

Tesis de Posgrado

Excitación de ondas electromagnéticas superficiales : Estudio mediante intensidad, polarización y fase

Presa, Verónica Ana

1996

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:

Presa, Verónica Ana. (1996). Excitación de ondas electromagnéticas superficiales : Estudio mediante intensidad, polarización y fase. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2881_Presa.pdf

Cita tipo Chicago:

Presa, Verónica Ana. "Excitación de ondas electromagnéticas superficiales : Estudio mediante intensidad, polarización y fase". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1996. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2881_Presa.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Departamento de Física. Laboratorio de Óptica

EXCITACION DE ONDAS ELECTROMAGNETICAS
SUPERFICIALES: ESTUDIO MEDIANTE
INTENSIDAD, POLARIZACION Y FASE

VERONICA ANA PRESA

Director de Tesis: Prof. Dr. JUAN M. SIMON

Tesis presentada para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas

Octubre 1996

Resumen

Se investigaron las ondas electromagnéticas superficiales sobre superficies planas y lisas, cuando todos los medios involucrados son isótropos o cuando el sustrato es un cristal uniaxial, tanto para dos medios semi-infinitos o para reflexión total atenuada en la configuración de Kretschmann. Se obtuvieron las relaciones de dispersión y las características que debían tener los campos para la existencia de las ondas de superficie. Se incluyó el estudio de la fase del haz reflejado para precisar cuando el acoplamiento es óptimo y para este caso se hallaron los modos propios del sistema. Se realizaron distintas experiencias que muestran la existencia de la resonancia, incluyendo el estudio de la fase y su dependencia con el espesor y el ángulo de incidencia.

Palabras claves: ondas electromagnéticas superficiales, OEMS, reflexión total atenuada, RTA, singularidades de fase, cristales uniaxiales.

Abstract

Electromagnetic superficial waves on plane smooth surfaces when all the media are isotropic or when the substrate is an uniaxial crystal, both for two semi-infinite media or for total reflection attenuated in Kretschmann's configuration, were investigated. The dispersion relations and the characteristics which the fields must have for superficial waves to exist were obtained. The study of the phase of the reflected beam was included to precise when the coupling is optimum and, for this case, the eigen modes of the system were found. Different experiences which show the existence of the resonance, including the study of the phase and its dependence on the thickness and incidence angle, were carried out.

Key words: surface electromagnetic waves, SEW, attenuated total reflection, ATR, phase singularity, uniaxial crystal.

a Micaela y Ariana

Contenidos

Introducción	3
1 OEMS en medios isótropos	9
1.1 Existencia de las OEMS entre medios isótropos.	11
1.2 Excitación de las OEMS en interfases metal isótropo-dieléctrico isótropo.	17
1.2.1 Método de Reflexión Total Atenuada. Configuración de Kretschmann y Otto.	17
1.2.2 Estudio de la reflectividad cerca de la absorción total como función del espesor del metal, la longitud de onda y el ángulo de incidencia.	20
1.2.3 Campos a ambos lados de la interfase metal-dieléctrico.	25
1.3 Experiencias y resultados.	28
1.3.1 Experiencia A.	28
1.3.2 Experiencia B.	35
2 OEMS en medios anisótropos	43
2.1 Existencia de las OEMS en presencia de un medio anisótropo uniaxial.	45
2.2 Excitación de las OEMS en interfases medio isótropo-cristal por RTA en la configuración de Kretschmann.	61
2.2.1 Estudio del haz reflejado en la excitación de las OEMS	61
2.2.2 Campos en el metal y en el cristal uniaxial.	66
2.3 Experiencia y resultados.	74

Conclusiones	81
Apéndices	87
A Capa delgada y sustrato isótropos: matriz equivalente.	89
A.1 Representación de una capa delgada por una matriz equivalente	91
A.1.1 Vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia. Polarización <i>S</i>	92
A.1.2 Vector eléctrico paralelo al plano de incidencia. Polarización <i>P</i>	95
A.2 Coeficientes de reflexión y transmisión.	98
B Capa delgada sobre sustrato anisótropo: matriz equivalente.	101
B.1 Coeficientes de reflexión y transmisión	103
Bibliografía	113

Introducción

Las ondas superficiales (OEMS) no radiantes en interfaces isotrópicas, planas y lisas son conocidas como soluciones a las ecuaciones de Maxwell desde Zenneck [1] y Sommerfeld [2] quienes las estudiaron desde un punto de vista teórico durante la primera década de este siglo.

