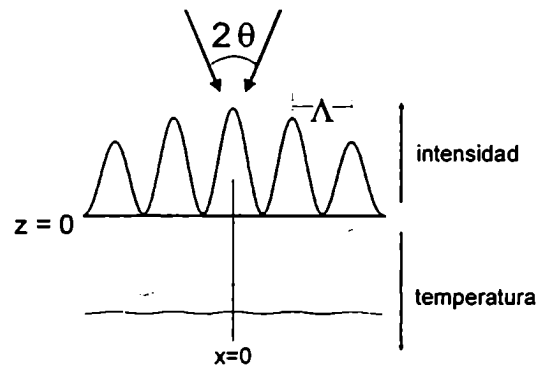


Figura 4.1: Formación de la red térmica en la superficie de un medio absorbente. Dos haces con un vector de onda $k_0 = 2\pi/\lambda$ interfieren en la superficie de la muestra ($z = 0$, z positivos hacia el interior de la muestra) formando una red con un vector de onda $q = 2k_0 \sin \theta$. En una capa adyacente a la superficie se genera un gradiente de temperaturas.

Si los haces tienen la misma intensidad $I = \frac{1}{2}I_0(1 + \cos \omega t)$ y están modulados a la misma frecuencia $f = \omega/2\pi$, la distribución de la intensidad en la interferencia (ec. 4.1) se escribe:

$$I = I_0(1 + \cos qx)(1 + \cos \omega t) \quad (4.2)$$

La cantidad de franjas formadas dependerá de la relación entre la interfranja Λ y el tamaño del haz σ . Para dos haces de longitud de onda λ que inciden en la superficie formando un ángulo 2θ la interfranja Λ estará determinada por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} = \frac{2\pi}{q} \quad (4.3)$$

4.2 Arreglo experimental

En esta sección se describe la configuración experimental armada para la medición de las corrientes fotoinducidas al iluminar con una red térmica y se comentan brevemente los resultados obtenidos con este esquema.

El esquema experimental se muestra en la figura 4.2. El haz del láser modulado se divide en dos haces que llegan paralelos a una lente colocada a su distancia focal de

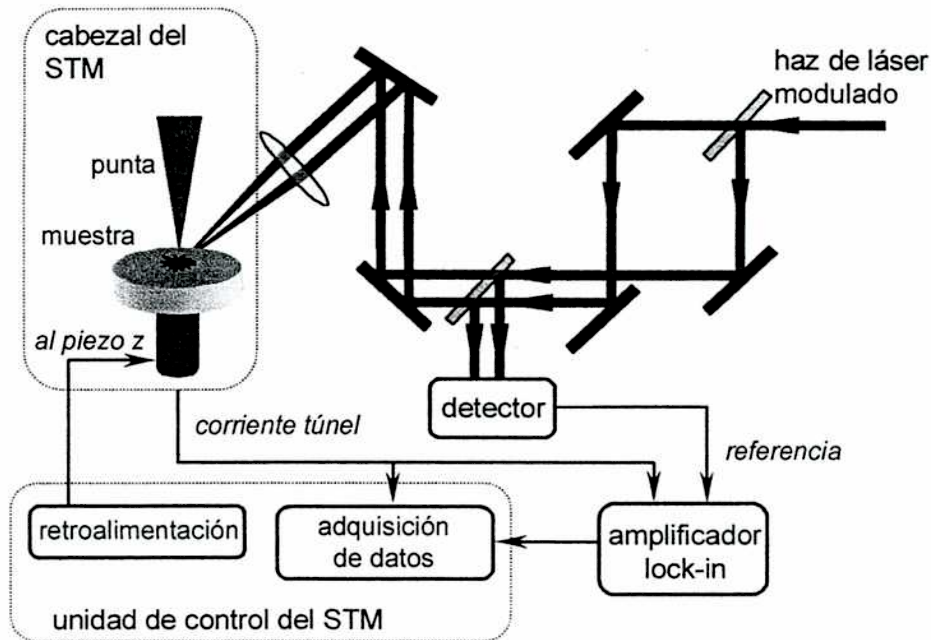


Figura 4.2: Esquema del experimento armado para medir corriente fotoinducidas cuando se ilumina con un patrón de franjas. El haz de un láser modulado se divide en dos haces que son alineados para llegar paralelos a una lente en cuyo foco está la unión túnel. La corriente túnel y la corriente modulada son adquiridas simultáneamente. Moviendo uno de los espejos del interferómetro se varía la cantidad de franjas en la unión túnel.

la juntura punta-muestra. La diferencia entre los caminos ópticos, queda determinada entonces por la separación entre los haces. El vector de onda q de la red formada por la interferencia resulta, a partir de la ecuación 4.3:

$$q = \frac{2\pi d}{\lambda F} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.4)$$

donde d es la separación de los haces y F la distancia focal de la lente.

Antes de establecer el tuneo, se ajusta la distancia de la lente a la muestra, observando a través de una lupa de $20\times$, para que la interferencia ocurra aproximadamente en la zona de la unión túnel. Luego, la punta del STM se aproxima sin iluminación hasta que se alcanza el valor de corriente túnel preestablecido. El lazo de control se encarga de mover el piezoeléctrico z para mantener la corriente constante, y la constante de tiempo se establece de forma tal que el lazo corrija los movimientos de baja frecuencia, pero que no responda a las variaciones de la frecuencia de modulación. Ilu-

minando separadamente con cada haz a bajas frecuencias de modulación, se maximiza la señal fotoinducida moviendo levemente la posición de la lente. Luego se mide el comportamiento de estas señales con la frecuencia a fin de determinar si corresponde a la punta sensando en el centro de los mismos. Estas mediciones son imprescindibles, pues indican el grado de superposición de los haces en la región.

La cantidad de franjas formadas en el área iluminada se varía moviendo manualmente uno de los espejos del interferómetro. La separación mínima que se puede obtener con esta configuración es de 4 mm , y la máxima de unos 20 mm . Esto significa que (de acuerdo a la ecuación 4.4) la separación entre franjas se puede variar entre aproximadamente 12 μm y 3 μm , para una lente de 7 cm de distancia focal y longitudes de onda entre 670 nm y 780 nm . Si el radio del haz es del orden de los 100 μm , se pueden formar de 8 a 30 franjas en la mancha.

Un divisor de haz colocado en la zona en que los haces se encuentran paralelos, colecta una porción de los mismos que se hace interferir separadamente. Con la idea de observar la formación del patrón de franjas y determinar su estabilidad, se amplía el tamaño de la mancha de esta interferencia de control, mediante una lente de distancia focal grande y un espejo curvo, a fin de observarlo directamente con una cámara CCD (esta disposición no se muestra en la figura 4.2).

Los controles realizados, mostraron que las vibraciones ambiente provocan que las franjas oscilen hasta alrededor de media franja. Estas inestabilidades pueden producirse en el interferómetro en sí, en la rama de interferencia armada para control o por una combinación de ambos. Para independizarse de estas inestabilidades, se agregó a uno de los espejos del interferómetro un piezoeléctrico. Vibrando entonces el piezoeléctrico, se modifica la separación entre los haces de manera controlada. La ventaja de este método, es que implementando un circuito de retroalimentación, podrían mantenerse las franjas fijas. Esto no llegó a implementarse, dado que, tal como fue anticipado, los resultados obtenidos con este esquema de iluminación, no fueron satisfactorios. Más aún, no se observó diferencia alguna con los obtenidos iluminando con un solo haz modulado, a no ser por el ruido introducido por las fluctuaciones de las franjas. En la siguiente sección se propone un modelo que explica estos resultados.

4.3 Modelos teóricos

La periodicidad en una dirección introducida por una red térmica sugiere el uso de la ecuación unidimensional para el flujo del calor. En efecto, gran parte de los trabajos en los que utilizan TTG para medir la difusividad de los materiales [46]-[48], están basados en este modelo unidimensional, que lleva a una relación muy simple entre el

tiempo de decaimiento exponencial τ de la señal térmica, la periodicidad Λ de la red y la difusividad térmica lateral D_r de la muestra:

$$\tau = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 D_r} \quad (4.5)$$

Sin embargo es una aproximación muy pobre pues sólo tiene en cuenta la difusión del calor a través de la red e ignora el flujo de calor en las otras direcciones. Jáuregui y Matthias [49] sugirieron que este tratamiento unidimensional era la causa de las desviaciones sistemáticas entre los resultados experimentales y los valores comúnmente aceptados de las difusividades térmicas. En base a consideraciones teóricas, propusieron un modelo que describe el incremento de la temperatura en la superficie de la muestra y en el centro de la red. Para ese punto, el modelo da una velocidad de difusión del calor efectiva τ_{eff}^{-1} que puede desacoplarse como la suma de las velocidades de difusión a lo largo de los tres ejes:

$$\tau_{eff}^{-1} = \tau_x^{-1} + \frac{1}{2}\tau_y^{-1} + \tau_z^{-1} = \left(\frac{4\pi^2}{\Lambda^2} + \frac{2}{\sigma^2} \right) D_r + \tau_z^{-1} \quad (4.6)$$

para una red formada en la dirección x y siendo σ la extensión de la red en la dirección y .

La expresión 4.6 sugiere que cuando la red se modula en amplitud, como es en nuestro caso, existen dos frecuencias de corte: una dada por el tamaño del haz y la otra por la periodicidad de la red. La dilatación producida en la muestra estará regulada entonces por la relación entre esas frecuencias de corte con la frecuencia de modulación de la red.

Como los modelos encontrados en la literatura no se ajustan a las condiciones de nuestros experimentos, hemos resuelto la ecuación de difusión del calor 2.4 para calcular la dilatación producida en la muestra cuando se la ilumina con franjas equiespaciadas moduladas en intensidad.

4.3.1 Perfil de temperaturas

En el modelo propuesto se supone que entre los electrones y la red atómica existe un equilibrio térmico, que las dimensiones de la muestra son mucho mayores que el tamaño típico del haz incidente y que la absorción de la radiación decae exponencialmente al penetrar en la muestra.

Los haces presentan un perfil gaussiano, están modulados a la misma frecuencia $f = \omega/2\pi$, tienen el mismo tamaño σ , la misma intensidad dada por:

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos \omega t) e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$$

y se superponen exactamente sobre la superficie de la muestra que se encuentra en el plano $z = 0$, con z positivos hacia el seno del material. El calor depositado por unidad de volumen y tiempo $Q(\vec{r}, t)$ está modulado espacialmente en la dirección x , formando una red térmica de periodicidad Λ , con una intensidad que disminuye hacia los bordes de la zona iluminada según una envolvente gaussiana. En la dirección y perpendicular a las franjas, la intensidad tiene un perfil gaussiano.

Con estas condiciones, la ecuación de difusión del calor que se debe resolver es la siguiente:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - D_r \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) - D_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{\eta \alpha I_0}{\rho c} e^{-\alpha z} (1 + \cos qx) (1 + \cos \omega t) e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2}} \quad (4.7)$$

donde α es el coeficiente de penetración óptica de la radiación, η la eficiencia a la cual la luz incidente es convertida en calor, ρ , c y D la densidad, el calor específico y la difusividad de la muestra respectivamente y $q = 2\pi/\Lambda$ es el vector de onda de la red térmica.

Resolviendo la ecuación 4.7 se obtiene la siguiente expresión para el incremento de la temperatura (el detalle de estos cálculos se puede buscar en el apéndice A2):

$$\begin{aligned} \theta(\vec{r}, t) = & \frac{2P\eta\alpha}{(2\pi)^2 \rho c D_z} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \left\{ \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z}}{(\xi_0^2 - \alpha^2)} + \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi} e^{-\xi z}}{(\xi^2 - \alpha^2)} e^{i\omega t} \right. \\ & \left. + \left[\frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_{01}} e^{-\xi_{01} z}}{(\xi_{01}^2 - \alpha^2)} + \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z}}{(\xi_1^2 - \alpha^2)} e^{i\omega t} \right] \cos qx \right\} \times \\ & \times e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-k^2 \sigma^2 / 2} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (4.8)$$

Los parámetros ξ_i representan los coeficientes complejos de penetración térmica. En el límite unidimensional, estos coeficientes se escriben:

$$\begin{aligned}
\xi^2 &\longrightarrow i \frac{\omega}{D_z} \\
\xi_{01}^2 &\longrightarrow \frac{D_r}{D_z} q^2 \\
\xi_1^2 &\longrightarrow \frac{D_r}{D_z} q^2 + i \frac{\omega}{D_z}
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Se observa entonces que hay dos procesos diferenciados que determinan la profundidad de penetración térmica. Por un lado, al igual que en el caso de un haz gaussiano modulado en amplitud, la frecuencia de modulación ω limita la longitud de penetración térmica a:

$$\delta_T = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega}}$$

Pero con este sistema de iluminación, la formación de la red térmica introduce una nueva longitud de penetración térmica que llamaremos δ_{T_q} , que depende de la separación entre franjas de la red y de la difusividad térmica de la muestra, definida según:

$$\delta_{T_q} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{D_z}{D_r}}$$

Cuanto menor sea la interfranja Λ , menor será la profundidad de penetración térmica debida a este proceso. En nuestro caso, el mínimo valor que puede tomar Λ es del orden de los micrometros. Esto significa que δ_{T_q} será siempre mucho mayor que la penetración óptica de la radiación. Por otra parte, para las frecuencias de modulación habituales también δ_T es mucho mayor que la penetración de la radiación. Haciendo entonces la aproximación $\alpha \gg \xi_i$ en la ecuación 4.8, el campo de temperaturas queda:

$$\theta(\vec{r}, t) = 2\theta_{gauss}(\vec{r}, t) + \theta_q(\vec{r}, t) \cos qx \tag{4.10}$$

donde $\theta_{gauss}(\vec{r}, t)$ es la variación de temperatura que se produce por la iluminación de un haz gaussiano (ver ecuación 2.13), y $\theta_q(\vec{r}, t)$ es la amplitud de la temperatura que oscila con el $\cos qx$:

$$\theta_q = \frac{P\eta}{\pi\kappa_r\delta_0} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}} \left(\frac{e^{-\gamma\frac{z}{\delta_0}}}{\gamma} + \frac{e^{-\sqrt{\gamma^2+i\frac{2\omega}{\omega_0}}\frac{z}{\delta_0}}}{\sqrt{\gamma^2+i\frac{2\omega}{\omega_0}}} e^{i\omega t} \right) \tag{4.11}$$

donde $\gamma = q\sigma = 2\pi\sigma/\Lambda$ es un parámetro que indica la cantidad de franjas que forman la red térmica y $\delta_0 = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega_0}}$ es la penetración de la radiación para una modulación a la frecuencia de corte $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$.

Por lo tanto, con este esquema de iluminación se obtiene (ec. 4.10) el doble de incremento de temperaturas que para el haz gaussiano¹, más un término modulado espacialmente, que representa la formación de la red térmica. La importancia de este término sobre el incremento total de temperatura depende de la frecuencia de modulación, el tamaño del haz y la cantidad de franjas formadas. Hemos visto que para frecuencias de modulación altas ($\omega \gg \omega_0$) la componente modulada de θ_{gauss} decrece como $\omega^{-1/2}$ (ec. 2.13). ¿Qué pasa con θ_q ? En principio, la relación no es tan directa. Pero, observando la expresión 4.11 para θ_q , se puede definir una nueva frecuencia de corte $\omega_q = q^2 D_r$ que determinará el peso de este término en la temperatura total (ya que $\sqrt{\gamma^2 + i\frac{2\omega}{\omega_0}} = \sqrt{q^2\sigma^2 + i\frac{\omega\sigma^2}{D_r}} = \sqrt{\frac{2}{\omega_0}} \sqrt{q^2 D_r + i\omega} = \sqrt{2\frac{\omega_q}{\omega_0} + 2i\frac{\omega}{\omega_0}}$). Esta nueva frecuencia de corte ω_q es siempre mayor que la frecuencia de corte ω_0 debida al tamaño del haz, dado que los casos de interés son aquellos en los que se forman más de una franja dentro de la zona iluminada. Tenemos entonces tres situaciones diferenciadas, según sea la frecuencia de modulación respecto a las frecuencias de corte ω_0 y ω_q , que determinan el peso relativo de la modulación espacial introducida con las franjas y la modulación temporal de las mismas. Estas situaciones se representan en la figura 4.3, en las que se muestra la amplitud de la temperatura modulada θ_ω a la frecuencia ω de modulación de la red térmica (fig. 4.3a) y del haz modulado (fig. 4.3b). Para independizarse de las características del haz y del material iluminado, se ha graficado la función θ_ω/θ_0 que sólo tiene en cuenta los factores geométricos y de modulación, siendo θ_0 la temperatura definida por:

$$\theta_0 = \frac{P\eta}{(2\pi)^2 \kappa_r \delta_0}$$

Por simplicidad, los cálculos mostrados corresponden a una relación $\sigma/\Lambda = 2$, que si bien no representa una situación posible con nuestra configuración experimental, los resultados se aplican para cualquier otra relación entre Λ y σ . Se ha supuesto, a fin de facilitar la comparación, que la intensidad del haz gaussiano es el doble de las intensidades de cada uno de los haces que forman la red térmica. Para cada una de las curvas graficadas, se indica la relación máxima entre el incremento de temperatura θ_q producido exclusivamente por la red, y el incremento debido a la extensión finita de la misma θ_{gauss} . Se observa que para frecuencias de modulación menores que ω_0 (y

¹El factor 2 que multiplica a θ_{gauss} se debe a que la intensidad de cada uno de los haces que interfieren es la misma que la intensidad del único haz modulado con la que se llegó a la expresión 2.13.

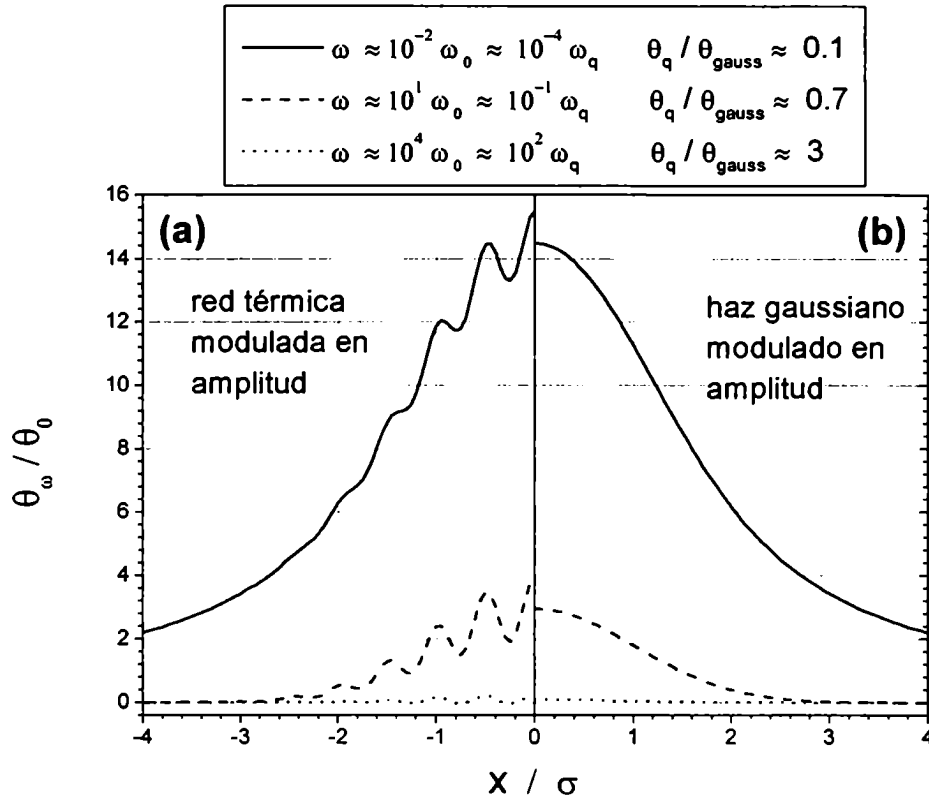


Figura 4.3: Amplitud del incremento de la temperatura (normalizado con θ_0) obtenido a la frecuencia de modulación de (a) una red térmica y (b) un haz gaussiano. Se muestran los cálculos realizados para tres frecuencias ω de modulación: $\omega \ll \omega_0$, $\omega_0 < \omega < \omega_q$ y $\omega \gg \omega_q$.

por ende mucho menores que ω_q) esta relación es sólo del 10% y que va aumentando a medida que se incrementa la frecuencia, llegando a ser del 300% para una frecuencia dos órdenes de magnitud mayor que ω_q . Sin embargo, a medida que aumenta la frecuencia de modulación, también se reduce el incremento de temperatura producido por un único haz (fig. 4.3b), por lo que el método no representa una mejora al esquema estándar de iluminación.

Puede notarse que este modelo conduce a las mismas dos frecuencias características $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$ y $\omega_q = q^2 D_r$ propuestas en la referencia [49] (ec. 4.6). Sin embargo, en nuestro caso el incremento de la temperatura obtenido en la dirección de formación de las franjas está fuertemente relacionado a ambas frecuencias, y no nos permite desacoplar la respuesta.

4.3.2 Dilatación térmica

Para hallar la dilatación térmica integramos el perfil de temperaturas 4.10 a lo largo del eje z multiplicado por el coeficiente de dilatación lineal en esa dirección λ_z . La dilatación tendrá una parte independiente del tiempo y otra que oscila a la frecuencia de modulación de la red. Esta última es la dilatación que nos interesa, pues es la que provoca la corriente fototérmica que mide el lock-in. Entonces, la dilatación que oscila a la frecuencia ω de modulación de la luz está dada por (ver apéndice A.2):

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P e^{i\omega t}}{2\pi\kappa_r} \left[2 F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right) + \frac{\omega_0/\omega_q}{1 + i\frac{\omega}{\omega_q}} e^{-\frac{r'^2}{2}} \cos qx \right] \quad (4.12)$$

donde $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ definida en 3.2, es la función que contiene la información sobre la fase y la amplitud de la dilatación para la iluminación con el haz gaussiano para los puntos que se encuentran a una distancia $r' = r/\sigma$ del centro de la zona iluminada.

La ecuación 4.12 se puede reescribir en la forma:

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P e^{i\omega t}}{2\pi\kappa_r} G(\omega, \omega_0, \omega_q, r')$$

donde la función $G(\omega, \omega_0, \omega_q, r')$ es el término adimensional entre corchetes de 4.12. Esta función depende de la relación entre ω , ω_0 y ω_q , y contiene la información sobre la fase y la amplitud de la dilatación.

En la figura 4.4 se muestra la variación de la función G con la frecuencia de modulación para tres relaciones entre la interfranja y el radio del haz. Los datos corresponden al cálculo de la dilatación en un punto en el centro de la zona iluminada ($r' = 0$) y suponiendo que la máxima interferencia se produce en ese punto. En concordancia con lo discutido con referencia a la temperatura en el ítem 4.3.1, el término correspondiente a la distribución gaussiana de la red es el que gobierna el comportamiento de la dilatación a bajas frecuencias de modulación, para valores típicos de tamaño del haz y de difusividades térmicas. Sólo para frecuencias cercanas a la frecuencia de corte ω_q que depende de la separación entre las franjas hay una inflexión en el módulo de la función G . Con respecto al desfase de la señal, se ve (fig. 4.4b) que éste tiende a -90° independientemente de la relación entre σ y Λ , y cerca de la frecuencia de corte ω_q ocurre una pequeña variación hacia -70° . Es decir, igual que para el haz gaussiano modulado, la dilatación de la muestra queda en cuadratura con la modulación de la luz, para frecuencias mayores que la frecuencia de corte ω_0 .