Las condiciones de existencia de una onda superficial son las siguientes:

- Deben ser solución de las ecuaciones de Maxwell.
- Las condiciones de contorno deben ser satisfechas.
- Los campos deben tender a cero rápidamente hacia ambos lados de la interfase al alejarnos de la misma.

Su existencia sobre la superficie de separación entre un dieléctrico isotrópico y un metal ya ha sido probada. Se encontró que dichas ondas son transversas magnéticas, es decir, que su campo magnético es paralelo a la interfase y que su amplitud decae exponencialmente en la dirección perpendicular a la superficie de separación.

Las primeras aplicaciones de estas ondas fueron a problemas de radio-propagación. En el rango óptico, recién fueron utilizadas en 1941 por Fano [3], pero sobre superficies rugosas, para explicar las anomalías de Wood [4] en redes de difracción.

En la década del 60, Otto [5] fue el primero en excitarlas sobre superficies planas y lisas. Su método, llamado Reflexión Total Atenuada (RTA), permitió evaluar su relación de dispersión para una dada longitud de onda. La disposición experimental que utilizó, llamada configuración de Otto, consistía en incidir desde un prisma de alto índice en una pequeña capa de aire sobre un sustrato metálico. La configuración más utilizada sin embargo, es la de Kretschmann [6], en la cual la capa de metal está en contacto óptico con el prisma y es suficientemente delgada para que la luz se transmita al dieléctrico. En ambos casos la OEMS viaja en la última interfase.

Los experimentos usuales sobre OEMS utilizando RTA son diseñados, ya sea variando el ángulo de incidencia a una longitud de onda fija, o para un ángulo de incidencia constante cambiando la longitud de onda. Muchos autores han utilizado esta geometría para la medición de constantes dieléctricas de metales [7], o para evaluar la relación

ω vs. k para un dado ángulo de incidencia o para una longitud de onda fija. Swalen et al. [8] describieron una técnica que permitió la observación visual directa de la curva de dispersión en función de ambas variables pero no determinó la eficiencia del acoplamiento.

En 1973 Tamir [9, 10], describió características de estas ondas y métodos de excitación de las mismas en dos trabajos que incluyen una amplia revisión bibliográfica.

Hasta ese momento, el estudio de las OEMS sobre superficies planas y lisas había sido realizado entre un metal y un medio dieléctrico isótropo.

En 1973, Harstein et al. [11] investigaron algunos aspectos de la naturaleza de las OEMS cuando se propagan a lo largo de la interfase entre dos medios semi-infinitos donde uno o varios son anisótropos. Obtuvieron las relaciones de dispersión para el caso de interfases isotropo-cristal uniaxial en casos de alta simetría, o sea, simetría respecto del plano de incidencia e interfase simultáneamente. Por otro lado, Elston y Sambles [12] estudiaron la excitación de las OEMS, para el caso de la disposición de Kretschmann, sobre un sustrato anisótropo, usando un programa basado en el formalismo de matrices de 4×4 desarrollado por Azzam-Bashara [13]. En su trabajo, ellos tratan el problema únicamente con onda incidente transversa eléctrica (TE) o transversa magnética (TM).

El trabajo que realizamos, investiga las OEMS sobre superficies planas y lisas. Se encuentra dividido en dos grandes bloques.

En el primer bloque, todos los medios involucrados son isótropos. Basándonos en el trabajo de Swalen et al. [8], reobtuvimos sus resultados, pero la inclusión del estudio de la fase, tanto en forma experimental como a partir de la teoría electromagnética, nos permitió conocer con mayor profundidad y precisión cuando el acoplamiento de la onda superficial y la onda incidente es óptimo y caracterizar los campos en los distintos medios.