Por lo tanto, en todos los casos en que se debe tener en cuenta la finitud de la zona iluminada, independientemente de la distribución espacial del flujo de calor sobre

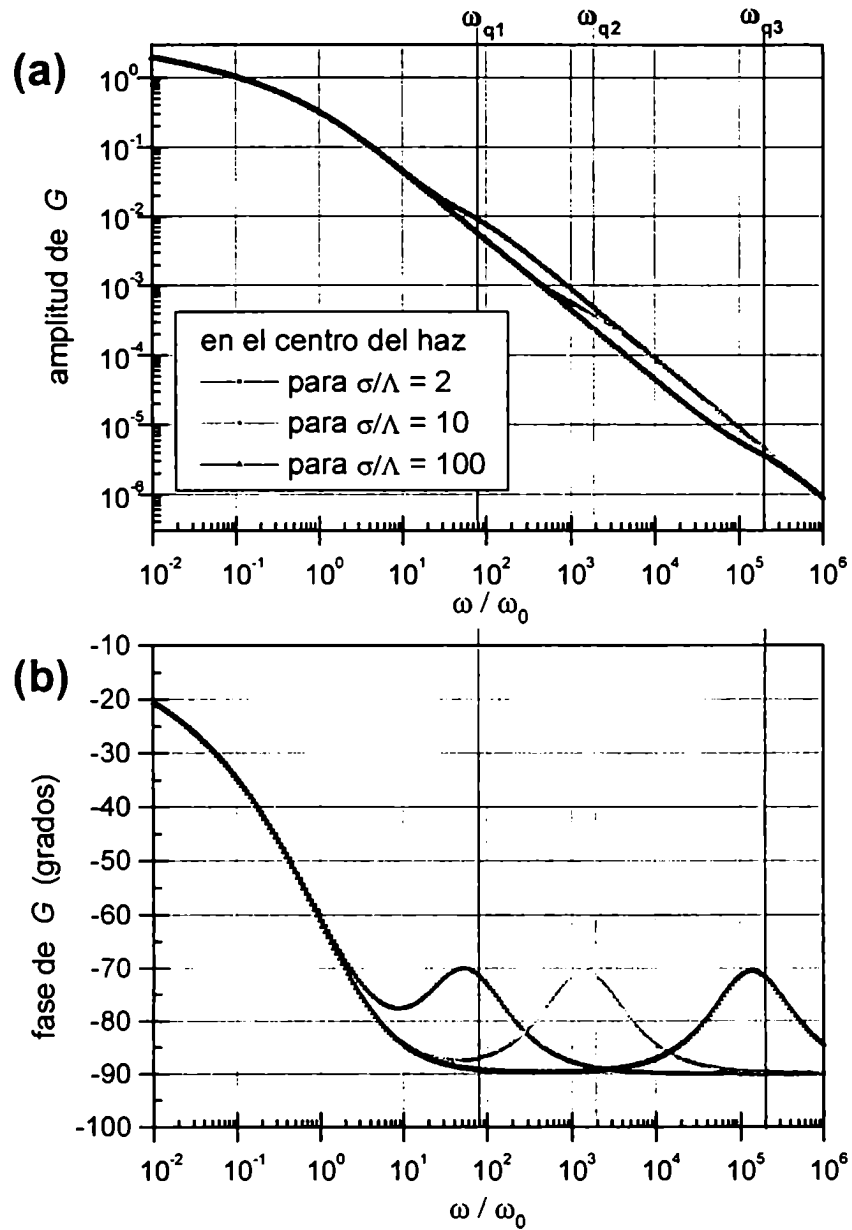


Figura 4.4: Amplitud y fase de la dilatación térmica en el centro de la región iluminada en función de la frecuencia, cuando se ilumina la muestra con una red térmica modulada en amplitud. Se muestra el comportamiento para tres diferentes relaciones entre la cantidad de franjas y el tamaño del haz, indicando la frecuencia de corte ω_q correspondiente.

la misma, la intensidad de la dilatación responderá principalmente a la frecuencia de prendido-apagado de la fuente cuando se modula a bajas frecuencias. Y nuevamente estamos en nuestro punto de partida: es necesario modular a frecuencias altas para *disminuir* la componente térmica de la corriente fotoinducida.

En los cálculos presentados hasta aquí se supuso que el centro de la zona iluminada coincide con un máximo de la interferencia. Pero eso experimentalmente es muy difícil de lograr. Recordemos además que las fluctuaciones producidas por las vibraciones ambiente son del orden de $\Lambda/2$. Entonces, para ver cómo se modifica la respuesta de la función G cuando el máximo no coincide con el centro, en la figura 4.5 se muestra la variación de la señal cuando la máxima intensidad de la interferencia está corrida $\pi/2$, $3\pi/4$ y π para una relación de 10 franjas dentro del haz.

Hasta más de un orden de magnitud por encima de ω_0 , tanto la amplitud como la fase de la dilatación no difieren de la obtenida con un haz gaussiano. El principal cambio se da alrededor y por encima de la frecuencia de corte ω_q debida a las franjas. Especialmente, cuando el mínimo de interferencia coincide con el punto en donde se mide la dilatación (en este caso $r' = 0$), que produce una dilatación en contrafase con la modulación de la luz.

4.4 Discusión

Hemos visto que con el esquema de iluminación por franjas propuesto en este capítulo, no se logra ninguna mejora respecto a la iluminación con un simple haz modulado. La componente térmica en la señal fotoinducida es del mismo orden que la obtenida con el método estándar, por lo que en principio no se justifica complicar el sistema de iluminación introduciendo un interferómetro. El análisis previo realizado describe correctamente el aumento temperatura $\theta_q(\vec{r}, t)$, pero el término debido al haz gaussiano de la ec. 4.10 tapa cualquier otro comportamiento.

Para los tamaños de haz y frecuencias de modulación típicos en los experimentos, domina la difusión lateral por el prendido y apagado del haz puesto que la extensión lateral del haz es finita. En efecto, es mucho más lenta la difusión radial hacia los bordes de la zona iluminada que la difusión en x , producto de la existencia de franjas. Por lo tanto, entre una irradiación y otra, el proceso que domina el experimento es el que corresponde la difusión hacia los límites del haz. Las franjas sólo introducen un pequeño desfase que sólo es apreciable en tiempos muy cortos.

En definitiva, siempre que se module la intensidad de la radiación para detectar la corriente fotoinducida, la componente térmica jugará un papel importante. En el

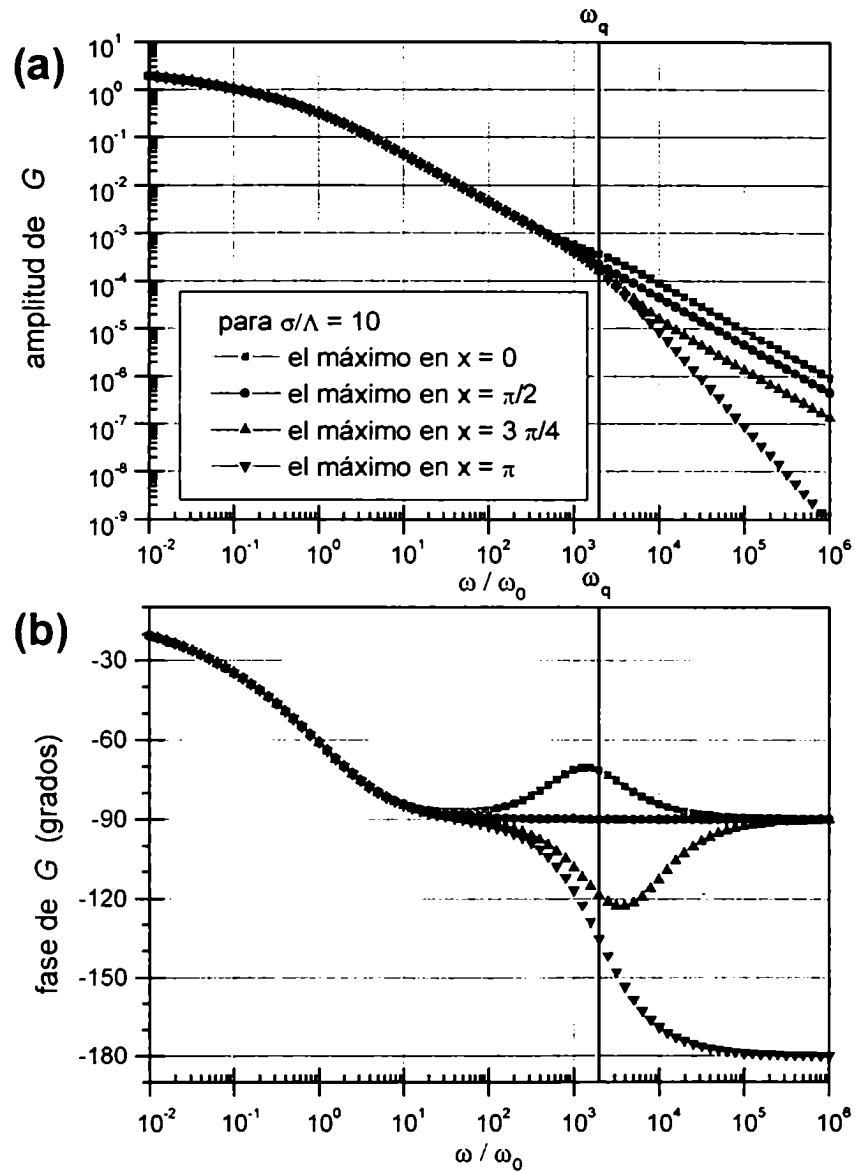


Figura 4.5: Para una relación de diez franjas dentro del área iluminada, se representa la respuesta en frecuencia de la dilatación (amplitud y fase) para una red térmica modulada. Cada curva corresponde a una relación distinta entre el centro del haz y el máximo de interferencia.

modelo, este hecho queda evidenciado por el primer término de la ecuación 4.10 para la expresión de la temperatura, o el primer término de 4.12 para la dilatación. Para reducir drásticamente la señal térmica, estos términos deben minimizarse o desaparecer. Los mecanismos posibles para minimizarlos, fueron discutidos en capítulos anteriores, y todos presentan inconvenientes. La posibilidad que queda es eliminarlos. Y ello es factible, como se muestra en el próximo capítulo.

Capítulo 5

Red térmica modulada en fase

En el capítulo anterior hemos mostrado que cuando se modula la amplitud de la radiación cualquiera sea su distribución espacial sobre una superficie, la difusión del calor hacia los límites de la zona iluminada presenta una frecuencia de corte ω_0 , que depende de la extensión de esa zona y de la difusividad lateral del material. Si además agregamos una modulación espacial de la intensidad en una dirección, aparece una frecuencia de corte ω_q que es función de la periodicidad de la red. Pero en las situaciones de interés, la difusión hacia los bordes de la región iluminada, es el proceso que gobierna el comportamiento de la distribución de temperaturas y la dilatación de la muestra para las frecuencias usuales de modulación. Entonces, tanto en la configuración estándar de un LASTM como en la propuesta en el capítulo anterior, las corrientes térmicas inducidas son importantes, y para minimizarlas es necesario implementar los mecanismos discutidos en los primeros capítulos (modulación a altas frecuencias o descentrado de la zona iluminada) los cuales presentan los inconvenientes oportunamente discutidos.

Estos resultados llevan a la conclusión que para reducir efectivamente las corrientes fototérmicas, se debe evitar la modulación en amplitud de la radiación. Recordemos que esta modulación se introduce con la finalidad de discriminar las corrientes fotoinducidas del fondo de corriente túnel normal. Pero esto mismo se puede lograr mediante otros mecanismos. En efecto, si en lugar de modular la radiación se modula la separación punta-muestra, se eliminan los efectos térmicos mientras que se mantienen los debidos a la dependencia no lineal de la corriente túnel con la distancia [12]. Por otra parte, de acuerdo con lo desarrollado en el capítulo anterior, la iluminación interferométrica introduce otra modulación producto de la formación de las franjas. Ello se convierte entonces en una gran ventaja, pues sugiere otro mecanismo para discriminar la corriente fotoinducida de la corriente túnel propia del sistema en estudio, y es el

que se desarrolla en este capítulo.

El método se basa en el mismo sistema interferométrico descrito en el capítulo anterior. Variando la frecuencia de modulación de uno de los haces respecto al otro, la fase del patrón de interferencia se mueve dando lugar a franjas viajeras dentro de la zona iluminada. De esta manera, la carga térmica total sobre la muestra se mantiene constante, mientras que cada punto está sujeto a una intensidad modulada a la diferencia entre las dos frecuencias de modulación. Así, se logra eliminar la contribución debida al prendido y apagado de la fuente térmica y se obtiene una corriente fotoinducida modulada.

En la primera parte de este capítulo se da una breve explicación de la formación de las ondas viajeras y la descripción del sistema experimental armado para generarlas. Luego se muestra la componente térmica esperada con esta configuración en base a un modelo teórico propuesto, comparando con el esquema tradicional de iluminación. Finalmente se presentan los resultados experimentales obtenidos tanto en grafito como en una muestra semiconductor.

5.1 Formación de la onda viajera

Si se superponen dos haces con diferentes direcciones de propagación sobre la superficie de un medio absorbente, se generan variaciones espacialmente periódicas de la temperatura, formando la red térmica descrita en el capítulo anterior. Cuando además se modula uno de los haces con una frecuencia levemente distinta de la del otro haz, la fase del patrón de interferencia se mueve, dando lugar a franjas viajeras dentro de la zona iluminada. En efecto, si uno de los haces está modulado a una frecuencia f y el otro a una frecuencia $f + \Delta f$, con $\Delta f \ll f$, la distribución de intensidades en la región en que se superponen es:

$$I = I_0 [1 + \cos(qx - \omega_\Delta t)] e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} \quad (5.1)$$

en donde $\omega_\Delta = \omega_1 - \omega_2 = 2\pi\Delta f$ es la diferencia entre las frecuencias angulares de cada haz, x es la dirección en que se producen las franjas cuyo vector de onda es q , y se ha supuesto que ambos haces presentan el mismo perfil gaussiano y tienen la misma intensidad máxima I_0 .

De acuerdo con la ecuación 5.1 en la interferencia se formarán franjas cuya fase depende de la diferencia de frecuencias de modulación de cada haz. Este hecho se esquematiza en la figura 5.1.

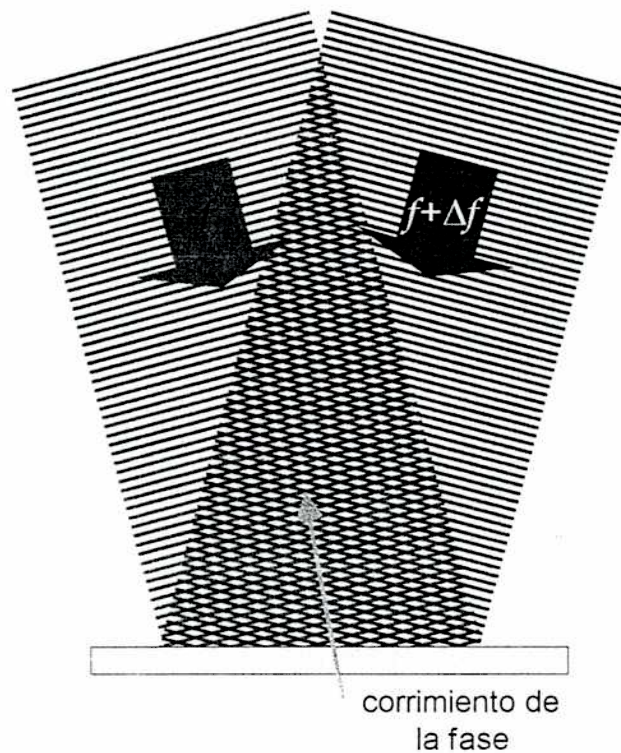


Figura 5.1: Dos frentes de onda de diferente frecuencia y dirección de propagación, interfieren generando un patrón cuya fase se va corriendo como se indica.

La velocidad con que avanza el patrón de interferencia en la dirección x está dada por

$$v_x = \omega_{\Delta} \frac{\Lambda}{2\pi} \quad (5.2)$$

donde $\Lambda = \frac{2\pi}{q}$ es la separación entre las franjas.

Por lo tanto modificando la diferencia entre las frecuencias de modulación, se modifica la velocidad de las ondas viajeras sobre la superficie. Si se sensa la corriente túnel en un punto fijo de la muestra, la intensidad de la radiación sobre el mismo estará sujeta a una modulación dada por la diferencia entre la frecuencias de modulación de los dos haces.

5.2 Configuración experimental

En esta sección se describe la disposición experimental usada para producir ondas viajeras en la unión túnel del STM. En la figura 5.2 se muestra el esquema del experimento armado. La luz de un láser continuo es dividida en dos haces que son modulados a radiofrecuencias por separado mediante sendos moduladores acusto-ópticos. Uno de los moduladores se maneja a una frecuencia fija f y el otro a una frecuencia $f + \Delta f$, siendo la diferencia Δf una magnitud controlada. Los dos haces modulados llegan paralelos a un objetivo de distancia focal $F = 70 \text{ mm}$ colocado a esa distancia de la juntura punta-muestra del STM. De esta forma en la unión túnel se produce la superposición de los haces, generando el patrón de interferencia viajero, cuya interfranja Λ queda determinada por la relación:

$$\Lambda = \frac{\lambda F}{d} = \frac{2\pi}{q} \quad (5.3)$$

donde d es la separación de los haces en la zona en que se encuentran paralelos y λ la longitud de onda del haz incidente. La velocidad 5.2 con que avanzan las franjas sobre la superficie es entonces:

$$v_x = \frac{\lambda F}{d} \Delta f = q \omega_{\Delta}$$

La corriente fotoinducida modulada se mide mediante un amplificador lock-in sintonizado en la frecuencia en que se mueven las franjas. Como referencia se utiliza la señal de un fotodiodo que recoge la luz reflejada en la juntura. Esta señal presenta la ventaja de permitir una referencia absoluta para la fase, con respecto a la señal que se obtendría de tomar una porción de los haces e interferirlos en una rama aparte. Pero tiene el inconveniente de ser una señal muy débil, dado que la luz en la juntura se dispersa en todas direcciones y sólo un pequeño porcentaje llega al fotodiodo, mediante la colección por parte de una lente de 0.3 de apertura numérica. Por otra parte, la luz que efectivamente llega al fotodiodo procede de toda la región iluminada y no exclusivamente de la juntura en sí. En definitiva, la señal que ofrece el fotodiodo como referencia tiene unos cuantos milivolts de fondo continuo, sobre los que aparece una pequeña modulación cuya amplitud varía según cada sistema estudiado, pero generalmente es de alrededor de 1 mV . Por lo tanto, para usarla como referencia se amplifica con un amplificador de corriente.

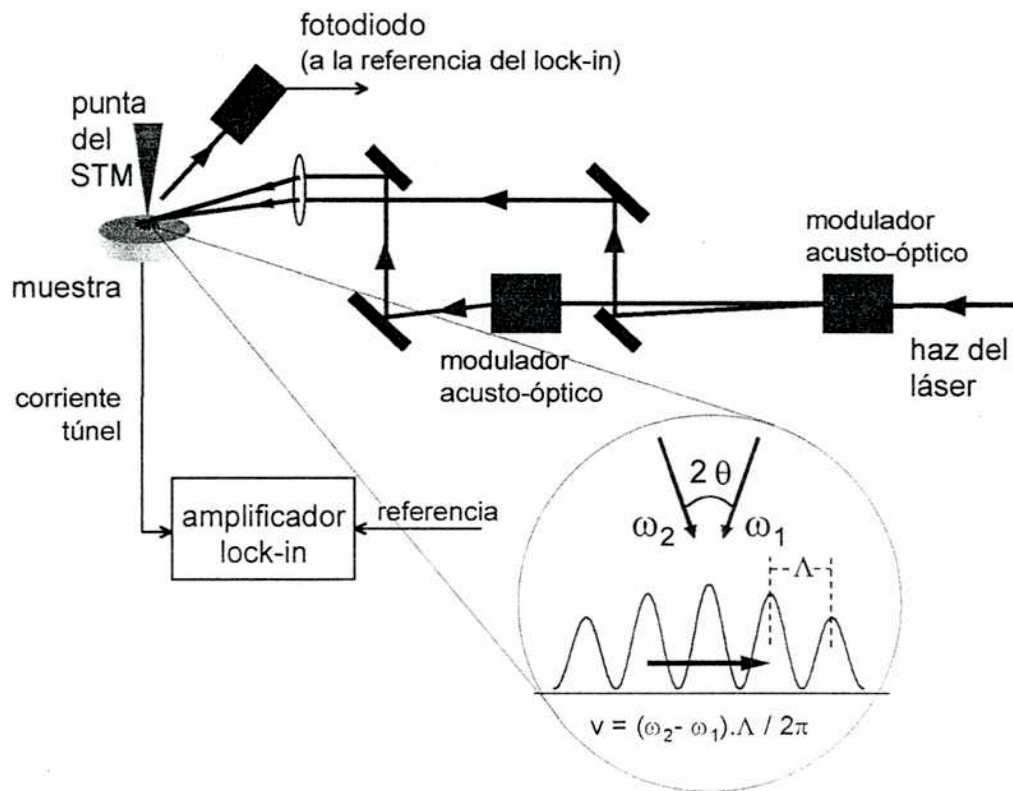


Figura 5.2: Esquema del diseño experimental armado para iluminar con franjas viajeras. El primer orden difractado en cada modulador se separa y se alínean de forma tal que lleguen paralelos a la lente de focalización. Parte de la señal reflejada en la juntura túnel es recogida en un fotodiodo y usada como referencia en el lock-in. En el detalle se esquematiza la formación de la onda viajera.

La cantidad de franjas formadas en la región iluminada se puede modificar variando la separación d de los haces, mediante un posicionador de traslación sobre el que está montado uno de los espejos del interferómetro. La mínima distancia posible es de unos 4 mm , mientras que la máxima queda limitada a unos 10 mm por una lámina de media onda de media pulgada de diámetro colocada en la región en que los haces se encuentran paralelos, a fin de poder modificar la polarización de los mismos. De acuerdo con la ec. 5.3, la interfranja correspondiente varía entre unos $13\ \mu\text{m}$ y $6\ \mu\text{m}$, para un láser de $\lambda = 780\text{ nm}$. Y si el tamaño de la zona iluminada es de aproximadamente $100\ \mu\text{m}$, se forman entre 7 y 18 franjas en la mancha.