En el segundo bloque, investigamos las OEMS cuando uno de los medios es un cristal uniaxial. Para el caso de dos medios semi-infinitos se reobtuvieron los resultados de Harstein et al. [11] y se amplió el estudio de estos autores a casos de menor simetría, es decir, eje óptico contenido solamente en el plano de incidencia y cualquier orientación respecto de la interfase. Obtuvimos explícitamente las relaciones de

dispersión y las características que debían tener los campos para la existencia de estas ondas. Para la disposición de Kretschmann, tanto Elston y Sambles [12] como nosotros trabajamos con cualquier orientación del eje óptico. A diferencia de ellos, dado que su trabajo se limita al caso de onda incidente TE o TM , nosotros encontramos los modos propios de polarización que optimizan el acoplamiento. Esto nos permitió obtener los campos en el cristal y en el metal para el modo resonante y encontrar que para cada orientación del cristal existe un espesor que minimiza la reflectividad. El logro alcanzado con la realización de una experiencia para superficies planas y lisas sobre sustrato anisótropo fue, mostrar por primera vez en la bibliografía, la existencia de la resonancia en forma experimental, incluyendo además, el estudio de la fase y su dependencia con el espesor.

A continuación detallamos el trabajo realizado en cada uno de los distintos capítulos.

En el capítulo 1, las secciones 1.1 y 1.2.1, se dan las demostraciones de la existencia de las OEMS entre dos medios semi-infinitos y se describe la forma de excitarlas por el método de RTA en las configuraciones de Otto y Kretschmann, ya ha sido realizada por otros autores. Nuestro aporte comienza en la sección 1.2.2, donde a partir del método matricial desarrollado por Abelès [14], (Apéndice A), estudiamos la reflectividad [15, 16] para la excitación eficaz de las OEMS. Los estudios conocidos buscaban que el módulo de la amplitud compleja del haz reflejado llegue a un mínimo. Nosotros incluimos el estudio de la fase [15, 16] y encontramos que cuando ese mínimo se hace cero, el acoplamiento es óptimo y está asociado a una singularidad en la fase del haz reflejado. En función del espesor del metal, la longitud de onda y el ángulo de incidencia, calculamos la amplitud compleja del campo reflejado y buscamos la máxima absorción (aproximadamente máximo acoplamiento). Sistematizamos esta búsqueda usando la singularidad de fase antes mencionada. La información suministrada por este estudio nos permitió saber si estábamos por encima o por debajo de los valores de dichas variables que optimizan la excitación de la onda de superficie. Para esta situación, en la sección 1.2.3 calculamos el campo magnético a ambos lados de la interfase por donde viaja la OEMS verificando su decaimiento al alejarnos de la misma.

En la sección 1.3 describimos las experiencias [15, 16] que realizamos. En ellas mostramos que las ondas de superficie producen un cambio en la polarización del haz reflejado. Las fotografías permiten observar la importancia de la fase en el estudio de la excitación de las ondas de superficies. Comparamos los resultados obtenidos a partir del método matricial con los resultados experimentales, tanto en su dependencia con el espesor como con la longitud de onda y el ángulo de incidencia en la amplitud y fase del campo reflejado.

El capítulo 2, tiene una estructura similar al capítulo 1. En la sección 2.1 [17], probamos la existencia y características de las OEMS entre dos medios semi-infinitos, donde uno de ellos es un metal isótropo y el otro es un cristal uniaxial, con su eje óptico contenido en el plano de incidencia, obteniendo que el ángulo para el cual puede existir la onda de superficie es el de Brewster y que la única solución posible para este caso de simetría, es la solución cerrada de las ecuaciones de Maxwell, al igual que en el capítulo 1 para dos medios semi-infinitos isótropos.

En la sección 2.2.1, a partir del método que desarrollamos en el Apéndice B [18], calculamos la reflectividad de una lámina metálica ubicada entre un medio dieléctrico de alto índice de refracción y un sustrato anisótropo uniaxial [19]. Como ya vimos, la excitación de la OEMS está asociada con la absorción de la luz reflejada. Buscamos entonces, el ángulo de incidencia y el espesor del metal para el cual el determinante de la matriz de reflexión se hace nulo. Por analogía a lo realizado en el capítulo anterior, esto se obtiene cuando el módulo del determinante llega a un mínimo y el cambio en la fase del mismo se hace máximo. Para este caso, en la sección 2.2.2, se encontraron los modos propios de polarización y se determinaron los campos y su polarización en el metal y en el cristal para el modo propio en que hay una absorción total del haz reflejado.