En general se trabaja con una distancia d fija, pues cada modificación de la misma significa una alineación completa del sistema. Antes de establecer el tuneo se ilumina la muestra, observando a través de la lupa de $20\times$ que la superposición de los

haces ocurra sobre la superficie. Luego se acerca la punta manualmente, tratando de colocarla tal que sense aproximadamente en el centro de la región. La aproximación final de la punta se realiza, como en todos los casos, sin iluminar. Finalmente se busca maximizar las señales del fotodiodo de referencia y de la corriente fotoinducida, corrigiendo levemente la distancia de la lente de enfoque.

Para determinar si los haces efectivamente se superponen y en qué proporción, además de comprobar la modulación en el fotodiodo que toma parte de la luz reflejada, se realizan mediciones de corriente en función de la frecuencia para cada haz por separado.

La frecuencia diferencia Δf se puede variar entre unos pocos Hz y los 100 kHz máximos que registra el lock-in. La manera de hacerlo se explica en el siguiente punto, en el cual se describe someramente el funcionamiento y las características de los moduladores acusto-ópticos utilizados.

5.2.1 Modulación

Los moduladores acusto-ópticos generan una onda acústica de radio frecuencia que se propaga dentro de un medio ópticamente transparente. Se produce entonces dentro de la cavidad del modulador un cambio periódico en el índice de refracción debido a compresiones y rarefacciones de la onda de sonido. Ello genera una red que difracta el haz del láser incidente.

En el experimento, los moduladores están colocados de forma tal que la interferencia en la juntura túnel se realiza con el primer orden difractado de cada modulador (ver figura 5.2). El haz del láser pasa primero por uno de los moduladores. La difracción de primer orden se separa mientras que el orden cero (sin modular) se hace incidir sobre el segundo modulador. Los dos haces difractados se alínean para que lleguen paralelos a un objetivo en cuyo plano focal se encuentra la juntura túnel. Es importante que los dos órdenes difractados sean del mismo signo, caso contrario en la interferencia se obtendría la frecuencia suma y no la diferencia.

Los moduladores acusto-ópticos utilizados trabajan a 40 MHz , con un ancho de banda de 20 MHz . Para uno de los moduladores, la señal de alimentación de radio frecuencia de 40 MHz (fija) es generada por una fuente de potencia variable, que permite regular las intensidades del primer orden de difracción y del orden cero. Para el otro modulador se utiliza un amplificador sintonizable (10 MHz a 100 MHz) y un generador de ondas. Ante la falta de un generador de funciones que alcance la radio frecuencia requerida, se utiliza la tercera armónica de una onda cuadrada generada por un sintetizador de funciones cuya máxima frecuencia es de 15 MHz . Variando

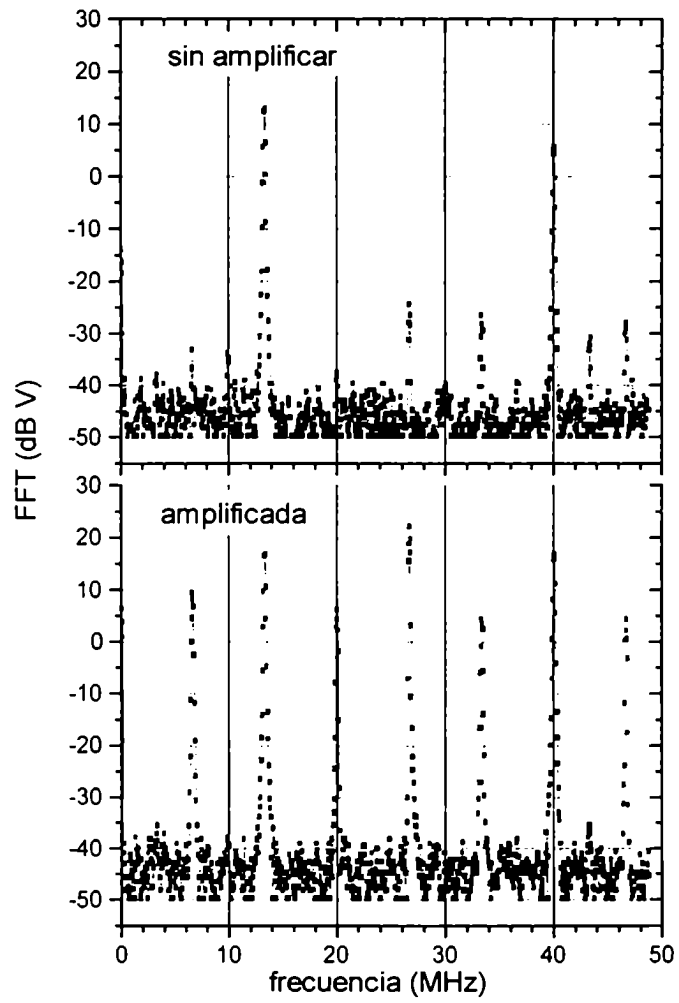


Figura 5.3: Espectro de la señal de alimentación de uno de los moduladores. El amplificador aumenta la señal en frecuencias dentro del ancho de banda del modulador acusto-óptico.

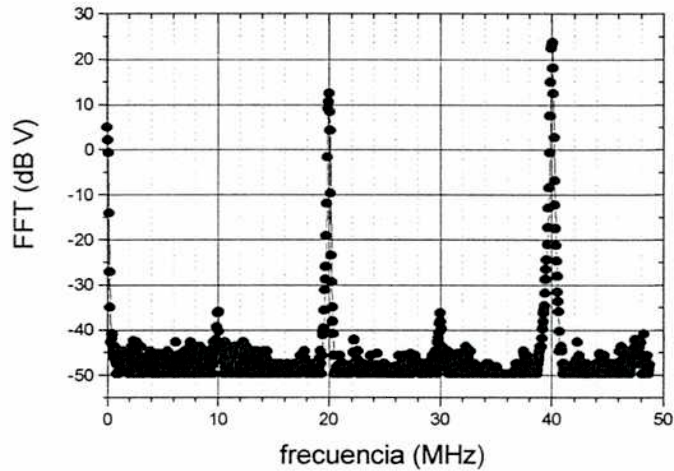


Figura 5.4: Espectro en frecuencia de la fuente de radiofrecuencia fija de 40 MHz usada para el modulador acusto-óptico.

entonces la frecuencia del generador desde algunos Hz hasta varios kHz alrededor de $\frac{40}{3} MHz$ se obtiene la respuesta de la señal fotoinducida en función de la frecuencia.

El inconveniente de este sistema reside en que al ancho de banda del amplificador es tal que amplifica además de la tercera armónica, otras armónicas y subarmónicas que caen dentro del rango de trabajo del modulador. En la figura 5.3 se muestra el espectro de la señal cuadrada generada de $13.33 MHz$, antes y después de amplificarla. Se observa que alrededor del pico de $40 MHz$ hay dos contribuciones importantes en un rango menor a $10 MHz$ (aproximadamente a $33 MHz$ y $47 MHz$). Estas frecuencias entran dentro del rango de operación del modulador, por lo tanto es necesario discriminar entre los primeros órdenes difractados (hay más de uno, debido a estas contribuciones) cuál es el que corresponde a la frecuencia cercana a los $40 MHz$.

Para ello, se maneja primero el modulador con la fuente de radiofrecuencia fija (cuyo espectro se muestra en la figura 5.4), y se coloca un diafragma por donde pasa el primer orden difractado. Luego se alimenta el modulador acusto-óptico con la señal del sintetizador de frecuencia amplificada. Las ondas acústicas que se mueven a las frecuencias de $33 MHz$ y $47 MHz$ difractan el haz con ángulos diferentes de la onda de $40 MHz$, y por lo tanto esos haces no pasan por el diafragma.

Finalmente, se realizaron mediciones para determinar la estabilidad de la frecuencia diferencia obtenida con esta configuración. Para una frecuencia fija de modulación del

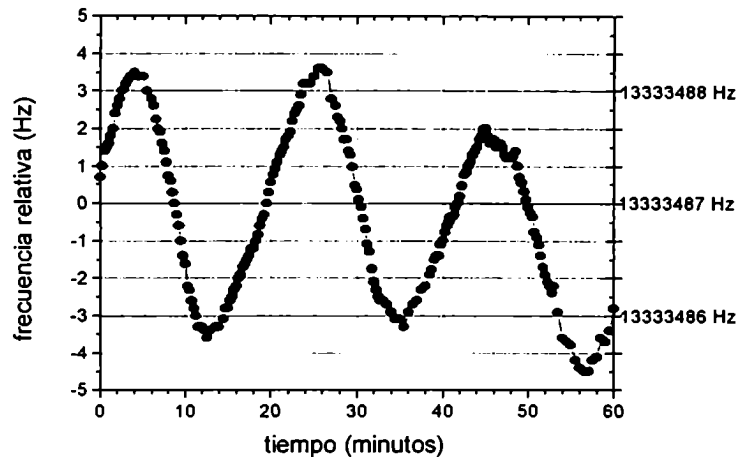


Figura 5.5: Variación temporal de la frecuencia diferencia, registrada luego de una hora de encendidos los equipos.

sinetizador, se registró la frecuencia diferencia en la interferencia de los haces en función del tiempo. Apenas se encienden todos los equipos, la frecuencia diferencia se va corriendo lentamente hasta llegar a un valor corrido unos 40 Hz aproximadamente de su valor inicial. Luego de una hora de funcionamiento, Δf oscila lentamente con una amplitud de unos 3 Hz alrededor de un valor fijo. Las mediciones realizadas de este comportamiento oscilatorio se muestra en la figura 5.5. En este caso la frecuencia de la señal de alimentación estaba fija en 13333487 Hz y por lo tanto su tercera armónica en 40000461 Hz . Las oscilaciones encontradas tienen un período 20 minutos aproximadamente.

5.3 Modelo teórico

En esta sección se presenta un modelo que describe la contribución térmica de la corriente inducida cuando se ilumina la unión túnel con el esquema de ondas viajeras. Como en capítulos anteriores, primero se resuelve la ecuación de difusión del calor 2.4 a fin de encontrar la distribución de temperaturas y luego se calcula la dilatación que ésta produce en la muestra.

5.3.1 Perfil de temperatura

Supondremos que los haces, de perfil gaussiano, igual intensidad y tamaño, se superponen perfectamente en la superficie $z = 0$ de una muestra sólida semi-infinita. Las franjas se forman en la dirección x , y debido a la diferencia entre las frecuencias de modulación de los haces, se desplazan en esa misma dirección. En este caso, la distribución de intensidades de los haces en la región iluminada está expresada por la relación 5.1. Por lo tanto, el flujo de calor depositado por unidad de volumen sobre la muestra es:

$$Q(\vec{r}, t) = \eta \alpha I_0 e^{-\alpha z} [1 + \cos(qx - \omega_\Delta t)] e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} \quad (5.4)$$

siendo η la eficiencia a la cual la luz incidente es convertida en calor, α el coeficiente de penetración óptica de la radiación, I_0 la intensidad máxima de cada haz, q el vector de onda de la modulación espacial en x , σ el radio de los haces (y de la zona iluminada, pues la superposición es total) y $\omega_\Delta = 2\pi\Delta f$ la frecuencia angular de la modulación, dada por la frecuencia diferencia Δf .

Reemplazando la ec. 5.4 en la ec. 2.4 queda la ecuación de difusión:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - D_r \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \theta - D_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{\eta \alpha P}{\pi \sigma^2 \rho c} e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} [1 + e^{i(qx - \omega_\Delta t)}] \quad (5.5)$$

donde ρ es la densidad de la muestra y c su calor específico. En la ecuación 5.5, se ha reemplazado el coseno por la exponencial imaginaria, por lo que la solución de interés físico será la parte real de la temperatura compleja $\theta(\vec{r}, t)$.

Integrando 5.5 (los cálculos correspondientes se detallan en el apéndice A.3) se obtiene un incremento de temperatura independiente $\theta_0(\vec{r})$ de la modulación, más otro término $\theta_\omega(\vec{r}, t)$ que oscila con el paso de la onda viajera:

$$\theta(\vec{r}, t) = \theta_0(\vec{r}) + \theta_\omega(\vec{r}, t)$$

Siendo la parte constante:

$$\theta_0(\vec{r}) = \frac{\eta P}{\pi \kappa_r \delta_0} \int_0^\infty e^{-u \frac{z}{\delta_0}} J_0(-ur) e^{-u^2/2} du \quad (5.6)$$

donde κ_r es la conductividad térmica radial de la muestra, J_0 la función de Bessel de primera especie de orden cero, r' la distancia al centro de la zona iluminada medida en unidades de σ , y se ha llamado $\delta_0 = \sigma \sqrt{\frac{D_z}{D_r}}$.

El término que depende de la modulación está dado por:

$$\theta_\omega(\vec{r}, t) = \frac{P\eta}{\pi\kappa_r \sqrt{\frac{D_z}{\omega_q}}} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}} \frac{e^{-\xi_1 z}}{\gamma^2 \sqrt{1 - i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}}} e^{i(qx - \omega\Delta t)} \quad (5.7)$$

siendo $\gamma = 2\pi\frac{\sigma}{\lambda}$ el factor que da la relación entre el tamaño de la zona iluminada y la cantidad de franjas formadas, que se ha supuesto mucho mayor que la unidad, y ξ_1 el coeficiente complejo de penetración térmica:

$$\xi_1 = \sqrt{\frac{D_r}{D_z} q^2 - i\frac{\omega\Delta}{D_z}} = \sqrt{\frac{D_r}{D_z} q^2} \sqrt{1 + i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}}$$

Es decir, con esta configuración de ondas viajeras, la profundidad de penetración térmica está limitada (como en el caso de a red térmica discutido en el capítulo anterior) por dos procesos diferentes: la formación de las franjas y su barrido sobre la superficie. Cuando la frecuencia de barrido de las franjas es mucho menor que la frecuencia de corte $\omega_q = D_r q^2$, la penetración térmica en el material está limitada por la distribución de la intensidad en franjas, dando una longitud de penetración $\delta_{T_q} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{D_z}{D_r}} = \sqrt{\frac{D_z}{\omega_q}}$. Si el barrido de las franjas sobre la superficie es muy rápido, tal que $\omega\Delta \gg \omega_q$ la longitud de penetración será $\delta_{T_\omega} = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega\Delta}}$. Se debe notar que a diferencia de la longitud δ_T (ec. 2.8) debida a la modulación de la intensidad, δ_{T_ω} sólo existe si se forma el patrón de franjas.

En las expresiones 5.6 y 5.7 se ha supuesto que tanto δ_{T_ω} como δ_{T_q} son mucho mayores que la longitud de penetración de la radiación δ , lo cual es cierto siempre que la separación de las franjas no sea del orden de la longitud de onda de la luz, y para frecuencias de modulación del orden de los kilohertz.

El incremento de temperatura total obtenido con este esquema de modulación es entonces, la suma de las expresiones $\theta_0(\vec{r})$ (ec. 5.6) y $\theta_\omega(\vec{r}, t)$ (ec. 5.7):

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\eta P}{\pi\kappa_r} \left[\int_0^\infty \frac{e^{-u\frac{z}{\delta_0}} J_0(-ur) e^{-u^2/2}}{\delta_0} du + \frac{e^{-\sqrt{1 - i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}} \frac{z}{\delta_{T_q}}} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}}}{\delta_{T_q} \gamma^2 \sqrt{1 - i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}}} e^{i(qx - \omega\Delta t)} \right] \quad (5.8)$$

Se observa en la ec. 5.8, que la única parte dependiente del tiempo es la que oscila como el $\cos(qx - \omega\Delta t)$ y no incluye ninguna modulación temporal de un término

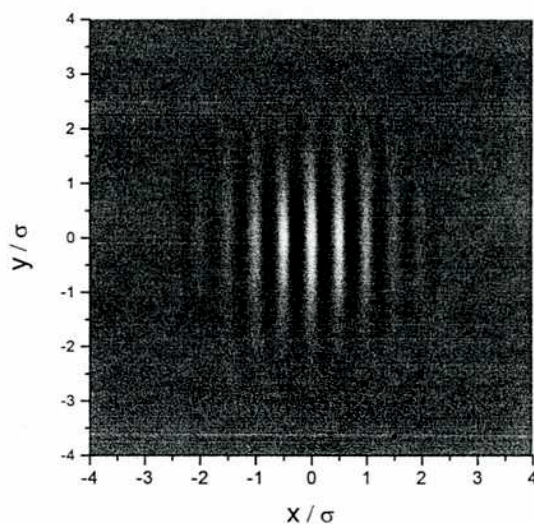


Figura 5.6: Representación de $\theta_\omega(r, t)$ (ec. 5.7) en función de la distancia al centro del haz medida en unidades de σ . En el mapa de grises, el valor máximo (color blanco) corresponde a $0.3 \frac{\eta P}{\pi \kappa_r \delta_0}$ y el mínimo (color negro) a $-0.3 \frac{\eta P}{\pi \kappa_r \delta_0}$. Estos resultados numéricos se obtuvieron para los puntos de la superficie de la muestra, y una relación de $\sigma/\Lambda = 2$ y $\omega_\Delta/\omega_q = 10^{-2}$.

gaussiano, como la obtenida para el caso de la red térmica modulada en amplitud (ec. 4.10). Por lo tanto, el incremento de temperatura medido a la frecuencia de barrido de la onda, no se suma a una campana gaussiana, y sólo aparece distribuido en la mancha según la envolvente gaussiana dada por el factor $e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}$. Ello se muestra en la figura 5.6, en donde se ha graficado el término modulado $\theta_\omega(r, t)$ (ec. 5.7) en la superficie de la muestra ($z = 0$) en función de la distancia al centro del haz, para una relación de dos franjas por radio de la zona iluminada. Los cálculos fueron realizados para una frecuencia de modulación dos órdenes de magnitud por debajo de la frecuencia de corte ω_q . La amplitud máxima de la modulación corresponde al centro de la mancha, y es de $0.3 \frac{\eta P}{\pi \kappa_r \delta_0}$.

En la figura 5.7 se muestra la amplitud de la temperatura modulada θ_ω a la frecuencia ω_Δ de modulación de la onda viajera (fig. 5.7a) y de la red térmica modulada en amplitud (fig. 5.7b). Para independizarse de las características del haz y del material iluminado, se ha graficado la función θ_ω/θ_0 que sólo tiene en cuenta los factores geométricos y de modulación, siendo $\theta_0 = \frac{P\eta}{(2\pi)^2 \kappa_r \delta_0}$.

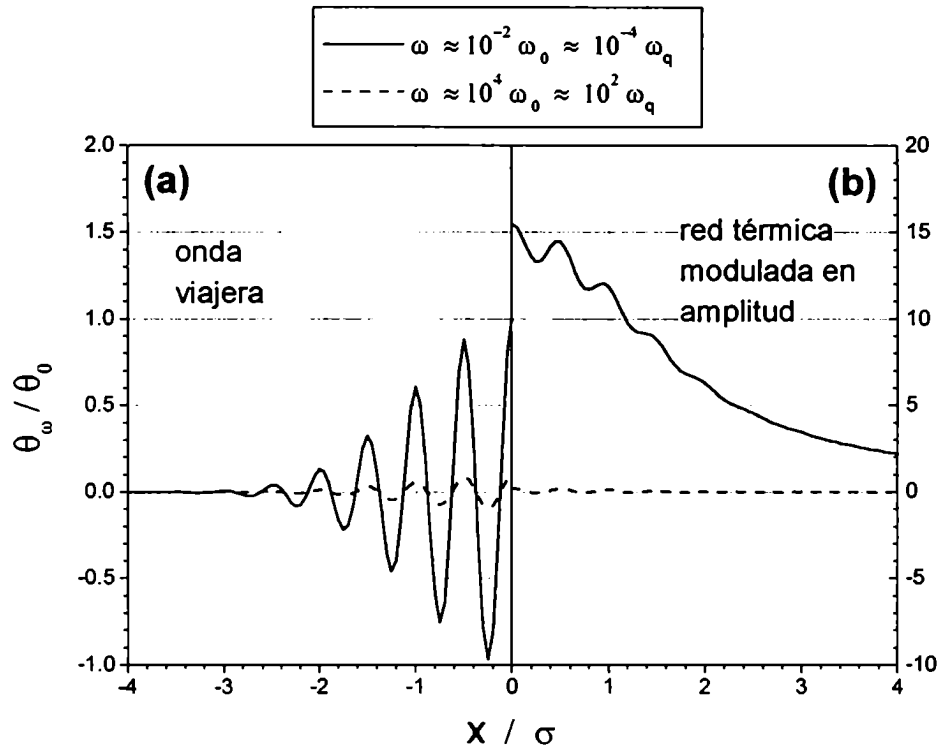


Figura 5.7: Incremento de temperatura normalizado con θ_0 obtenido en la superficie de una material cuando se ilumina con (a) ondas viajeras y (b) red térmica modulada en amplitud. Los cálculos corresponden a una frecuencia de modulación mucho menor que ω_0 (línea llena) y una frecuencia de modulación mucho mayor que ω_q , siendo $\omega_q \simeq 10^2 \omega_0$ (equivale a una relación de dos franjas por radio del haz). Notar que las escalas difieren en un orden de magnitud.

Los cálculos mostrados corresponden a una relación $\sigma/\Lambda = 2$, pero los resultados se aplican a cualquier otro caso. Esta relación entre σ y Λ es la menos favorable, puesto que a medida que aumenta la cantidad de franjas, el incremento de temperatura observado es menor. Las curvas en línea llena, corresponden a frecuencias de modulación por debajo de la frecuencia de corte ω_q , y más aún, también por debajo de la frecuencia de corte ω_0 . A partir de la ecuación 5.7, se ve que para cualquier frecuencia menor que ω_q , la amplitud de la temperatura modulada a la frecuencia ω_Δ con la que viajan las ondas, es siempre la misma, independientemente de la relación de ω_Δ con ω_0 . En efecto, para este límite la expresión 5.7 se aproxima por:

$$\theta_{\omega}(\vec{r}, t) \simeq \frac{\eta P e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} e^{-z/\delta_{Tq}}}{\pi \kappa_r \delta_{Tq} \gamma^2} e^{i(qx - \omega_{\Delta} t)}$$

En donde la amplitud de este término es independiente de la frecuencia de modulación, siempre que ésta sea menor que la frecuencia de corte característica del sistema en estudio. Ello representa una gran ventaja, pues si se tienen presentes los valores típicos de ω_0 (ver página 17) significa que aun modulando a frecuencias del orden de 1 *kHz*, la temperatura $\theta_{\omega}(\vec{r}, t)$ es por lo menos un orden de magnitud menor que la producida por la red térmica modulada en amplitud (notar que en la fig. 5.7, las escalas difieren en un factor 10). Aumentando la relación σ/Λ , esta diferencia es aún mayor.

Para frecuencias por encima de la frecuencia de corte ω_q (líneas punteadas en la fig. 5.7), la amplitud de $\theta_{\omega}(\vec{r}, t)$ decae como $\omega_{\Delta}^{-1/2}$ y también se reduce el incremento de temperatura producido por la red térmica.

Es decir, la ventaja de este esquema de iluminación se produce fundamentalmente para frecuencias de modulación menores que ω_q . Recordando que esta frecuencia angular se define como $\omega_q = D_r q^2 = D_r \frac{4\pi^2}{\Lambda^2}$, para los valores posibles de Λ dados en la página 56, las frecuencias de corte $f_q = \frac{2\pi}{\omega_q}$ serán superiores a los 3 *MHz*, para difusividades térmicas iguales o mayores a 1 *cm*²/*s*. Por lo tanto, para las frecuencias usuales de modulación, este esquema resulta muy ventajoso.

5.3.2 Dilatación térmica

A partir de los resultados obtenidos para la temperatura, es claro que la dilatación producida por las ondas viajeras será efectivamente menor que las producidas por los otros esquemas de iluminación. En efecto, integrando la expresión 5.7 en el eje z y multiplicando por el coeficiente de expansión lineal λ_z , la dilatación producida a la modulación ω_{Δ} es (ver apéndice A.3):

$$\delta L_z|_{\omega} = \frac{\lambda_z P \eta}{\pi \kappa_r \gamma^2} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}}{\left(1 - i \frac{\omega_{\Delta}}{\omega_q}\right)} e^{i(qx - \omega_{\Delta} t)} \quad (5.9)$$

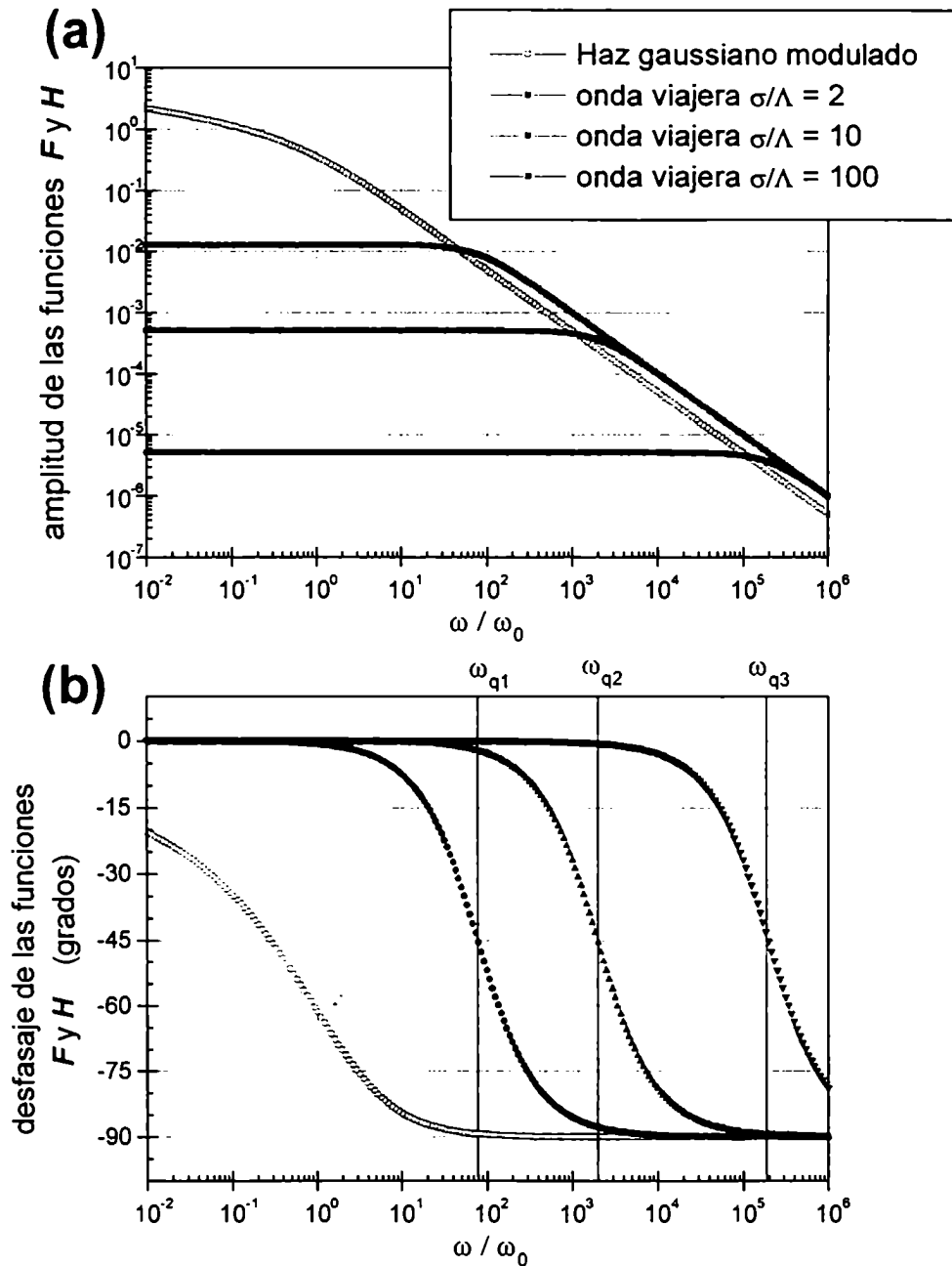


Figura 5.8: Dependencia de la función $H\left(\frac{\omega\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$ con la frecuencia de modulación, para $r' = 0$, y tres valores de γ correspondientes a distinta cantidad de franjas formadas en la zona iluminada. Se comparan los resultados con el obtenido para un haz gaussiano modulado en amplitud dado por la función $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$. En (a) se muestra la amplitud de la dilatación y en (b) el desfase con la modulación de la luz, en donde se indican las frecuencias de corte ω_q que corresponden a cada valor de γ .

Podemos escribir a la ecuación 5.9 como el producto de un término que dependa de las propiedades térmicas de la muestra irradiada, por otro que contenga la información de la amplitud y la fase de la dilatación:

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i(qx - \omega_\Delta t)} H\left(\frac{\omega_\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right) \quad (5.10)$$

siendo

$$H\left(\frac{\omega_\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right) = \frac{2 e^{-r'^2/2}}{\gamma^2 \left(1 - i \frac{\omega_\Delta}{\omega_q}\right)} \quad (5.11)$$

la función adimensional que depende de la relación $\frac{\omega_\Delta}{\omega_q}$ y de la cantidad de franjas que se forman en la región iluminada.

Comparando la expresión 5.10 con la obtenida para un haz gaussiano modulado en amplitud (ec. 3.1) se ve que, en ambos casos, el factor que multiplica a las funciones $F\left(\frac{\omega}{\omega_0}, r'\right)$ (haz gaussiano) y $H\left(\frac{\omega_\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$ (onda viajera) es el mismo $\left(\frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r}\right)$. Por lo tanto, independizándonos de las características propias de cada muestra, en lo sucesivo trabajaremos con las funciones F y H , pues son las que nos darán toda la información de la dilatación producida con cada esquema de iluminación y además podemos compararlas. La dependencia de estas funciones con la frecuencia de modulación, se muestra en la figura 5.8, para un punto ubicado en el centro de la zona iluminada. Se muestran los cálculos de $H\left(\frac{\omega_\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$ para tres valores de γ (tres relaciones de σ/Λ), observándose que la amplitud de esta señal disminuye a medida que aumenta la cantidad de franjas formadas en la región iluminada (fig. 5.8a). Para los cálculos mostrados en la figura, se ha normalizado la frecuencia de modulación con la frecuencia de corte ω_0 , por lo que para cada curva se ha marcado la frecuencia de corte ω_q correspondiente a la relación σ/Λ .

Para frecuencias menores que la frecuencia de corte ω_q , la amplitud de la dilatación producida por las ondas viajeras, permanece constante y es mucho menor que la que produce el haz gaussiano modulado en amplitud. Efectivamente, la dilatación para $\omega_\Delta \ll \omega_q$ es independiente de la frecuencia:

$$\delta L_z|_\omega \simeq \frac{\lambda_z \eta P}{\pi \kappa_r \gamma^2} e^{i(qx - \omega_\Delta t)} e^{-r'^2/2}$$

En esta aproximación la función $H\left(\frac{\omega\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$ es real, por lo tanto la dilatación para frecuencias menores que ω_q está en fase con la modulación, como se observa en la figura 5.8b. Recién cerca de la frecuencia de corte ω_q aparece un desfase que, para frecuencias mayores que la de corte, tiende a -90° .

La variación de la dilatación con la cantidad de franjas formadas en la mancha, se muestra en la figura 5.9, para varias frecuencias de modulación. Si escribimos $H\left(\frac{\omega\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$ en función del cociente $\frac{\omega\Delta}{\omega_0}$, obtenemos (apéndice A.3):

$$H\left(\frac{\omega\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right) = \frac{e^{-r^2/2}}{\frac{\gamma^2}{2} - i\frac{\omega\Delta}{\omega_0}} = \frac{e^{-r^2/2}}{2\pi^2\left(\frac{\sigma}{\Lambda}\right)^2 - i\frac{\omega\Delta}{\omega_0}}$$

Para frecuencias del orden o menores que la frecuencia de corte ω_0 , la dilatación disminuye con el cuadrado de la cantidad de franjas formadas, y es independiente de la frecuencia. En la figura 5.9 los cálculos correspondientes a esta situación dan los mismos valores y las curvas se superponen. A medida que aumenta la frecuencia de modulación, la dilatación máxima comienza a limitarse por esta frecuencia y es independiente de la cantidad de franjas formadas en la mancha, mientras ésta sea menor que un valor límite que depende de cada frecuencia:

$$\frac{\sigma}{\Lambda}|_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{2\frac{\omega\Delta}{\omega_0}}$$

Cuando se forman más franjas que las dadas por $\frac{\sigma}{\Lambda}|_0$ la dilatación se hace independiente de la frecuencia de modulación y cae como γ^{-2} . Cuando la cantidad de franjas es inferior a $\frac{\sigma}{\Lambda}|_0$, la amplitud de la dilatación producida dependerá de la frecuencia de modulación, y cuanto mayor sea ésta, menor será la amplitud.

5.4 Reducción de la corriente térmica en conductores

En esta sección se muestran los resultados obtenidos usando el arreglo experimental descrito en la sección 5.2. Se realizaron mediciones en oro y en grafito, mostrando siempre una reducción efectiva de la corriente fototérmica de varios órdenes de magnitud. A fin de ilustrar este hecho, se presenta una de las mediciones realizadas en HOPG de la corriente térmica en función de la frecuencia de modulación.

En la figura 5.10 se muestran las fotocorrientes medidas en una muestra de HOPG con punta de Pt-Ir comercial. Para iluminar se utilizó un diodo láser de $\lambda = 780 \text{ nm}$,

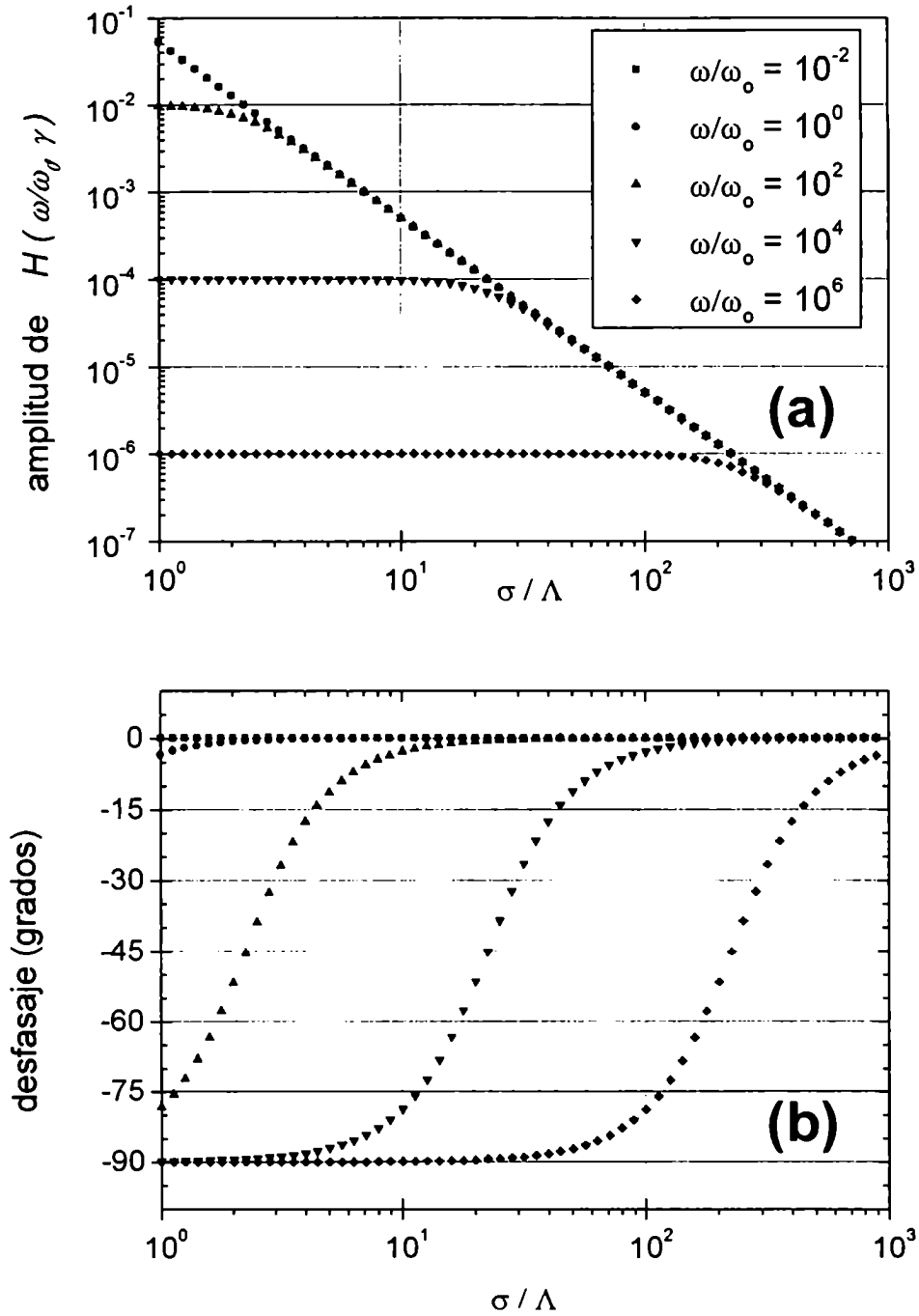


Figura 5.9: Amplitud y fase de la componente térmica en función de la cantidad de franjas que se forman en la mancha. Se muestran los resultados calculados para cinco frecuencias de modulación.

y los resultados mostrados en la figura corresponden a una incidencia con polarización *s*. La tensión punta-muestra se estableció en 0.38 V , con la punta negativa respecto a la muestra, y la corriente túnel nominal fue de $\sim 5\text{ nA}$. Primero se registró la señal producida por cada haz por separado ($P = 0.9\text{ mW}$), y luego la producida por la interferencia de los mismos barriendo al superficie de la muestra. Los haces, separados unos 6 mm están focalizados en la superficie con el objetivo de 7 cm de distancia focal. Rsto significa que se forman alrededor de diez franjas en la zona iluminada.

Cada medición lleva algunos minutos, durante los cuales se producen variaciones de la corriente túnel promedio, que la constante del lazo no llega a corregir. Los valores mostrados en la fig. 5.10a están normalizados con la corriente túnel de fondo registrada en cada medición. Por lo tanto, de acuerdo con la ecuación 2.3 esos valores son directamente proporcionales a la dilatación de la muestra. Se observa en la figura 5.10 que la corriente inducida al iluminar con el esquema de ondas viajeras es varios órdenes de magnitud menor que las correspondientes a los haces modulados en amplitud. Se debe tener en cuenta, además, que la intensidad máxima de la onda viajera es el doble de la de cada haz. La fase de la señal inducida por la onda viajera es muy ruidosa. Ello se debe a que las corrientes medidas con este esquema eran inferiores a los picoampère, por lo que muestran una relación señal-ruido muy pequeña que se manifiesta principalmente en la fluctuación de la fase.

La dependencia con la frecuencia de la corriente fototérmica, indica que efectivamente la componente térmica se reduce con este esquema de iluminación de ondas viajeras. Este comportamiento se observó en todas las mediciones realizadas tanto en oro como en HOPG. Incluso en algunos casos, la reducción era tal que alcanzaba los límites de detección de nuestro equipo.

A fin de mostrar que los efectos no térmicos se mantienen al iluminar con ondas viajeras, es necesario lograr una intensificación del campo apreciable en la juntura túnel. Con la configuración experimental usada, la potencia máxima de los haces obtenida es de alrededor de 1 mW . Esto significa que la corriente rectificadora esperada será de un orden de magnitud menor que los valores dados en la ref. [44], y resulta difícil su detección. Para tener una corriente no térmica razonable con estas potencias, se realizaron mediciones en silicio, cuyos resultados se presentan en la siguiente sección.

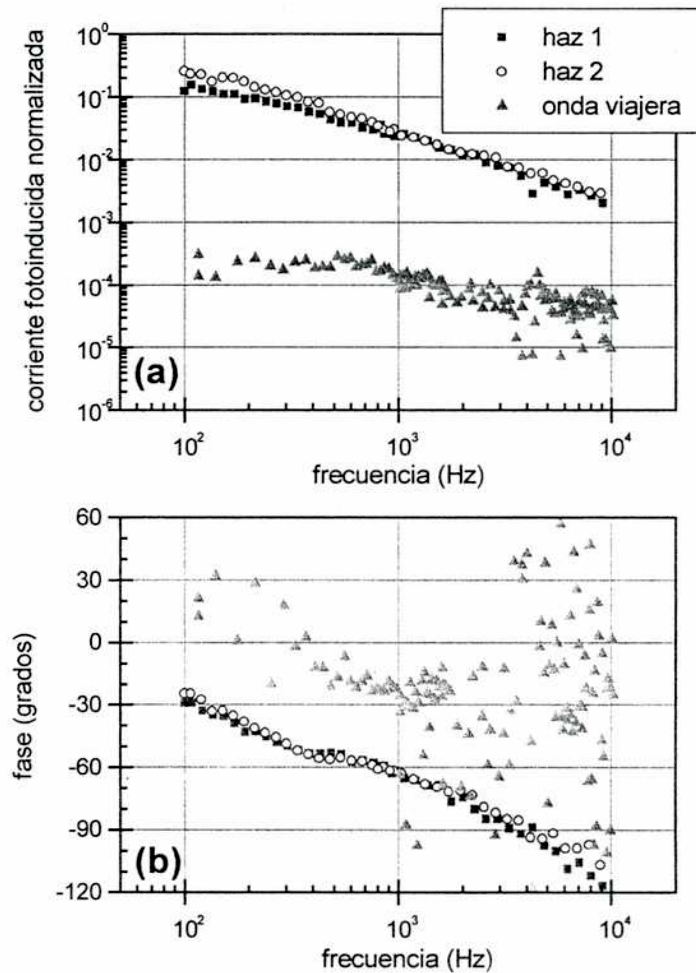


Figura 5.10: Dependencia de la fotocorriente con la frecuencia para una muestra de HOPG y punta de Pt-Ir comercial, usando un diodo láser de $\lambda = 780 \text{ nm}$ incidiendo con polarización s. Cada haz tiene 0.9 mW de potencia y se estima que la interferencia produce alrededor de 10 franjas en la mancha. (a) Amplitud de la corriente inducida: los puntos señalados como haz 1 y haz 2 corresponden a la señal térmica producida por cada uno de los haces por separado. Se observa que la amplitud de la señal, cuando se ilumina con el esquema de ondas viajeras se reduce casi tres órdenes de magnitud. (b) Desfasaje respecto a la modulación de la luz. La fase de la corriente obtenida con los haces modulados en amplitud, tiende a -90° , mientras que la de la onda viajera se mantiene alrededor de 0° , de acuerdo con la teoría. Las mediciones se realizaron estableciendo una tensión punta-muestra de 0.38 V , con la punta negativa respecto a la muestra, y la corriente túnel nominal fue de $\sim 5 \text{ nA}$.

5.5 Resultados en silicio

En esta sección se presentan los resultados obtenidos en una muestra de silicio tipo n, altamente dopada ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), y de resistividad $0.01 \Omega\text{cm}$, usando una punta de Pt-Ir.

La presencia de estados superficiales dentro de la banda prohibida del semiconductor, produce un intercambio de carga entre la superficie y el seno del semiconductor. El resultado neto de este intercambio de carga, es que se genera un campo eléctrico en la región sub-superficial, causando que las bandas de valencia y de conducción se curven en la zona cercana a la superficie. Si consideramos la juntura túnel entre un metal y un semiconductor, esta región de carga espacial aparece en el semiconductor en la zona de la juntura, no sólo por los estados superficiales, sino también debido a la diferencia entre las funciones trabajo de ambos materiales y el voltaje aplicado entre ellos. Entonces, tendremos dos barreras de potencial dispuestas en serie entre el seno del semiconductor y la punta metálica: la barrera túnel y la barrera producida por la curvatura de las bandas.

Al iluminar el semiconductor con una energía del orden o mayor que su banda prohibida, se crean pares electrón hueco dentro de la profundidad de absorción. El campo eléctrico de la región de carga espacial del semiconductor separa a estos pares fotoexcitados en la zona cercana a la superficie. Si las bandas de valencia y conducción del semiconductor están curvadas hacia arriba, los huecos son acelerados hacia la superficie mientras que los electrones remanentes lo hacen hacia el interior; si las bandas están curvadas hacia abajo, el movimiento de los portadores es inverso. La separación espacial de los portadores de carga genera una diferencia de potencial entre la superficie y el seno del semiconductor llamada fotovoltaje superficial (SPV: surface photovoltage). Como consecuencia de este efecto, se observa una corriente neta aún cuando la polarización entre punta y muestra es cero.

Esto último se puede apreciar en la figura 5.11, en donde se muestran las curvas corriente tensión (curvas I/V) para una distancia fija entre punta y muestra, cuando la juntura no es iluminada y cuando se la ilumina con dos potencias diferentes del láser. El diodo láser usado tiene una longitud de onda $\lambda = 780 \text{ nm}$, es decir una energía de 1.59 eV , que es superior al ancho de la banda prohibida del silicio que es de $\sim 1.1 \text{ eV}$ a 300 K [52]. Nuestro STM no permite desconectar totalmente el lazo, pero tiene la posibilidad de fijar la tensión sobre el piezo z , de manera que el lazo no pueda modificar la separación punta-muestra cuando aumenta la corriente túnel debido a la luz. En las curvas mostradas en la figura 5.11, la distancia punta-muestra es la correspondiente a una tensión de polarización de $V_t = -0.1 \text{ V}$ de la punta respecto a la muestra, con una corriente $I_t = -0.08 \text{ nA}$. En estas condiciones, en

oscuridad, la curva I/V muestra una rectificación para tensiones positivas, mientras que para tensiones negativas la corriente crece exponencialmente. Se observa además un flujo de corriente importante a pequeños voltajes negativos de la punta, donde el nivel de Fermi de la punta está ubicado en la banda prohibida del Si. Al estar expuesta al aire la superficie del semiconductor, los óxidos y contaminaciones inducen estados superficiales adicionales. Como estos estados pueden intercambiar carga con las bandas de valencia y conducción del seno del semiconductor, se abren canales extra de conducción. Cuando se irradia la superficie, la rectificación para tensiones positivas desaparece, y se observa un corrimiento del punto de corriente cero hacia tensiones más negativas, es decir, aparece un fotovoltaje superficial. Para 0.8 mW de potencia, el corrimiento es de unos 100 mV y de unos 125 mV cuando la potencia es el doble (ver el detalle en la Fig. 5.11). Además se observa una corriente alta cuando no hay una polarización punta muestra, siendo de 1.8 nA y de 3.4 nA para 0.8 mW y 1.6 mW de potencia respectivamente.