En la sección 2.3 describimos una experiencia [19] que muestra las características de las OEMS, observando la polarización de la luz reflejada. Se comparan estos resultados experimentales con los obtenidos por el método analítico de la sección anterior.

En el capítulo 3 se resumen los resultados encontrados y las conclusiones halladas en los dos capítulos anteriores.

Capítulo 1

OEMS en medios isótropos

1.1 Existencia de las OEMS entre medios isótropos.

La existencia de una onda superficial que se propaga en la interfase de un metal y un dieléctrico, ambos isótropos y no magnéticos, puede probarse a partir de las ecuaciones de Maxwell [1, 2], imponiendo las adecuadas condiciones de contorno sobre la superficie de separación de ambos medios.

Se considera dos medios isótropos infinitos, caracterizados por constantes dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 , separados por una superficie plana.

Se elige un sistema de coordenadas de manera que dicha superficie coincida con el plano $y - z$ y el eje x positivo en el semiespacio inferior. (Ver figura 1.1).

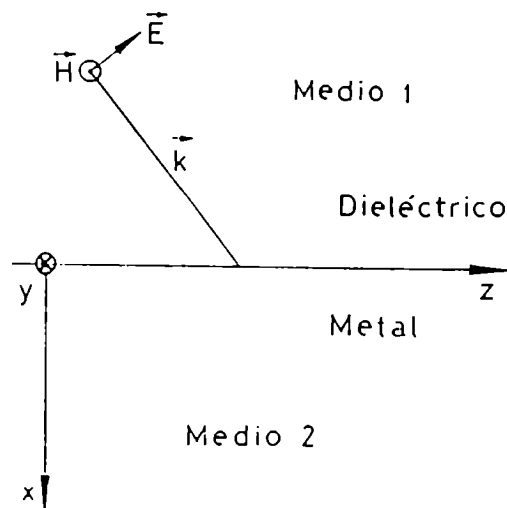


Figura 1.1: Onda incidente sobre la interfase y sistema de coordenadas elegido.

Si se plantean las condiciones de contorno que deben cumplir los campos, en presencia de una superficie que separa un medio conductor, de un medio isótropo no conductor, y el postulado básico de partida para una OEMS, que es que sea máxima en la superficie de separación

y que se atenúe según la dirección normal a la misma, las únicas componentes no nulas serán E_z , E_x y H_y y por consiguiente la OEMS será una onda transversa magnética.

Dado que $\bar{\epsilon}$ y $\bar{\mu}$ no son constantes en el rango óptico y solo pueden expresarse en el dominio de las frecuencias, escribiremos las ecuaciones de Maxwell para ondas armónicas; esto no implica una pérdida de generalidad, ya que todo problema temporal es desarrollable como superposición de ondas armónicas. Los campos serán de la forma

$$A_i = A_{i_0} e^{i(kz - \omega t)} e^{-bx} \quad (1.1)$$

donde A_i es la componente elegida, A_{i_0} su amplitud, ω y k la frecuencia y el número de onda de la oscilación superficial respectivamente y b es el factor de atenuación en dirección perpendicular a la interfase.

El campo magnético será:

$$H = \begin{cases} H_{0y}^1 e^{i(kz - \omega t)} e^{-b_1 x} & \text{si } x < 0, b_1 < 0 \\ H_{0y}^2 e^{i(kz - \omega t)} e^{-b_2 x} & \text{si } x > 0, b_2 > 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

La condición de contorno para H tangencial es que sea continuo a ambos lados de la interfase, o sea:

$$H_{0y}^1 = H_{0y}^2 \quad (1.3)$$

La ley de Ampere-Maxwell, junto con la ley de Ohm toman la forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\omega\left(\epsilon + \frac{4\pi i\sigma}{\omega}\right)\vec{E} \quad (1.4)$$

Definiendo ahora

$$\hat{\epsilon} = \epsilon + \frac{4\pi i\sigma}{\omega} \quad (1.5)$$

entonces 1.4 resulta

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\omega\hat{\varepsilon}\vec{E} \quad (1.6)$$

Por la elección de los campos, la expresión 1.6 conduce a:

$$\begin{cases} E_{0z}^1 = \frac{ib_1}{\omega\varepsilon_1} H_{0y} & E_{0z}^2 = \frac{ib_2}{\omega\varepsilon_2} H_{0y} \\ E_{0x}^1 = -\frac{k}{\omega\varepsilon_1} H_{0y} & E_{0x}^2 = -\frac{k}{\omega\varepsilon_2} H_{0y} \end{cases} \quad (1.7)$$