En la figura 5.12 se muestran otras curvas I/V obtenidas para diferentes valores preestablecidos de corriente túnel (diferentes separaciones entre punta y muestra). Las curvas mostradas en el panel superior fueron tomadas en oscuridad, y las del panel inferior, iluminando la juntura con una potencia de $1,6 \text{ mW}$. Para todos los casos la tensión túnel se estableció en $+2.05 \text{ V}$, y se fue variando la corriente túnel (los valores están indicados en la figura). Como en el caso anterior, al iluminar aumenta la conducción para tensiones de la punta positivas.

Observamos entonces, que la consecuencia de la iluminación es que se agrega una contribución extra a la corriente, debido a la generación de portadores de carga libre.

A partir de las curvas mostradas en las figuras 5.11 y 5.12, vemos que las corrientes fotoinducidas cuando uno de los electrodos de la unión túnel es un semiconductor, depende fuertemente de la tensión y de la corriente preestablecidas. Por ello, a fin de mostrar la reducción de la componente térmica de la corriente inducida con el esquema de ondas viajeras, es necesario que ésta sea apreciable cuando se ilumina la muestra con un haz gaussiano modulado. Se debe encontrar entonces, algún valor de tensión en el cual la corriente fotovoltaica no sea demasiado grande.

La difusividad térmica del silicio es $D = 0.97 \text{ cm}^2/\text{s}$. Entonces, para un haz de $100 \text{ }\mu\text{m}$ de radio, la frecuencia de corte será $f_0 = \omega_0/2\pi \approx 3 \text{ kHz}$, y la frecuencia de corte $f_q = \omega_q/2\pi \approx 6 \text{ MHz}$, si la interfranja es de alrededor de $10 \text{ }\mu\text{m}$.

De acuerdo a la relación 2.16, la amplitud máxima de la dilatación producida en la superficie por la incidencia de un haz modulado en amplitud es ($\lambda_z = 2.33 \cdot 10^{-6} \text{ } 1/^\circ\text{C}$, $\kappa_r = 1.57 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$):

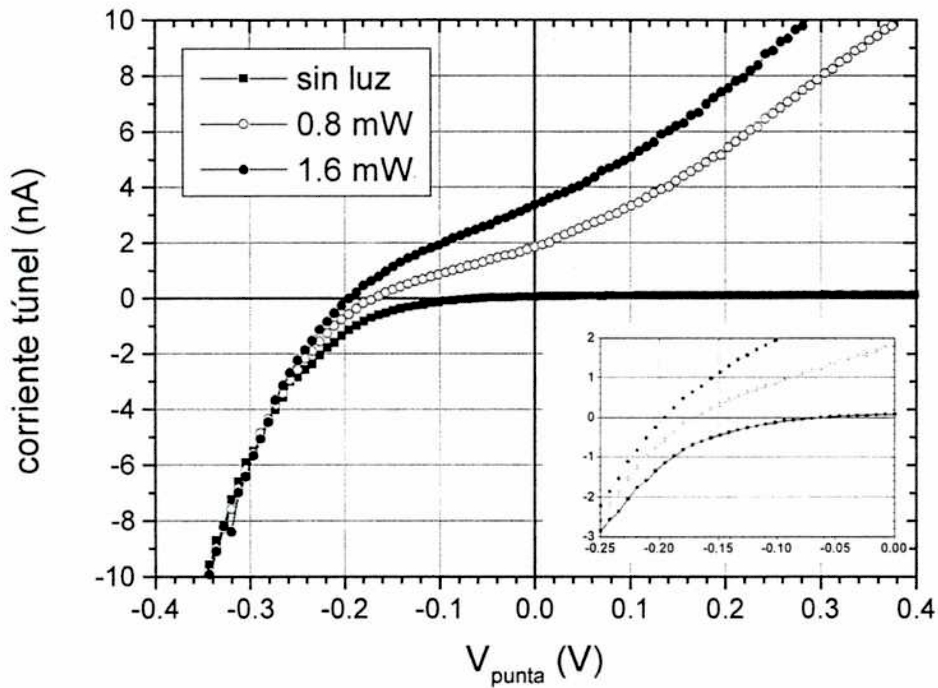


Figura 5.11: Curvas I/V obtenidas a una separación fija entre la punta y la muestra, dada por una tensión túnel $V_t = -0.1$ V de la punta respecto a la muestra y una corriente $I_t = -0.08$ nA en oscuridad. Cuando no se ilumina la juntura se observa rectificación para tensiones positivas, que desaparece por la iluminación. Abajo a la derecha se muestra el detalle de las curvas cuando la corriente túnel es cero. Para iluminar se utilizó un diodo láser de $\lambda = 780$ nm, con las potencias indicadas en la figura. La muestra es de Si (tipo n, $1.4 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} de densidad de dopaje) y la punta de Pt-Ir.

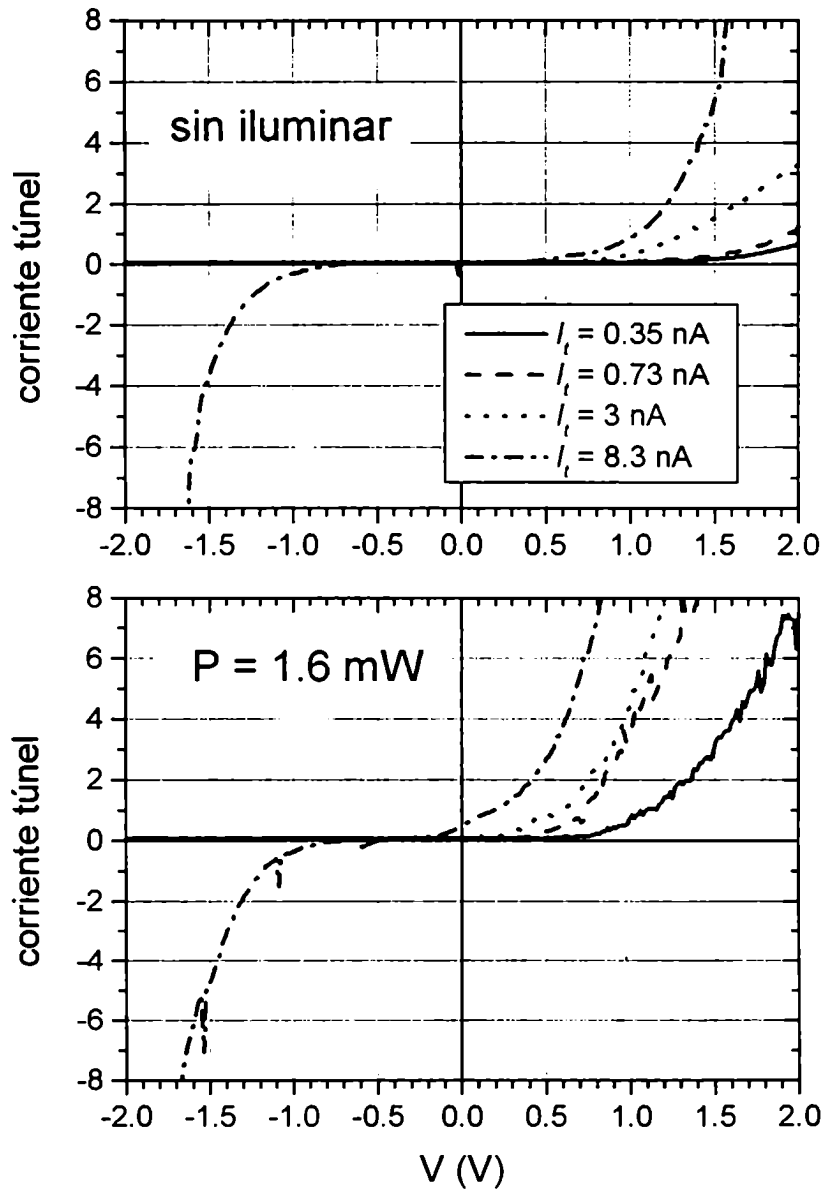


Figura 5.12: Curvas I/V obtenidas a diferentes separaciones entre la punta y la muestra, para una muestra de Si ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) y una punta de Pt-Ir. La tensión túnel preestablecida es de 2.05 V , y la separación de cada curva es la correspondiente para cada una de las corrientes indicadas en la figura. En el panel superior se muestran las curvas obtenidas en oscuridad, y en el inferior las respectivas curvas cuando se ilumina la muestra con una potencia de 1.6 mW .

$$\delta L_z|_{Si} \simeq 2.36 \cdot 10^{-2} \text{ \AA} \eta P[mW] F\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

y cuando se ilumina con el esquema de franjas,

$$\delta L_z|_{Si} = 2.36 \cdot 10^{-2} \text{ \AA} \eta P[mW] H\left(\frac{\omega \Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$$

Iluminando con una potencia de 1 *mW*, la corriente térmica (de acuerdo a la fig. 2.16 y a la ec. 2.3) en el centro del haz será de unos 120 *pA* para una frecuencia dos órdenes de magnitud menor que f_0 y una corriente túnel promedio de 1 *nA*, aumentando linealmente con el valor de la corriente túnel. En las mismas condiciones, pero iluminando con onda viajera, se espera que este valor de corriente caiga algo más que tres órdenes de magnitud cuando hay diez franjas por spot (ver fig. 5.8a).

En las figuras 5.13 y 5.14, se muestra la dependencia de la corriente fotoinducida con la frecuencia de modulación para dos valores distintos de polarización punta-muestra. Claramente, en ambos casos el comportamiento de la fotocorriente con la modulación no es el correspondiente a una corriente térmica exclusivamente. Los valores de corriente y tensión preestablecidos son de $\sim 2 \text{ nA}$ y $+0.97 \text{ V}$ para los datos de la fig. 5.13 y de $\sim 2 \text{ nA}$ y -0.1 V para las mediciones de la fig. 5.14. En este último caso, se observa un comportamiento predominantemente capacitivo. Ello concuerda con que cuando la polarización es en directa, tanto las capacidades debidas a la barrera Schottky como la de la barrera túnel aumentan. El análisis detallado de la dependencia de la fotocorriente con las diferentes capacidades que aparecen en la unión túnel entre un metal y un semiconductor puede encontrarse en la ref. [24] en donde se ha propuesto un modelo electrónico y el correspondiente circuito equivalente.

Referente al tema en sí de esta tesis, lo sobresaliente en las mediciones mostradas en las figuras 5.13 y 5.14, es la reducción en la señal fotoinducida cuando se utiliza el esquema de franjas. Esta reducción se obtuvo para todos los puntos de corriente y tensión establecidos en los que se midió la fotocorriente en función de la frecuencia. Es decir, aún para corrientes fotovoltaicas grandes, al iluminar con ondas viajeras la señal se reduce varios órdenes de magnitud. Por lo tanto, con el esquema de ondas viajeras, en principio vemos que se reducen también las componentes no térmicas de la señal cuando la muestra es semiconductor.

Midiendo la corriente túnel en función del voltaje, cuando se irradia la juntura con las ondas viajeras se obtiene una intensidad de corriente similar a la producida por un haz continuo. Esto se ve en la figura 5.15. La corriente y tensión túnel preestablecidas ($V_t = -0.94 \text{ V}$, $I_t = -1 \text{ nA}$) son tales que en oscuridad no circula corriente para tensiones positivas de la punta. Esta rectificación desaparece cuando se

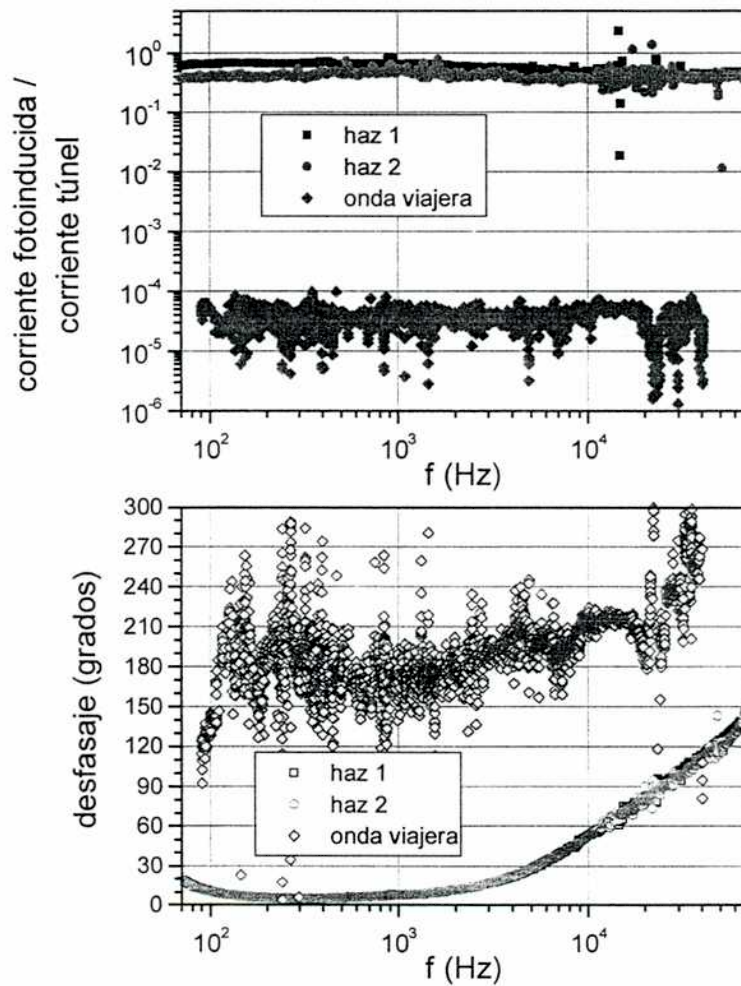


Figura 5.13: Dependencia de la señal fotoinducida con la frecuencia de modulación para una muestra de Si-n ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) y punta de platino. En el panel de arriba se muestra el valor absoluto de la fotocorriente normalizado con la corriente túnel y en el panel inferior el desfasaje de la señal respecto a la modulación de la luz. Las curvas corresponden la iluminación de la juntura con cada uno de los haces de 0.8 mW por separado, y cuando se los interfiere produciendo la onda viajera. Las condiciones de tuneleo están dadas para $V_t = +0.97 \text{ V}$ de la punta respecto a la muestra, con una corriente aproximadamente de 2 nA .

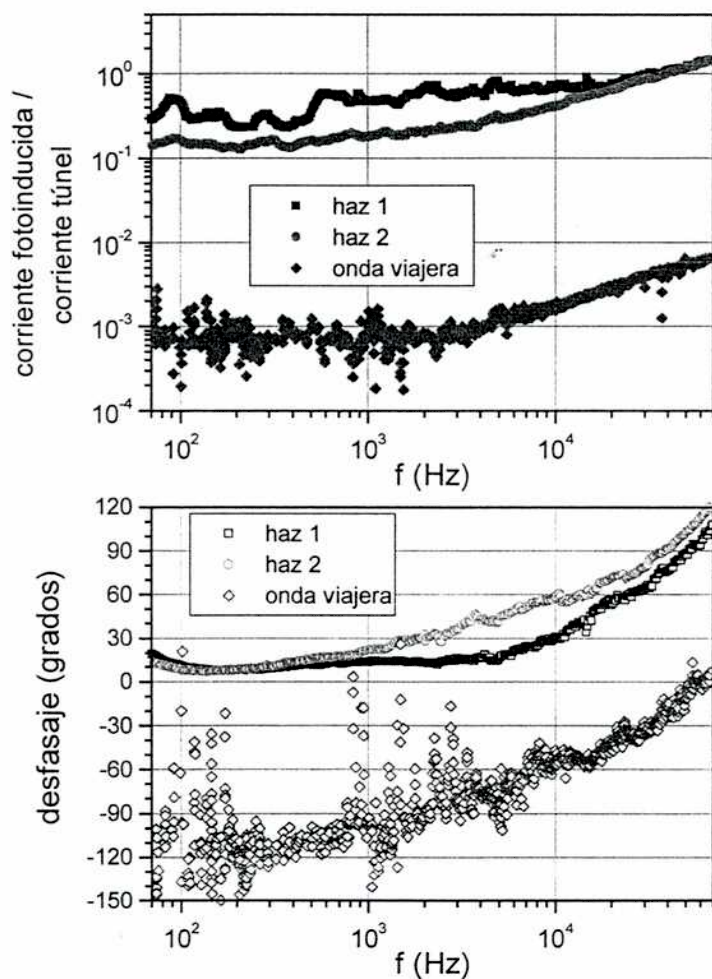


Figura 5.14: Dependencia de la señal fotoinducida con la frecuencia de modulación para una muestra de Si-n ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) y punta de platino. En el panel de arriba se muestra el valor absoluto de la fotocorriente normalizado con la corriente túnel y en el panel inferior el desfase de la señal respecto a la modulación de la luz. Las curvas corresponden a la iluminación de la juntura con cada uno de los haces de 0.8 mW por separado, y cuando se los interfiere produciendo la onda viajera. Las condiciones de tunelaje están dadas para $V_t = -0.1 \text{ V}$ de la punta respecto a la muestra, con una corriente aproximadamente de 2 nA .

ilumina con un haz sin modular de 0.8 mW de potencia y también cuando se ilumina con las ondas viajeras. El aumento de la corriente observado en este último caso respecto al haz continuo, se debe a que la potencia irradiada es aproximadamente el doble, pues se superponen los dos haces. El aspecto de las curvas cuando se ilumina con un haz gaussiano modulado en amplitud es diferente. En efecto, para tensiones positivas, en la fig. 5.15 se observa que la corriente oscila entre un valor cercano a cero (como en el caso de oscuridad) y el valor de corriente obtenido al iluminar con el haz continuo. Cabe destacar que este efecto es producto del sistema de adquisición y no significa que para ciertos valores de tensión haya conductividad y para otros no. Dependiendo de la frecuencia de modulación y de la rapidez con que se adquiere el espectro, la frecuencia en la modulación observada de la corriente varía. Sin embargo, en las mediciones mostradas, la rapidez de adquisición de las curvas I/V fue la misma para la iluminación con el haz gaussiano y con ondas viajeras, y en ambos casos la radiación estaba modulada a la misma frecuencia de 4 kHz . La diferencia de las curvas sugiere un mecanismo diferente de generación de la fotocorriente según sea el esquema de iluminación. Con las ondas viajeras, todo ocurre como si la muestra estuviera iluminada uniformemente, y en el caso del haz modulado en amplitud, sólo hay conducción (para V positivos) en la etapa en que la juntura está irradiada.

Una modificación introducida a nuestro STM, nos permite tomar las curvas de corriente fotoinducida *vs.* tensión (I_{ph}/V) simultáneamente con la curvas de corriente túnel total *vs.* tensión (I/V), por lo que es posible obtener separadamente las características de la corriente inducida por la luz con la tensión.

En la figura 5.16 se muestran las curvas I_{ph}/V obtenidas iluminando con un haz gaussiano modulado en amplitud a 4 kHz y ondas viajeras que barren la superficie a la misma frecuencia de modulación. Para tensiones positivas, la señal producida por el haz gaussiano es algunos órdenes de magnitud superior a la producida por las ondas viajeras (notar las escalas diferentes en la fig. 5.16). Un aspecto importante que se observa en las curvas mostradas en la fig. 5.16, es que cuando se utiliza el esquema de ondas viajeras, la fotocorriente para tensiones negativas de la punta, aumenta hasta valores del mismo orden que para tensiones positivas, mientras que al iluminar con un haz gaussiano modulado en amplitud hay una clara asimetría. El incremento en la fotocorriente para tensiones negativas es del orden del obtenido con las ondas viajeras, pero para tensiones positivas es mucho mayor.

En muchas de las mediciones realizadas iluminando con el esquema de ondas viajeras, se observó una fotocorriente constante, independiente de la polarización punta-

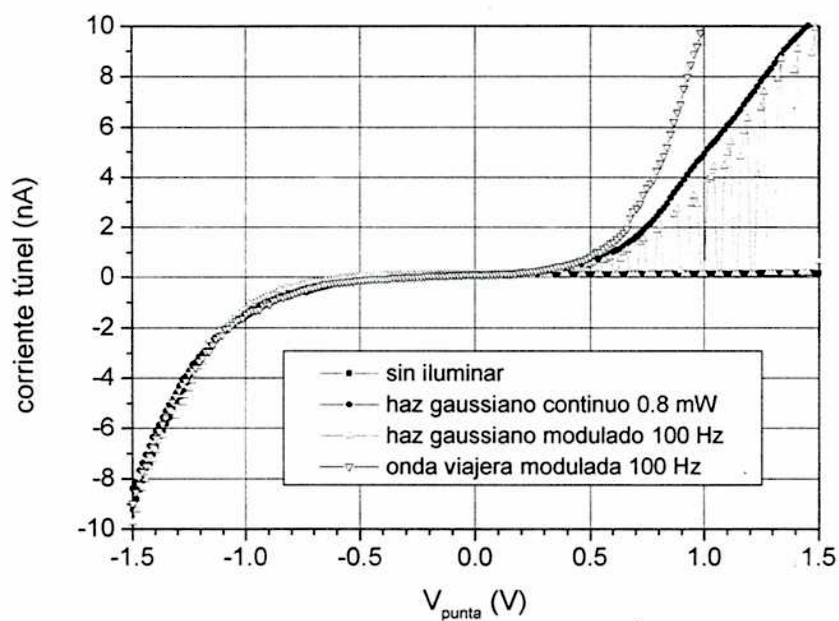


Figura 5.15: Curvas I/V para una muestra de Si tipo n ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) y punta de platino, obtenidas en oscuridad, e iluminando con un haz gaussiano sin modular ($P = 0.8 \text{ mW}$) y modulado en amplitud a una frecuencia de 4 kHz , y con una onda viajera ($\bar{P} \approx 1.6 \text{ mW}$) modulada también a 4 kHz . La separación punta-muestra está establecida para $V_t = -0.94 \text{ V}$, $I_t = -1 \text{ nA}$.

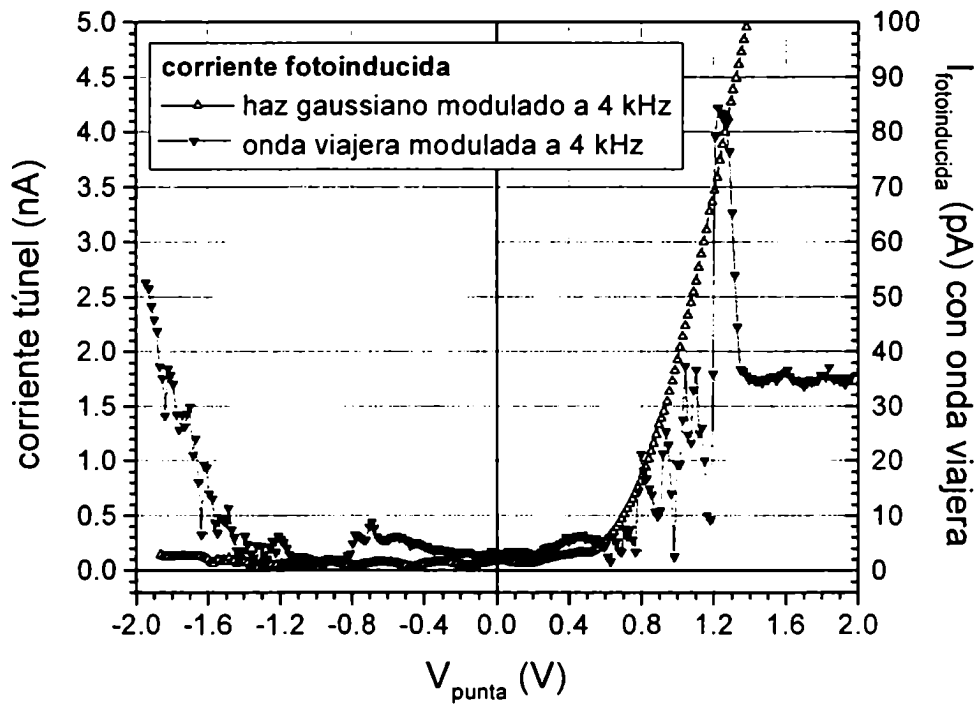


Figura 5.16: Amplitud de las corrientes fotoinducidas en función de la tensión de polarización iluminando con el esquema tradicional de haz modulado en amplitud y con el esquema de ondas viajeras. Las escalas correspondientes al haz modulado están a la izquierda y las de la onda viajera a la derecha. Los datos fueron registrados para una separación punta-muestra dada por $V_t = -0.94$ V, $I_t = -1$ nA. Notar que la curva obtenida con la onda viajera presenta un incremento en la señal para voltajes negativos del mismo orden que para voltajes positivos, mientras que hay una clara asimetría en la curva correspondiente al haz gaussiano modulado.

muestra. Estas fotocorrientes no corresponden a una saturación del amplificador lock-in, y generalmente se obtienen para grandes valores de corriente túnel total, dependiendo su valor de la frecuencia de modulación de las ondas viajeras. Como ejemplo, en la fig. 5.17 se muestran las curvas I/V (panel superior) e I_{ph}/V (panel inferior) obtenidas simultáneamente al iluminar con el esquema de ondas viajeras. Las mediciones fueron realizadas con dos diferentes condiciones preestablecidas de tuneo: $V_t = +0.1 V$, $I_t = 0.4 nA$, y $V_t = -0.1 V$, $I_t = -0.2 nA$. En el panel superior se grafican también las curvas I/V obtenidas en oscuridad para estas dos condiciones.

Excepto para una región alrededor de los $500 mV$, la corriente fotoinducida permanece constante en un valor que depende de la frecuencia de modulación de las franjas: aproximadamente $1 nA$ para una modulación de $425 Hz$, y un orden de magnitud menor cuando la modulación es un orden de magnitud mayor. Como puede verse, estos valores no varían al cambiar la separación punta-muestra invirtiendo la polarización inicial. Sin embargo, la corriente inducida se aproxima a cero para una tensión de $-500 mV$ cuando la polaridad inicial es negativa y para una tensión de $+500 mV$ cuando la polaridad inicial es positiva.

5.6 Análisis de los resultados

Los resultados obtenidos en silicio, muestran que con el esquema de iluminación de ondas viajeras, no sólo se reduce la componente térmica de la señal fotoinducida. En efecto, en las figuras 5.13 y 5.14, es claro que la corriente fotoinducida por la iluminación con los haces gaussianos modulados en amplitud no es térmica, o al menos no lo es exclusivamente. Sin embargo, cuando se cambia al esquema de iluminación de ondas viajeras, se obtiene una señal varios órdenes de magnitud menor.

Analicemos qué ocurre cuando se ilumina el semiconductor. Como la energía del haz utilizado es mayor que la banda prohibida del silicio, se generan pares electrón-hueco. Por lo tanto, en una capa delgada de la superficie en donde ocurre la absorción, la concentración de huecos y electrones libres es elevada. Esta inyección de portadores produce el incremento en la corriente túnel (ver por ej. fig. 5.11), que se mantiene mientras dura la irradiación. Por otra parte, los portadores difundirán debido al gradiente de concentración, por lo que tendremos una corriente de difusión. Los altos valores de corrientes fotoinducidas observados hacen suponer que la colección de portadores va más allá de la región de carga espacial.

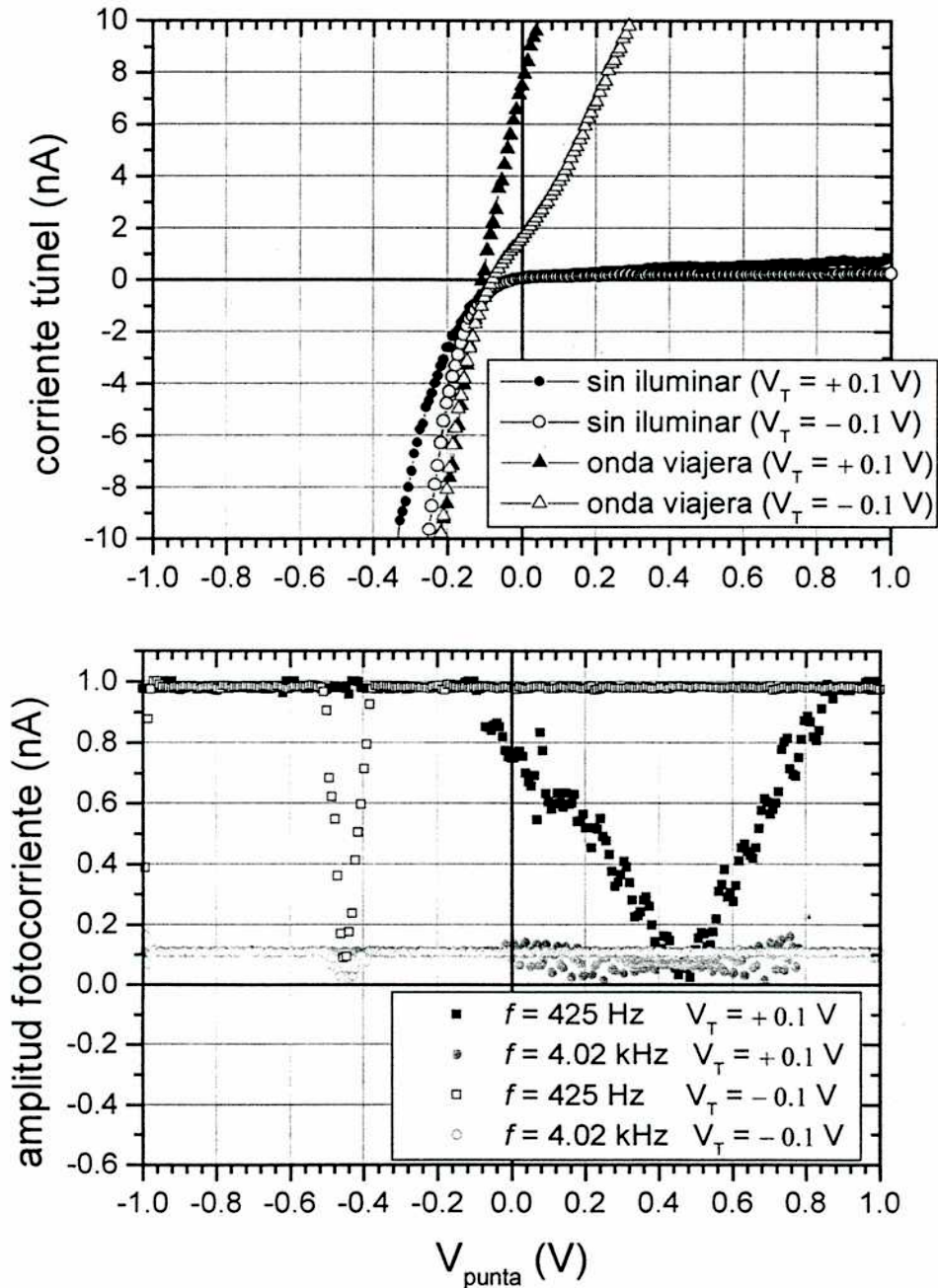


Figura 5.17: (a) Curvas corriente-tensión para una muestra de Si-n ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) y punta de Pt. Los círculos corresponden a la corriente túnel en oscuridad y los triángulos cuando se ilumina con el esquema de ondas viajeras. En ambos casos los símbolos rellenos son para una polarización inicial de $+0.1$ V y los huecos para -0.1 V. (b) Curvas de fotocorriente en función de la tensión de polarización correspondientes a las curvas mostradas en (a) cuando se ilumina con el esquema de ondas viajeras para una frecuencia de 425 Hz (símbolos cuadrados) y 4.02 kHz (círculos).

Si los portadores alcanzan a difundir la longitud de difusión característica de cada esquema de iluminación antes de recombinar, la corriente tendrá una componente importante debida a la difusión. Que ocurra esto depende de la longitud característica y del tiempo de vida de los portadores.

Podemos estimar el tiempo de recombinación por la relación [53]:

$$\tau_r = 2 \frac{n_i}{n_0} \tau_{ir}$$

donde n_i y τ_{ir} son la densidad y el tiempo de vida medio de los portadores en el semiconductor intrínseco, y n_0 la densidad de portadores del semiconductor en equilibrio.

Para el silicio [53] $\tau_{ir} = 3.5$ s, y $n_i = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Y $n_0 = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en la muestra de silicio utilizada. Por lo tanto, el tiempo de vida medio de los portadores es del orden de 70 ns.

Si bien la difusión es ambipolar, dado que la muestra utilizada es muy dopada, podemos considerar solamente la difusión de los portadores minoritarios [54], que en nuestro caso son los huecos.

Suponiendo corrientes de desplazamiento pequeñas, la densidad de portadores que difunden estará dada por la expresión:

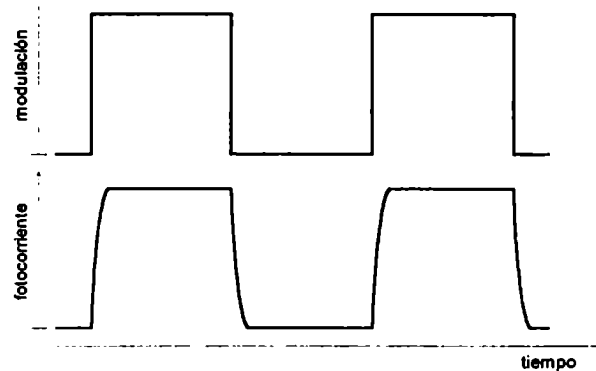
$$\frac{1}{D_p} \frac{\partial p}{\partial t}(\vec{r}, t) - \nabla^2 p(\vec{r}, t) = \frac{\eta_c \alpha I(\vec{r}, t)}{D_p E_f} - \frac{p}{\tau_r} \quad (5.12)$$

donde η_c es la eficiencia de conversión de fotones en pares electrón-hueco, α es el coeficiente de absorción de fotones del semiconductor, E_f la energía por fotón, $I(\vec{r}, t)$ la intensidad de la radiación, y $D_p = \mu_p \frac{k_B T}{e}$ es la difusividad de los portadores, siendo μ_p la movilidad de los huecos, k_B la constante de Boltzman, T la temperatura y e la carga del electrón.

La ecuación de difusión 5.12 es equivalente a la ya resuelta para el caso de la temperatura, para cada distribución de intensidad de la radiación, exceptuando el término $\frac{p}{\tau_r}$ que tiene en cuenta la recombinación de los portadores.

Examinemos lo que ocurre cuando la radiación es modulada en amplitud. En este caso, para las frecuencias usuales de modulación y tamaños típicos de la región iluminada, los tiempos involucrados son mayores que el tiempo de vida de los portadores. Recordando que $\tau_0 = 1/f_0 \sim \sigma^2/D$, el tiempo característico de la difusión de los portadores minoritarios ($D_p = 12.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ para el silicio) será de unos 8 μs para $\sigma \simeq 100 \mu\text{m}$. Salvo en el caso en que se module la luz a frecuencias superiores a algunas decenas de megahertz, la rapidez con que ocurre la recombinación será mucho mayor que la velocidad de difusión. Durante la etapa de irradiación, se produce una

situación de no equilibrio y parte de los portadores contribuyen a la corriente túnel. Al apagar el láser, el exceso de portadores se recombinará rápidamente, mucho antes de que ocurra una nueva irradiación. Gráficamente podemos representarlo como



La corriente seguirá entonces a la frecuencia de encendido y apagado del láser, y podemos suponer que la recombinación ocurre instantáneamente. Resolvamos la ec. 5.12. Para simplificar analicemos el caso unidimensional. La solución p_{ω} dependiente de la frecuencia de modulación de la ec. 5.12, será de la forma:

$$p_{\omega} = \left(\frac{C_1 e^{-\alpha z}}{\frac{1}{\tau_r} - D_p \alpha^2 + i\omega} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{1}{D_p \tau_r} + i \frac{\omega}{D_p}} z} \right) e^{i\omega t} \quad (5.13)$$

donde C_1 y C_2 dependen del flujo de energía por unidad de volumen que llega al semiconductor y de las condiciones de contorno.

Comparando este resultado con el obtenido para la temperatura (ec. 2.7) se observa que el término de recombinación introduce una rapidez de recombinación dada por $\frac{1}{\tau_r}$. Por lo tanto, si la frecuencia de modulación es del orden de los kilohertz, en la ecuación 5.13 es $\frac{1}{\tau_r} \gg \omega$ para los valores estimados de τ_r . Con esta aproximación, el término entre paréntesis de la ec. 5.13 queda independiente de la frecuencia y la corriente producida por la difusión de portadores minoritarios, seguirá en fase a la frecuencia de modulación de la radiación.

Esto permite explicar que la fase de la señal medida al iluminar con los haces modulados (figuras 5.13 y 5.14) se mantenga cercana a los cero grados a frecuencias por encima de la frecuencia de corte térmica estimada para el Si en 3 kHz.

Iluminando con el esquema de ondas viajeras, la situación es diferente. Recordemos que la formación de las franjas introduce el tiempo de difusión dado por la ec.4.5,

$$\tau_q = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 D_p} = \frac{1}{D_p q^2}$$

en donde ahora la difusividad es la de los portadores minoritarios. Si suponemos una interfranja de $10 \mu m$, este tiempo será aproximadamente $\tau_q \approx 2 ns$. Y cuanto menor sea la interfranja, menor será τ_q . Esto significa que los portadores pueden difundir antes de recombinarse.

Resolviendo la ec. 5.12 para la onda viajera, aparecerá un factor que relaciona los tiempos τ_q y τ_r :

$$p_\omega(\vec{r}, t) \sim \frac{2\eta_c P}{E_f D_p \Lambda} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \frac{e^{-\sqrt{1+\frac{\tau_q}{\tau_r}-i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}} qz}}{\gamma^2 \sqrt{1+\frac{\tau_q}{\tau_r}-i\frac{\omega}{\omega_q}}} e^{i(qx-\omega\Delta t)} \quad (5.14)$$

en donde se ha supuesto $\alpha^2 \gg q^2, \frac{1}{D_p \tau_r}$.

Cuando $\tau_q < \tau_r$, el exceso de portadores (y por lo tanto la fotocorriente) generados con las ondas viajeras a la frecuencia de modulación, tendrán una dependencia con la frecuencia dada por la función $H\left(\frac{\omega\Delta}{\omega_q}, r', \gamma\right)$ de la ec. 5.11 debido a la difusión de portadores. Mientras que para el haz gaussiano, toda la corriente debida a la inyección de portadores está modulada con la luz. Es razonable entonces la reducción observada en la fotocorriente al iluminar con ondas viajeras respecto al sistema estándar de iluminación (figs. 5.13 y 5.14).

Si los portadores de carga difunden hacia las zonas en donde no se ha irradiado antes de que ocurra la recombinación, la iluminación con este esquema de ondas viajeras se aproxima a una iluminación uniforme de toda la región. Esto justificaría que en las curvas I/V la corriente túnel total medida al iluminar con ondas viajeras tenga una respuesta como la de una irradiación uniforme (ver fig. 5.15), mientras que al iluminar con el haz modulado, sólo hay corriente cuando la fuente de energía está prendida. En efecto, si la colección de portadores ocurriera exclusivamente entre los generados en la zona de la unión, la fotocorriente debería seguir a la modulación de las ondas. Pero cuando un mínimo de intensidad pasa por debajo de la punta, sigue habiendo una fotocorriente, que puede explicarse si se considera la difusión de los portadores desde las regiones iluminadas hacia las que están en oscuridad.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis se ha desarrollado una nueva técnica que permite reducir la componente térmica de la señal fotoinducida producida por la iluminación de la unión punta-muestra de un microscopio túnel.

En la mayoría de los experimentos de microscopía túnel asistida por láser, se modula la intensidad de la radiación, a fin de discriminar la señal fotoinducida de la corriente túnel normal, y obtener la información adicional producida por la radiación. A lo largo de esta tesis se mostró que siempre que se modula la intensidad de la luz, cualquiera sea su distribución espacial, la corriente térmica responderá principalmente a la frecuencia de prendido-apagado de la fuente, debido a la difusión hacia los bordes de la región iluminada. Se propuso un modelo basado en la dilatación térmica de la muestra para explicar este comportamiento, cuya validez fue confirmada por los resultados experimentales. Un análisis exhaustivo de la señal térmica en función de la frecuencia de modulación y del punto dentro de la zona iluminada en que se sensa la corriente, mostró que para reducir esta señal, es necesario modular la amplitud del haz, a frecuencias por encima de una frecuencia de corte que depende de la difusividad lateral de la muestra y del tamaño de la mancha. Pero sin llegar a tan altas frecuencias (habitualmente superiores a la respuesta de los amplificadores de corriente de los STM), se encontró que es posible mejorar la relación señal ruido eligiendo adecuadamente el tamaño del haz y el lugar en que se sensa la fotocorriente, usando un sistema de detección sensible a la fase. Pero con ninguno de estos mecanismos se logra una reducción importante de la componente térmica de la corriente a frecuencias razonables de modulación.

La nueva técnica presentada en esta tesis, se basa en un sistema interferométrico de iluminación. Modulando los haces a frecuencias levemente diferentes, la fase del pa-

trón de interferencia se mueve a la frecuencia diferencia, dando lugar a ondas viajeras dentro de la zona iluminada. De esta manera, la carga térmica total sobre la muestra se mantiene constante, mientras que cada punto está sujeto a una intensidad modulada a la diferencia entre las dos frecuencias de modulación. Esto posibilita discriminar la señal fotoinducida midiendo la corriente generada a esta frecuencia diferencia, eliminando así la contribución por la difusión térmica hacia los bordes de la región iluminada producida por la modulación en intensidad de la radiación. Este esquema de iluminación introduce una nueva frecuencia de corte que depende de la difusividad lateral de la muestra y de la cantidad de franjas formadas. Se mostró que por debajo de esa frecuencia, la dilatación de la muestra es independiente de la modulación y resulta varios órdenes de magnitud menor que la obtenida con el sistema estándar de iluminación. Cuanto mayor es el número de franjas, menor es la corriente térmica generada. Lo novedoso del método, es que esta reducción se obtiene aún modulando a frecuencias menores al kilohertz.

Hasta el momento no se había logrado una reducción tan drástica de la corriente fototérmica al modular la radiación, siendo esta contribución el principal factor limitante en experimentos de espectroscopía túnel, fluorescencia u óptica no lineal de campo cercano, en los que se desea una alta resolución espacial.

Finalmente, en la verificación experimental del esquema de ondas viajeras en silicio, se observó una disminución de la corriente total fotoinducida y no sólo de la contribución térmica. Se propuso un modelo basado en la difusión de los portadores para explicar estos resultados. De acuerdo con el modelo, la difusión de portadores no está limitada por la recombinación, como ocurre cuando se irradia el semiconductor con el esquema tradicional del haz modulado en amplitud. De esta forma, la iluminación con ondas viajeras se asemeja a una iluminación uniforme de la muestra, pues los portadores de carga generados por la radiación, difunden hacia las zonas no iluminadas antes de que puedan recombinarse. Por lo tanto la colección de los mismos ocurre en un área mayor que la zona en la cual son generados.

Para entender mejor algunos de los resultados encontrados en silicio, que exceden el tema de esta tesis, es necesario profundizar en los mecanismos de generación, difusión y recombinación de portadores de carga. Para ello se propone realizar en el futuro un estudio sistemático con materiales semiconductores de distinto dopaje, variando la energía de la radiación incidente para diferentes tamaños de ondas viajeras.

Apéndice A

Resolución de la ecuación de difusión

En este apéndice se detallan los cálculos realizados para obtener el perfil de temperaturas y la dilatación térmica producida en un material cuando se lo ilumina con un haz gaussiano modulado en amplitud, con una red térmica modulada en amplitud y con una red térmica modulada en fase.

Para todos los casos se realizaron las siguientes suposiciones:

- la muestra es un sólido semi-infinito en cuyo plano $z = 0$ incide un flujo de calor
- los electrones se encuentran siempre en equilibrio térmico con la red cristalina (el cual se establece en pocos picosegundos [37])
- la absorción de la radiación decae exponencialmente al penetrar en la muestra (z positivos)
- la muestra tiene una conductividad térmica κ_r en el plano de incidencia y una conductividad térmica κ_z en la dirección perpendicular a la superficie (z)

A.1 Haz gaussiano modulado en amplitud

En esta parte se detallan los cálculos de los resultados mostrados en los capítulos 2 y 3, cuando la superficie de la muestra se ilumina con un haz modulado en amplitud, cuya intensidad tiene una distribución gaussiana. Primero se calcula el perfil de temperaturas y luego la dilatación producida en la muestra.

A.1.1 Perfil de temperaturas

Si los electrones se encuentran siempre en equilibrio con la red atómica, se puede utilizar la ecuación de difusión del calor para hallar la evolución temporal de la distribución de temperaturas $\theta(\vec{r}, t)$ en la muestra:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t}(\vec{r}, t) - D_i \nabla^2 \theta(\vec{r}, t) = \frac{Q(\vec{r}, t)}{\rho c} \quad (\text{A.1})$$

donde ρ es la densidad del material, c su calor específico, $D_i = \frac{\kappa_i}{\rho c}$ la difusividad térmica de la muestra en la dirección i . $Q(\vec{r}, t)$ es la producción de calor por unidad de volumen y de tiempo, en función de la posición \vec{r} medida respecto al centro del haz y del tiempo, siendo en este caso:

$$Q(\vec{r}, t) = \frac{\eta \alpha}{2} I_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} (1 + \cos \omega t) \quad (\text{A.2})$$

donde σ es el radio del haz incidente para el cual la intensidad cae a $1/\sqrt{e}$ de su máximo valor I_0 , α el coeficiente de absorción óptica de la muestra para la longitud de onda λ de la radiación incidente y η la eficiencia a la cual la luz incidente es convertida en calor (incluye el término correspondiente a la fracción reflejada).

Reemplazando la ecuación A.2 en A.1 y llamando $Q_0 = \frac{\eta \alpha I_0}{2\rho c}$ (que tiene unidades de temperatura por segundo) queda la ecuación diferencial:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t}(\vec{r}, t) - D_r \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \theta(\vec{r}, t) - D_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}(\vec{r}, t) = Q_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} (1 + e^{i\omega t}) \quad (\text{A.3})$$

en donde se escribió $e^{i\omega t}$ para la modulación temporal, por lo que la solución de interés físico será la parte real de la solución compleja $\theta(\vec{r}, t)$.

Para resolver la ecuación A.3 se propone una solución del tipo:

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} [f(z) + g(z) e^{i\omega t}] e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.4})$$

cuyas derivadas parciales son:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t}(\vec{r}, t) = \frac{i\omega}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} g(z) e^{i\omega t} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.5a})$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}(\vec{r}, t) = \frac{-1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} [f(z) + g(z) e^{i\omega t}] k_x^2 e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.5b})$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}(\vec{r}, t) = \frac{-1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} [f(z) + g(z) e^{i\omega t}] k_y^2 e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.5c})$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \left[\frac{d^2 f}{dz^2}(z) + \frac{d^2 g}{dz^2}(z) e^{i\omega t} \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.5d})$$

Por otra parte, la exponencial gaussiana del segundo miembro de la ecuación A.3 se puede expresar en términos de su transformada de Fourier:

$$e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} G(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.6})$$

$$G(k_x, k_y) = \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 2\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2} \quad (\text{A.7})$$

Por lo que el segundo miembro de A.3 resulta:

$$\frac{Q_0 e^{-\alpha z} \sigma^2 (1 + e^{i\omega t})}{2\pi} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.8})$$

Reemplazando A.8 y A.5 en A.3 e igualando los integrandos, quedan las siguientes ecuaciones diferenciales para $f(z)$ y $g(z)$:

$$\frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) f(z) - \frac{d^2 f}{dz^2}(z) = \frac{Q_0 2\pi\sigma^2}{D_z} e^{-\alpha z} e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2} \quad (\text{A.9a})$$

$$\frac{D_r}{D_z} [(k_x^2 + k_y^2) + i\omega] g(z) - \frac{d^2 g}{dz^2}(z) = \frac{Q_0 2\pi\sigma^2}{D_z} e^{-\alpha z} e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2} \quad (\text{A.9b})$$

Para resolver las ecuaciones A.9, imponemos la condición inicial $\frac{\partial \theta}{\partial z}|_{z=0} = 0$, lo que significa, en términos de $f(z)$ y $g(z)$, $\frac{df}{dz}|_{z=0} = \frac{dg}{dz}|_{z=0} = 0$. Ambas ecuaciones A.9 son de la forma:

$$\xi^2 h(z) - \frac{d^2 h}{dz^2}(z) = A e^{-\alpha z}$$

siendo su solución (usando que $\frac{dh}{dz}|_{z=0} = 0$):

$$h(z) = \frac{A}{\xi^2 - \alpha^2} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi} e^{-\xi z} \right]$$

Por lo tanto, para $f(z)$ y $g(z)$ de las ecuaciones A.9 se obtiene:

$$f(z) = \frac{Q_0 2\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z (\xi_0^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z} \right] \quad (\text{A.10a})$$

$$g(z) = \frac{Q_0 2\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z (\xi_1^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z} \right] \quad (\text{A.10b})$$

donde los ξ_i representan los coeficientes de penetración térmica de la radiación, siendo:

$$\begin{aligned} \xi_0^2 &= \frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) \\ \xi_1^2 &= \frac{1}{D_z} [D_r (k_x^2 + k_y^2) + i\omega] \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Reemplazando A.10 en A.4 se obtiene el campo de temperaturas para este sistema:

$$\begin{aligned} \theta(\vec{r}, t) &= \frac{\eta\alpha P}{(2\pi)^2 \kappa_z} \left\{ \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \frac{\xi_0 e^{-\alpha z} - \alpha e^{-\xi_0 z}}{\xi_0 (\xi_0^2 - \alpha^2)} e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2} dk_x dk_y + \right. \\ &\quad \left. + \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \frac{\xi_1 e^{-\alpha z} - \alpha e^{-\xi_1 z}}{\xi_1 (\xi_1^2 - \alpha^2)} e^{i\omega t} e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2} dk_x dk_y \right\} \quad (\text{A.12}) \end{aligned}$$

en donde $P = \pi\sigma^2 I_0$ es la potencia del haz y los ξ_i son los definidos en A.11.

El primer término de la ecuación A.12 da la solución estacionaria y el segundo término, la solución dependiente del tiempo.

La expresión de la temperatura A.12 se puede simplificar, si se considera que la penetración de la radiación para las frecuencias ópticas es mucho menor que la penetración térmica (es decir, $\alpha \gg \xi_i$). En ese caso, y para $z = 0$, la expresión para la temperatura queda:

$$\begin{aligned}\theta(\vec{r}, t) &= \frac{\eta P}{(2\pi)^2 \kappa_z} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-\xi_0 z}}{\xi_0} + \frac{e^{-\xi_1 z}}{\xi_1} e^{i\omega t} \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-(k_x^2 + k_y^2) \frac{\sigma^2}{2}} dk_x dk_y = \\ &= \frac{\eta P \sqrt{\frac{D_r}{D_z}}}{(2\pi)^2 \kappa_r} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}} k z}}{k} + \frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r k^2 + i\omega}{D_z}} z}}{\sqrt{k^2 + i\frac{\omega}{D_r}}} e^{i\omega t} \right] e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} dk_x dk_y\end{aligned}$$

Si el área del haz es circular, conviene escribir las variables en coordenadas polares:

$$\begin{aligned}k^2 &= k_x^2 + k_y^2 \\ k_x &= k \cos \varphi, \quad k_y = k \sin \varphi \\ x &= r \cos \varphi', \quad y = r \sin \varphi' \\ k_x x + k_y y &= k r \cos(\varphi - \varphi') \\ dk_x dk_y &= k dk d\varphi\end{aligned}$$

Tomando $\varphi' = 0$, y usando la función de Bessel de primera especie de orden cero $J_0(x)$, la integral en φ tiene solución analítica, pues:

$$J_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \phi} d\phi \implies \int_0^{2\pi} e^{-ikr \cos \varphi} d\varphi = 2\pi J_0(-kr)$$

Por lo tanto la temperatura resulta:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\eta P \sqrt{\frac{D_r}{D_z}}}{2\pi \kappa_r} \int_0^{\infty} \left[\frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}} k z}}{k} + \frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r k^2 + i\omega}{D_z}} z}}{\sqrt{k^2 + i\frac{\omega}{D_r}}} e^{i\omega t} \right] J_0(-kr) e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} k dk \quad (\text{A.13})$$

Finalmente, escribiendo la integral en función de la variable adimensional $u = k\sigma$ se obtiene:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\eta P}{2\pi \kappa_r \delta_0} \int_0^{\infty} \left[\frac{e^{-u \frac{z}{\delta_0}}}{u} + \frac{e^{-\sqrt{u^2 + i\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{z}{\delta_0}}}{\sqrt{u^2 + i\frac{2\omega}{\omega_0}}} e^{i\omega t} \right] J_0(-ur) e^{-u^2/2} u du \quad (\text{A.14})$$

en donde $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$ es una frecuencia de corte, $r' = \frac{r}{\sigma}$ es la distancia al centro del haz medida en unidades de σ y se ha definido $\delta_0 = \sqrt{\frac{2D_r}{\omega_0}}$ como la longitud de penetración térmica a la frecuencia angular de corte ω_0 .

A.1.2 Dilatación térmica

La dilatación en la dirección z se obtiene integrando la ecuación A.4 a lo largo del eje z y multiplicando el resultado por el coeficiente de dilatación térmica lineal de la muestra en la dirección z (λ_z). El primer término de A.4 producirá una dilatación constante e independiente del tiempo, una vez alcanzado el régimen estacionario. El segundo término de A.4 dará la dilatación producida por la componente sinusoidal de la fuente térmica. Esta última dilatación es la que interesa, pues será la detectada por el lock-in.

La única dependencia con z de la expresión de la temperatura está dada por los términos entre corchetes de las ecuaciones A.10 y su integral es:

$$\int_0^{\infty} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_i} e^{-\xi_i z} \right] dz = \frac{\xi_i^2 - \alpha^2}{\alpha \xi_i^2}$$

donde ξ_i es ξ_0 o ξ_1 (definidos en A.11) según sea el caso.

Resolviendo por separado la dilatación constante $dL_z|_0$ y la dilatación dependiente del tiempo $dL_z|_{\omega}$, se obtiene:

$$\delta L_z|_0 = \frac{\lambda_z \eta P}{(2\pi)^2 \kappa_r} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2} e^{-i(k_x x + k_y y)}}{k_x^2 + k_y^2} dk_x dk_y \quad (\text{A.15a})$$

$$\delta L_z|_{\omega} = \frac{\lambda_z \eta P}{(2\pi)^2 \kappa_r} e^{i\omega t} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2} e^{-i(k_x x + k_y y)}}{\frac{i\omega}{D_r} + (k_x^2 + k_y^2)} dk_x dk_y \quad (\text{A.15b})$$

Que en coordenadas polares quedan expresadas:

$$\delta L_z|_0 = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} \int_0^{\infty} \frac{e^{-k^2 \sigma^2/2}}{k} J_0(-kr) dk \quad (\text{A.16a})$$

$$\delta L_z|_{\omega} = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \frac{e^{-k^2 \sigma^2/2}}{k^2 + i\frac{\omega}{D_r}} J_0(-kr) k dk \quad (\text{A.16b})$$

Haciendo el cambio de variables $u = k\sigma/\sqrt{2}$ las integrales quedan en función de variables adimensionales:

$$\delta L_z|_0 = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{u} J_0(-\sqrt{2}ur') du \quad (\text{A.17a})$$

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} \cdot e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{u^2 + i \frac{\omega}{\omega_0}} J_0(-\sqrt{2}ur') u du \quad (\text{A.17b})$$

En donde $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$ es la frecuencia angular de corte y r' la distancia la centro del haz medida en unidades de σ .

A.2 Red térmica modulada en amplitud

En esta sección se muestran las cuentas realizadas para llegar a los resultados presentados en el capítulo 4. La fuente térmica es una red producida por la interferencia de dos haces que se modula en amplitud. Si cada haz tiene una intensidad I_i ($i = 1$ o 2):

$$I_i = \frac{1}{2} I_{0i} (1 + \cos \omega t) e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$$

donde σ es el radio del haz cuando la intensidad cae a $1/\sqrt{e}$ de su máximo valor I_{0i} , la distribución de intensidades producida por la interferencia de los dos haces cuando se propagan con diferentes direcciones está dada por:

$$I = \left[\frac{I_{01}}{2} + \frac{I_{02}}{2} + \sqrt{I_{01}I_{02}} \cdot \cos qx \right] (1 + \cos \omega t) e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} \quad (\text{A.18})$$

donde x es la dirección en que se forman las franjas y q el vector de onda de las mismas. La separación entre franjas está definida por la interfranja Λ :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} = \frac{2\pi}{q}$$

cuando el ángulo entre los haces es θ

Si los haces tienen la misma intensidad máxima I_0 , la expresión A.18 se escribe:

$$I = I_0 (1 + \cos qx) (1 + \cos \omega t) e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$$

A.2.1 Perfil de temperaturas

Para hallar el perfil de temperaturas se resuelve la ecuación de difusión del calor A.1, en donde la producción de calor por unidad de volumen y de tiempo es, en este caso:

$$Q(\vec{r}, t) = \eta \alpha I_0 e^{-\alpha z} (1 + \cos qx)(1 + \cos \omega t) e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2}} \quad (\text{A.19})$$

suponiendo que los haces son de la misma intensidad y se superponen totalmente.

Reemplazando la ecuación A.19 en A.1 y llamando $Q_0 = \frac{\eta \alpha I_0}{\rho c}$ se obtiene la siguiente ecuación diferencial:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} - D_r \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \theta - D_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = Q_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} (1 + \cos qx) + \\ + Q_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} (1 + \cos qx) e^{i\omega t} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

en donde se separó explícitamente la parte dependiente del tiempo. La solución de A.20 se puede expresar como la suma de un término estacionario $\theta_0(\vec{r})$ más otro término θ_ω modulado a la frecuencia ω . de la forma:

$$\theta_0(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} [f_0 + g_0 e^{iqx} + h_0 e^{-iqx}] e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.21a})$$

$$\theta_\omega(\vec{r}, t) = \frac{e^{i\omega t}}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} [f_1 + g_1 e^{iqx} + h_1 e^{-iqx}] e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.21b})$$

Las funciones f_j , g_j y h_j ($j = 1, 2$) dependen sólo de z . Usando la expresión A.6 para la exponencial gaussiana de A.20 y reemplazando A.21 en A.20 e igualando los integrandos, quedan las siguientes ecuaciones diferenciales para $f_j(z)$, $g_j(z)$ y $h_j(z)$:

$$\begin{aligned} \left[\frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) + i \frac{\omega}{D_z} \right] f_j(z) - \frac{d^2}{dz^2} f_j(z) &= \frac{Q_0}{D_z} \frac{2\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z} e^{-\alpha z} \\ \left[\frac{D_r}{D_z} [(k_x - q)^2 + k_y^2] + i \frac{\omega}{D_z} \right] g_j(z) - \frac{d^2}{dz^2} g_j(z) &= \frac{Q_0}{D_z} \frac{\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z} e^{-\alpha z} \\ \left[\frac{D_r}{D_z} [(k_x + q)^2 + k_y^2] + i \frac{\omega}{D_z} \right] h_j(z) - \frac{d^2}{dz^2} h_j(z) &= \frac{Q_0}{D_z} \frac{\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z} e^{-\alpha z} \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

teniendo en cuenta que en realidad son seis ecuaciones diferenciales y que para las tres correspondientes a $j = 0$ hay que poner $\omega = 0$.

Con la condición inicial de flujo de calor cero en $z = 0$, las soluciones de A.22 quedan, para la parte estacionaria:

$$\begin{aligned}
f_0(z) &= \frac{2P\eta\alpha e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_0^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z} \right] \\
g_0(z) &= \frac{P\eta\alpha e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_{01}^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_{01}} e^{-\xi_{01} z} \right] \\
h_0(z) &= \frac{P\eta\alpha e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_{02}^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_{02}} e^{-\xi_{02} z} \right]
\end{aligned} \tag{A.23}$$

$$\begin{aligned}
\xi_0^2 &= \frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) \\
\xi_{01}^2 &= \frac{D_r}{D_z} [(k_x - q)^2 + k_y^2] \\
\xi_{02}^2 &= \frac{D_r}{D_z} [(k_x + q)^2 + k_y^2]
\end{aligned} \tag{A.24}$$

y para la parte modulada,

$$\begin{aligned}
f_1(z) &= \frac{2P\eta\alpha e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi} e^{-\xi z} \right] \\
g_1(z) &= \frac{P\eta\alpha e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_1^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z} \right] \\
h_1(z) &= \frac{P\eta\alpha e^{-(k_x^2+k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_2^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_2} e^{-\xi_2 z} \right]
\end{aligned} \tag{A.25}$$

$$\begin{aligned}
\xi^2 &= \frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) + i \frac{\omega}{D_z} \\
\xi_1^2 &= \frac{D_r}{D_z} [(k_x - q)^2 + k_y^2] + i \frac{\omega}{D_z} \\
\xi_2^2 &= \frac{D_r}{D_z} [(k_x + q)^2 + k_y^2] + i \frac{\omega}{D_z}
\end{aligned} \tag{A.26}$$

La solución estacionaria de la temperatura se obtiene reemplazando A.23 en A.21a:

$$\begin{aligned}
\theta_0(\vec{r}) &= \frac{2P\eta\alpha}{(2\pi)^2 \rho c D_z} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \left\{ \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z}}{(\xi_0^2 - \alpha^2)} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_{01}} e^{-\xi_{01} z}}{(\xi_{01}^2 - \alpha^2)} \cos qx \right\} e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-k^2 \sigma^2 / 2} dk_x dk_y
\end{aligned} \tag{A.27}$$

dado que $\xi_{01}(-k_x) = \xi_{02}(k_x)$.

De la misma manera, la solución dependiente del tiempo, se obtiene reemplazando A.25 en A.21b, teniendo en cuenta que $\xi_1(-k_x) = \xi_2(k_x)$:

$$\theta_\omega(\vec{r}, t) = \frac{2P\eta\alpha}{(2\pi)^2 \rho c D_z} e^{i\omega t} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \left\{ \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi} e^{-\xi z}}{(\xi^2 - \alpha^2)} + \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z}}{(\xi_1^2 - \alpha^2)} \cos qx \right\} e^{-k^2 \sigma^2 / 2} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.28})$$

Los parámetros ξ (definidos en A.24 y A.26) están relacionados con los coeficientes de penetración térmica. Ello puede verse con claridad si se escriben las expresiones A.24 y A.26 para el límite unidimensional:

$$\begin{aligned} &\longrightarrow i \frac{\omega}{D_z} \\ &\longrightarrow \frac{D_r}{D_z} q^2 \\ &\longrightarrow \frac{D_r}{D_z} q^2 + i \frac{\omega}{D_z} \end{aligned}$$

Se observa entonces que hay dos procesos diferenciados que determinan la profundidad de penetración térmica. Por un lado, al igual que en el caso de un haz gaussiano modulado en amplitud, la frecuencia de modulación ω limita la longitud de penetración térmica a:

$$\delta_T = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega}}$$

Pero en este sistema de iluminación, la formación de la red térmica introduce una nueva longitud de penetración térmica que llamaremos δ_{T_q} , que depende de la separación entre franjas de la red ($\Lambda = 2\pi/q$) y de la difusividad térmica de la muestra, definida según:

$$\delta_{T_q} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{D_z}{D_r}}$$

Cuanto menor sea la interfranja, menor será la profundidad de penetración térmica debida a este proceso, pero siempre será mucho mayor que la penetración de la radiación. Por otra parte, para las frecuencias de modulación habituales también δ_T es mucho mayor que la penetración de la radiación. Es decir, vale la aproximación $\alpha \gg \xi_i$. Aplicando ese límite, y escribiendo el incremento de temperatura como la suma de A.27 y A.28, resulta:

$$\begin{aligned}
\theta(\vec{r}, t) = & \frac{2P\eta\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}}{(2\pi)^2\kappa_r} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}kz}}{k} + \frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}(k^2+i\frac{\omega}{D_r})z}}{\sqrt{k^2+i\frac{\omega}{D_r}}} e^{i\omega t} \right] e^{-i(k_x x+k_y y)} e^{-\frac{k^2\sigma^2}{2}} dk_x dk_y + \\
& + \frac{2P\eta\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}}{(2\pi)^2\kappa_r} \cos qx \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}[(k_x-q)^2+k_y^2]z}}{\sqrt{(k_x-q)^2+k_y^2}} + \right. \\
& \left. + \frac{e^{-\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}((k_x-q)^2+k_y^2+i\frac{\omega}{D_r})z}}{2\sqrt{(k_x-q)^2+k_y^2+i\frac{\omega}{D_r}}} e^{i\omega t} \right\} e^{-i(k_x x+k_y y)} e^{-\frac{k^2\sigma^2}{2}} dk_x dk_y \quad (A.29)
\end{aligned}$$

Comparando con el incremento de temperatura producido por un haz gaussiano modulado en amplitud, se tiene:

$$\theta(\vec{r}, t) = 2\theta_{gauss}(\vec{r}, t) + \theta_q(\vec{r}, t) \cos qx \quad (A.30)$$

donde $\theta_{gauss}(\vec{r}, t)$ es la variación de temperatura A.13, y $\theta_q(\vec{r}, t)$ es la amplitud de la temperatura que oscila con el $\cos qx$ en A.29.

Definiendo $\gamma = q\sigma = 2\pi\frac{\sigma}{\lambda}$, un parámetro que da cuenta de la cantidad de franjas que entran en el área iluminada, y realizando el cambio de variables $u = k_x\sigma$ y $v = k_y\sigma$, la temperatura θ_q queda:

$$\begin{aligned}
\theta_q = & \frac{2P\eta}{(2\pi)^2\kappa_r\delta_0} \iint \left(\frac{e^{-\sqrt{(u-\gamma)^2+v^2}\frac{z}{\delta_0}}}{\sqrt{(u-\gamma)^2+v^2}} + \right. \\
& \left. + \frac{e^{-\sqrt{(u-\gamma)^2+v^2+i\frac{2\omega}{\omega_0}}\frac{z}{\delta_0}} e^{i\omega t}}{\sqrt{(u-\gamma)^2+v^2+i\frac{2\omega}{\omega_0}}} \right) e^{-i(ux+vy)} e^{-\frac{u^2+v^2}{2}} dudv
\end{aligned}$$

en donde $\delta_0 = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega_0}}$ es la penetración de la radiación para una modulación a la frecuencia de corte $\omega_0 = \frac{2D_r}{\sigma^2}$, y x' e y' son las coordenadas x e y medidas en unidades de σ ($x' = \frac{x}{\sigma}$, $y' = \frac{y}{\sigma}$)

Por último, si se considera $q \gg k_x$, k_y (o sea $\gamma > u$, v) en los casos de interés. es decir cuando hay varias franjas por radio del haz, la amplitud $\theta_q(\vec{r}, t)$ es aproximadamente:

$$\theta_q = \frac{P\eta}{\pi\kappa_r\delta_0} e^{-\frac{x'^2+y'^2}{2\sigma^2}} \left(\frac{e^{-\gamma\frac{z}{\delta_0}}}{\gamma} + \frac{e^{-\sqrt{\gamma^2+i\frac{2\omega}{\omega_0}}\frac{z}{\delta_0}}}{\sqrt{\gamma^2+i\frac{2\omega}{\omega_0}}} e^{i-t} \right) \quad (A.31)$$

A.2.2 Dilatación

La integral de A.30 en z por el coeficiente de expansión lineal λ_z en esa dirección da la dilatación de la muestra en la dirección z . El resultado de la parte correspondiente a $\theta_{gauss}(\vec{r}, t)$, está dado por las expresiones A.17. Nos queda resolver entonces la integral en z de θ_q (ec. A.31). También tendrá una parte independiente del tiempo y otra variando a la frecuencia ω de modulación:

$$\delta L_q = \frac{\lambda_z P \eta}{\pi \kappa_r} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{\gamma^2 + i\frac{2\omega}{\omega_0}} e^{i\omega t} \right) \quad (\text{A.32})$$

El factor γ^2 se puede expresar en función de la frecuencia de corte ω_0 :

$$\gamma^2 = (q\sigma)^2 = 2(q^2 D_r) \left(\frac{\sigma^2}{2D_r} \right) = 2 \frac{\omega_q}{\omega_0} \quad (\text{A.33})$$

en donde se ha definido una nueva frecuencia de corte $\omega_q = q^2 D_r$ que depende de la difusividad lateral de la muestra y de la periodicidad de la red.

Reemplazando A.33 en A.32 se obtiene:

$$\delta L_q = \frac{\lambda_z P \eta \omega_0}{2\pi \kappa_r \omega_q} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}} \left(1 + \frac{1}{1 + i\frac{\omega}{\omega_q}} e^{i\omega t} \right) \quad (\text{A.34})$$

expresión que da la amplitud de la dilatación debida a la formación térmica.

La dilatación total producida por este esquema de iluminación, tendrá una parte independiente dada por la suma de A.17a y el primer término de A.34 multiplicado por el $\cos qx$:

$$\delta L_z|_0 = \frac{\lambda_z \eta P}{2\pi \kappa_r} \left[2 \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{u} J_0(-\sqrt{2}ur) du + \frac{\omega_0}{\omega_q} e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}} \cos qx \right] \quad (\text{A.35})$$

Y la dilatación medida a la frecuencia de modulación es la suma de A.17b y el segundo término de A.34 multiplicado por el $\cos qx$:

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z \eta P e^{i\omega t}}{2\pi \kappa_r} \left[2 \int_0^\infty \frac{e^{-u^2}}{u^2 + i\frac{\omega}{\omega_0}} J_0(-\sqrt{2}ur) u du + \frac{\omega_0 e^{-\frac{z^2+y^2}{2\sigma^2}}}{1 + i\frac{\omega}{\omega_q}} \cos qx \right] \quad (\text{A.36})$$

A.3 Red térmica modulada en fase

En esta sección se presenta el detalle de los cálculos realizados para encontrar las expresiones de temperatura y dilatación mostradas en el capítulo 5. La fuente térmica consiste en franjas que se mueven sobre la superficie de la muestra. Si se interfieren dos haces cuyas frecuencias de modulación están levemente corridas, la fase del patrón de interferencia se mueve a la frecuencia diferencia, generando ondas viajeras sobre la superficie. Si cada haz tiene una intensidad I_i ($i = 1$ o 2):

$$I_i = \frac{1}{2} I_{0i} (1 + \cos \omega_i t) e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$$

donde σ es el radio de cada haz (el mismo para ambos) cuando la intensidad cae a $1/\sqrt{e}$ de su máximo valor I_{0i} , y están modulados a las frecuencias $f_i = \omega_i/2\pi$, la distribución de intensidades producida por la interferencia de los dos haces está dada por:

$$I = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{2} + \sqrt{I_{01} I_{02}} \cdot \cos(qx - \omega_\Delta t) e^{-(x^2-y^2)/2\sigma^2} \quad (\text{A.37})$$

siendo x la dirección en que se forman las franjas cuyo vector de onda es q , y hemos llamado $\omega_\Delta = \omega_1 - \omega_2 = 2\pi\Delta f$ a la diferencia entre las frecuencias de modulación de cada haz. Cuando los dos haces tienen la misma intensidad, la expresión A.37 se reduce a:

$$I = I_0 [1 + \cos(qx - \omega_\Delta t)] e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2}$$

La velocidad con que se mueve el patrón de interferencia en la dirección x , dependerá de la diferencia de frecuencias ω_Δ y de la periodicidad Λ del mismo, según:

$$v_x = \frac{\omega_\Delta}{q} = \frac{\Lambda \omega_\Delta}{2\pi}$$

Como en las secciones anteriores, primero se calculará el perfil de temperaturas para esta distribución de intensidad y luego la dilatación que produce en la muestra.

A.3.1 Perfil de temperaturas

Con la configuración de ondas viajeras, en la ecuación de difusión A.1, la producción de calor por unidad de volumen y de tiempo es:

$$Q(\vec{r}, t) = \eta\alpha I_0 e^{-\alpha z} [1 + \cos(qx - \omega_\Delta t)] e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} \quad (\text{A.38})$$

Reemplazando la ecuación A.38 en A.1 y llamando $Q_0 = \frac{\eta\alpha I_0}{\rho c}$ se obtiene la siguiente ecuación diferencial:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} - D_r \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \theta - D_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = Q_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} + \\ + Q_0 e^{-\alpha z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} e^{i(qx - \omega_\Delta t)} \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

en donde se separó explícitamente la parte dependiente del tiempo y se reemplazó el coseno por su forma exponencial, por lo que la solución de interés físico será la parte real de la temperatura $\theta(\vec{r}, t)$. Se propone una solución para A.39 de la forma:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} \{ f(z) e^{-i(k_x x + k_y y)} + g(z) e^{-i[(k_x - q)x + k_y y]} e^{-i\omega t} \} dk_x dk_y \quad (\text{A.40})$$

Usando la expresión A.6 para la exponencial gaussiana de A.39 y reemplazando A.40 en A.39 e igualando los integrandos, quedan las siguientes ecuaciones diferenciales para $f(z)$ y $g(z)$:

$$\begin{aligned} \left[\frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) \right] f(z) - \frac{d^2}{dz^2} f(z) = \frac{Q_0 2\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z} e^{-\alpha z} \\ \left[\frac{D_r}{D_z} [(k_x - q)^2 + k_y^2] - i \frac{\omega_\Delta}{D_z} \right] g(z) - \frac{d^2}{dz^2} g(z) = \frac{Q_0 2\pi\sigma^2 e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2}}{D_z} e^{-\alpha z} \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Con la condición inicial de flujo de calor cero en $z = 0$, las soluciones de A.41 son:

$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{2P\eta\alpha e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_0^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z} \right] \\ g(z) &= \frac{2P\eta\alpha e^{-(k_x^2 + k_y^2)\sigma^2/2}}{\rho c D_z (\xi_1^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

$$\begin{aligned}\xi_0^2 &= \frac{D_r}{D_z} (k_x^2 + k_y^2) \\ \xi_1^2 &= \frac{D_r}{D_z} [(k_x - q)^2 + k_y^2] - i \frac{\omega \Delta}{D_z}\end{aligned}\quad (\text{A.43})$$

Reemplazando A.42 en A.40, el incremento de temperatura debido a la iluminación de la muestra con una onda viajera resulta:

$$\begin{aligned}\theta(\vec{r}, t) &= \frac{2P\eta\alpha}{(2\pi)^2 \rho c D_z} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} e^{-i(k_x x + k_y y)} \left\{ \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_0} e^{-\xi_0 z}}{(\xi_0^2 - \alpha^2)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\xi_1} e^{-\xi_1 z}}{(\xi_1^2 - \alpha^2)} e^{i(qx - \omega \Delta t)} \right\} dk_x dk_y\end{aligned}\quad (\text{A.44})$$

Como antes, los ξ son los coeficientes complejos de penetración térmica definidos en A.43. En el límite unidimensional, la penetración térmica debida a la modulación estará dada por

$$\xi_1 \longrightarrow \sqrt{\frac{D_r}{D_z} q^2 + i \frac{\omega \Delta}{D_z}} = \sqrt{\frac{D_r}{D_z} q^2} \sqrt{1 + i \frac{\omega \Delta}{\omega_q}}$$

Se observa que con esta configuración de ondas viajeras, la profundidad de penetración térmica está limitada también por dos procesos diferentes: la formación de las franjas y su barrido sobre la superficie. Cuando la frecuencia de barrido de las franjas es mucho menor que la frecuencia de corte $\omega_q = D_r q^2$, la penetración térmica en el material está limitada por la distribución de la intensidad en franjas, dando una longitud de penetración $\delta_{T_q} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{D_z}{D_r}} = \sqrt{\frac{D_z}{\omega_q}}$. Si el barrido de las franjas sobre la superficie es muy rápido, tal que $\omega \Delta \gg \omega_q$ la longitud de penetración será $\delta_{T_\omega} = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega \Delta}}$. Esta última longitud de penetración tiene la misma forma funcional que la longitud debida a la modulación de la intensidad, que llamamos $\delta_T = \sqrt{\frac{2D_z}{\omega}}$. Sin embargo, se debe notar que a diferencia de aquella, δ_{T_ω} sólo existe si se forma el patrón de franjas.

En los metales, la penetración de la radiación δ es muy pequeña, por lo que para las condiciones habituales de trabajo se puede suponer que tanto δ_{T_ω} como δ_{T_q} son mucho mayores que δ , o lo que es lo mismo, $\alpha \gg \xi$.

Con esta aproximación y escribiendo las expresiones A.43 de los ξ , la temperatura A.44 queda:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{2P\eta\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}}{(2\pi)^2\kappa_r} \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)\sigma^2}{2}} e^{-i(k_x x+k_y y)} \left\{ e^{-\frac{\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}(k_x^2+k_y^2)z}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}} + e^{-\frac{\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}[(k_x-q)^2+k_y^2]-i\frac{\omega\Delta}{D_z}z}}{\sqrt{(k_x-q)^2+k_y^2-i\frac{\omega\Delta}{D_r}}} e^{i(qx-\omega\Delta t)} \right\} dk_x dk_y \quad (\text{A.45})$$

que se puede escribir como la suma de un término constante más otro modulado a la frecuencia ω_Δ :

$$\theta(\vec{r}, t) = \theta_0(\vec{r}) + \theta_\omega(\vec{r}, t)$$

siendo $\theta_0(\vec{r})$ el primer término de A.45 y $\theta_\omega(\vec{r}, t)$ el resto. Siguiendo los mismos pasos que figuran en la página 93, $\theta_0(\vec{r})$ se puede expresar como:

$$\theta_0(\vec{r}) = \frac{\eta P}{\pi\kappa_r\delta_0} \int_0^\infty e^{-u\frac{z}{\delta_0}} J_0(-ur) e^{-u^2/2} du \quad (\text{A.46})$$

en donde $r' = \frac{r}{\sigma}$ es la distancia al centro del haz medida en unidades de su radio σ y se ha definido $\delta_0 = \sigma\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}$ como la longitud de penetración térmica que depende del tamaño del haz.

Para la parte dependiente del tiempo de A.45 usamos el parámetro $\gamma = q\sigma$ definido en la página 99, y hacemos el cambio de variables $u = k_x/q$ y $v = k_y/q$, por lo que $\theta_\omega(\vec{r}, t)$ queda:

$$\theta_\omega = \frac{P\eta e^{i(qx-\omega\Delta t)}}{2\pi^2\kappa_r \delta_{Tq}} \iint \frac{e^{-\sqrt{(u-1)^2+v^2-i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}} \frac{z}{\delta_{Tq}}}}{\sqrt{(u-1)^2+v^2-i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}}} e^{-i(ux'+vy)\gamma} e^{-(u^2+v^2)\frac{\gamma^2}{2}} dudv \quad (\text{A.47})$$

recordando que $\delta_{Tq} = \frac{1}{q}\sqrt{\frac{D_r}{D_z}}$ es la longitud de penetración debida a la existencia de

franja, y x' e y' son las coordenadas medidas en unidades de σ .

Por último, si se considera $q \gg k_x, k_y$ (o sea $u, v \ll 1$) en los casos de interés, es decir cuando hay varias franjas por radio del haz, la expresión θ_ω de A.47 se puede aproximar por:

$$\theta_\omega(\vec{r}, t) = \frac{P\eta}{\pi\kappa_r\delta_{Tq}} e^{-\frac{x'^2+y'^2}{2\sigma^2}} \frac{e^{-\sqrt{1-i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}} \frac{z}{\delta_{Tq}}}}{\gamma^2 \sqrt{1-i\frac{\omega\Delta}{\omega_q}}} e^{i(qx-\omega\Delta t)} \quad (\text{A.48})$$

Dependiendo de la relación entre la frecuencia de barrido ω_Δ y la frecuencia de corte ω_q variará la amplitud de la componente de la temperatura dependiente del tiempo.

A.3.2 Dilatación térmica

Integrando la expresión A.48 a lo largo de la dirección z , y multiplicando por el coeficiente de expansión lineal en esa dirección λ_z , se obtiene la dilatación térmica dependiente de la frecuencia de barrido de la franjas:

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z P \eta}{\pi \kappa_r \gamma^2} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}}{\left(1 - i \frac{\omega_\Delta}{\omega_q}\right)} e^{i(qx - \omega_\Delta t)} \quad (\text{A.49})$$

También habrá una dilatación producto del flujo de calor independiente del tiempo, y que estará dada por la integral de A.46, que ya fue calculada en la sección A.1.2 de este apéndice, y cuyo resultado está expresado por la ecuación A.17a.

La ecuación A.49 se puede escribir en función del cociente $\frac{\omega_\Delta}{\omega_0}$:

$$\delta L_z|_\omega = \frac{\lambda_z P \eta}{2\pi \kappa_r} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}}{\left(\frac{\gamma^2}{2} - i \frac{\omega_\Delta}{\omega_0}\right)} e^{i(qx - \omega_\Delta t)}$$

teniendo en cuenta que $\frac{\omega_\Delta}{\omega_q} = \frac{\omega_\Delta}{\omega_0} \frac{\omega_0}{\omega_q} = \frac{\omega_\Delta}{\omega_0} \frac{2}{\gamma^2}$.

Referencias

- [1] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel; J. Appl. Phys. **40** (1982) 178; G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel; Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 57
- [2] H.-J. Güntherodt, R. Wiesendanger (Eds.) “*Scanning Tunneling Microscopy I: General, Principles and Applications to Clean and Adsorbate-Covered Surfaces*” Springer Series in Surface Sciences Vol. 20, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1992
- [3] J.A. Stroscio, W.J. Kaiser (Eds.) “*Scanning Tunneling Microscopy*” Methods of Experimental Physics Vol. 27, Academic Press Inc., San Diego 1993
- [4] C. Julian Chen: “*Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*” Oxford Series in Optical and Imaging Sciences, Oxford University Press, New York 1993
- [5] R. Wiesendanger: “*Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy: Methods and Applications*” Cambridge University Press, Cambridge 1994
- [6] H.-J. Güntherodt, R. Wiesendanger (Eds.) “*Scanning Tunneling Microscopy II: General, Principles and Applications to Clean and Adsorbate-Covered Surfaces*” Springer Series in Surface Sciences Vol. 23, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1992
- [7] G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerber; Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 930
- [8] Y. Martin, H.K. Wickramasinghe; Appl. Phys. Lett. **52** (1988) 1103
- [9] C.C. Williams, H.K. Wickramasinghe; Nature **344** (1990) 317
- [10] P. Guethner, U.Ch. Fischer, K. Dransfeld; Appl. Phys. **B 48** (1989) 89
- [11] D.W. Pohl, W. Denk, M. Lanz; Appl. Phys. Lett. **44** (1984) 651; D.W. Pohl, L. Novotny; J. Vac. Sci. Technol. **B 12** (1994) 1441
- [12] A.V. Bragas, O.E. Martínez; J. Appl. Phys, (1999) enviado.
- [13] T. Ichinokawa, Y. Miyazaki, Y. Koga; Ultramicroscopy **23** (1987) 187
- [14] C.M.A. Brett, A.M. Oliveira Brett: “*Electrochemistry: Principles, Methods and Applications*” Oxford University Press, Oxford 1993
- [15] B. Drake, R. Sonnenfeld, J. Schneir, P.K. Hansma; Surf. Sci. **181** (1987) 92

- [16] Microscopio de efecto túnel marca Park Scientific Instruments
- [17] N.M. Amer, A. Skumanich, D. Ripple; *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 137
- [18] L. Arnold, W. Krieger, H. Walther; *Appl. Phys. Lett.* **51** (1987) 786
- [19] W. Krieger, T. Suzuki, M. Völcker, H. Walther; *Phys. Rev. B* **41** (1990) 10229
- [20] M. Völcker, W. Krieger, T. Suzuki, H. Walther; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 541
- [21] M. Völcker, W. Krieger, H. Walther; *Phys. Rev Lett.* **66** (1991) 1717
- [22] M. Völcker, W. Krieger, H. Walther; *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** (1994) 2129
- [23] A.V. Bragas, S.M. Landi, O.E. Martínez; *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 2075
- [24] M.W.J. Prins, R. Jansen, R.H.M. Groeneveld, A.P. van Gelder, H. van Kempen; *Phys. Rev. B* **53** (1996) 8090
- [25] G.F.A. Van de Walle, H. van Kempen, P. Wyder, P. Davidsson; *Appl. Phys. Lett.* **50** (1987) 122
- [26] M. Mc Ellistrem, G. Haase, D. Chen, R.J. Hamers; *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2471
- [27] Y. Kuk, R.S. Becker, P.J. Silverman, G.P. Kochanski; *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 456
- [28] Y. Kuk, R.S. Becker, P.J. Silverman, G.P. Kochanski; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 545
- [29] S. Akari, M.Ch. Lux-Steiner, M. Vögt, M. Stachel, K. Dransfeld; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 561
- [30] R.J. Hamers, D.G. Cahill; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 514
- [31] R.J. Hamers, D.G. Cahill; *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 2031
- [32] S. Grafström, J. Kowalski, R. Neumann, O. Probst, M. Wörtge; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 568
- [33] H.J. Mamin, H. Birk, P. Wimmer, D. Rugar; *J. Appl. Phys.* **75** (1994) 161
- [34] M.W.J. Prins, M.C.M.M. van der Wielen, R. Jansen, D.L. Abraham, H. van Kempen; *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 1207
- [35] D.A. Bonnell, G.S. Rohrer, R.H. French; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 551
- [36] D.G. Cahill, R.H.J. Hamers; *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 564
- [37] R.W. Schoenlein, W.Z. Lin, J.G. Fujimoto, G.L. Eesley; *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1680

- [38] R.M. White; J. Appl. Phys. **34** (1963) 3559
- [39] A. Rosencwaig, A. Gersho; J. Appl. Phys. **47** (1976) 64
- [40] J. Fizez, J. Thoen; J. Phys. IV (Paris) **4**, Colloq. C7 (1994) 283
- [41] C.B. Scruby, R.J. Dewhurst, D.A. Hutchins, S.B. Palmer; J. Appl. Phys. **51** (1980) 6210
- [42] W. Jackson, N.M. Amer; J. Appl. Phys. **51** (1980) 3343
- [43] A.V. Bragas; Phys. Low-Dim. Struct. **9/10** (1998) 1
- [44] A.V. Bragas, S.M. Landi, J.A. Coy, O.E. Martínez; J. Appl. Phys. **82** (1997) 4153
- [45] S.M. Landi, A.V. Bragas, J.A. Coy, O.E. Martínez; J. Ultramicroscopy **77** (1999) 207
- [46] H. Eichler, G. Salje, H. Stahl; J. Appl. Phys. **44** (1973) 5383
- [47] G. Cachier; Appl. Phys. Lett. **17** (1970) 419
- [48] D. Bičanić (Ed.) "*Photoacoustic and Photothermal Phenomena III*" Springer Series in Optical Sciences Vol. **69**, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1992
- [49] J. Jáuregui, E. Matthias, Appl. Phys. A **54** (1992) 35
- [50] O.W. Käding, H. Skurk, E. Matthias; J. Phys. IV (Paris) **4**, Colloq. C7 (1994) 619
- [51] E. Matthias, H. Grönbeck, E. Hunger, J. Jáuregui, H. Pietsch, M. Reichling, S. Petzoldt, E. Welsch, Z.L. Wu: *Photoacoustic and photothermal investigations of thin films*. en "*Photoacoustic and Photothermal Phenomena III*" D. Bičanić (Ed.) Springer Series in Optical Sciences Vol. **69**, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1992, pág. 436
- [52] H.F. Wolf: "*Silicon Semiconductor Data*" en International Series of Monographs on Semiconductors Vol. 9, Pergamon Press, Oxford 1969
- [53] K.V. Shalíмова: "*Física de los semiconductores*", Editorial MIR, Moscú 1975.
- [54] D.K. Ferry: "*Semiconductors*" Macmillan Publishing Company, New York 1991.

Agradecimientos

Quisiera en esta página poder expresar al menos algo de la gratitud inmensa que siento hacia todos aquéllos con quienes compartí gran parte de estos años.

A todos los integrantes del LEC. Es un privilegio haber formado parte de un grupo como este. Por Oscar y Mario, investigadores de primer nivel pero fundamentalmente, excelentes personas. Siento una gran admiración por ellos, más allá del ámbito puramente científico. El trato que tienen con la gente es ejemplar. Admiro la capacidad de Oscar para conocer nuestras potencialidades y limitaciones, y cómo marca las primeras intentando lograr lo mejor de cada uno. Haberlo tenido como director es un lujo. La capacidad arrolladora de Mario para ir solucionando problemas y de a varios por vez. La alegría y las palabras de aliento que siempre tiene para nosotros. Tanto Oscar como Mario logran que la formación en el LEC sea mucho más que académica.

A Andrea. Juntas pasamos algunos de los momentos más importantes de nuestras vidas. Y este no podía dejar de ser uno de ellos. A Jorge, uno de los más queribles del grupo, imposible que se enoje o no deje de hacer lo que estaba haciendo, para dar una mano a quien se lo pida. Un orgullo poder seguir junto a él en campana. A Santiago, un tipo excepcional y que quiero mucho. Haberlo conocido fue una de las mejores cosas de estos años. A Ariel, que nos mal acostumbro con su orden y su siempre buena disposición. No hay ninguno que cuando necesita algo no recurra a él. El otrora más chiquito creció (y cómo) y es ahora imprescindible. A Gustavo, que a pesar de su humor ácido no se libró de mis consultas permanentes y siempre fue más que una ayuda. Otro orgullo del futuro grupo de campana. A José María, por su emoción cuando le demostramos el cariño que le tenemos. A Maxi, el más chiquito del grupo, siempre dispuesto para lo que le pidas. A Alejandro, y sus charlas y melancolías. A Peter, por hacerme pata cuando era ya de noche. Seguiremos juntos en campana. A Julio, alguien clave dentro del grupo del STM y a la hora de comentar las películas del cinelec. Su presencia se extraña. A Picans, otro que al pasar por el LEC dejó un sello imborrable. Hubo otros con los que compartimos mesa y láser. No puedo dejar de mencionarlos. A Marcelo, por soportar los delirios de exclusividad. A Alejandro, por no soportarlos.

A Nelly y Yanina, por las largas charlas y mateadas allá en ingeniería.

A Joaquín, Marta y Emilio, con quienes di mis primeros pasos en STM.

A la gente del CEI, especialmente a Silvia y Pablo.

A mis amigos de hoy y siempre. Gabi, Ale, Richi y Ale, Mario y Tati, Roberto, Abel, Laura y Diego.

A Ade y Mano, con su amor siempre presente.

A mis hermanos Patri, Pablo y Diego.

A mis sobrinos Santi, Pili, Juan Cruz y Agustina, por las alegrías que me dan.

A mis viejos.

A Hernán.