La condición de contorno para \vec{E} tangencial, es que este también sea continuo a ambos lados de la interfase, de donde resulta:

$$E_{0z}^1 = E_{0z}^2 \quad (1.8)$$

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{b_2}{b_1} \quad (1.9)$$

Usando ahora la ley de inducción de Faraday, se obtiene:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega\mu\vec{H} \quad (1.10)$$

que genera el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{cases} -E_{0z}b_1 - ikE_{0x}^1 = i\omega\mu_1 H_{0y} \\ -E_{0z}b_2 - ikE_{0x}^2 = i\omega\mu_2 H_{0y} \end{cases} \quad (1.11)$$

Usando las ecuaciones 1.7 se tiene:

$$\begin{cases} k^2 - b_1^2 = \omega^2\mu_1\varepsilon_1 \\ k^2 - b_2^2 = \omega^2\mu_2\varepsilon_2 \end{cases} \quad (1.12)$$

De donde despejando b_1 y b_2

$$\begin{cases} b_1 = -\sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_1 \hat{\epsilon}_1} \\ b_2 = +\sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_2 \hat{\epsilon}_2} \end{cases} \quad (1.13)$$

Combinando la expresión 1.9 con el sistema 1.12 se puede encontrar la relación de dispersión de la onda superficial

$$k^2 - \omega^2 \frac{\hat{\epsilon}_1 \hat{\epsilon}_2}{\hat{\epsilon}_1 + \hat{\epsilon}_2} \quad (1.14)$$

$$b_2^2 = -\omega^2 \frac{\hat{\epsilon}_2^2}{\hat{\epsilon}_1 + \hat{\epsilon}_2} \quad (1.15)$$

donde se utilizó

$$\mu_1 = \mu_2 = 1 \quad (1.16)$$

Finalmente los campos eléctrico y magnético tendrán la forma

$$\vec{E} = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \begin{cases} \left(\frac{ik}{\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_1}}; 0; 1 \right) e^{\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_1} x} & \text{si } x < 0 \\ \left(\frac{-ik}{\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_2}}; 0; 1 \right) e^{-\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_2} x} & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

$$\vec{H} = i\omega E_0 e^{i(kz - \omega t)} \begin{cases} \left(0; \frac{-\hat{\epsilon}_1}{\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_1}}; 0 \right) e^{\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_1} x} & \text{si } x < 0 \\ \left(0; \frac{\hat{\epsilon}_2}{\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_2}}; 0 \right) e^{-\sqrt{k^2 - \omega^2 \hat{\epsilon}_2} x} & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (1.18)$$

De acuerdo con las expresiones 1.17, 1.18 los campos a ambos lados de la interfase se atenúan exponencialmente según x .

Se ha graficado en la figura 1.2, el módulo cuadrado del vector inducción magnética, normalizado a la unidad, a un lado y al otro de la interfase, para el caso en que los medios son, un dieléctrico de índice $n_1 = 1.6581$ y aluminio para una longitud de onda en el vacío de $632.8nm$. Se observa que los campos a ambos lados de la interfase se atenúan exponencialmente según x , y que la longitud de penetración en el metal es mucho menor que en el dieléctrico.

Recordando que la velocidad de fase para una onda plana es

$$v_f = \frac{\omega}{k} \quad (1.19)$$

Se obtiene la velocidad de fase de la onda de superficie como

$$v_f = \frac{\omega}{\Re c k} \quad (1.20)$$

$$v_f = \frac{1}{\Re c \sqrt{\frac{\hat{\epsilon}_1 \hat{\epsilon}_2}{\hat{\epsilon}_1 + \hat{\epsilon}_2}}} \quad (1.21)$$

Notemos que la ec. 1.9 se cumple para algún $\hat{\epsilon}_1$ o $\hat{\epsilon}_2$ tal que su parte real sea menor que cero. Esto no puede aparecer en el rango electrostático, pero aparece cerca de resonancias, en presencia de fenómenos dinámicos, que en física del sólido se denominan plasmones o polaritones. A los efectos de esta tesis, dejamos de lado las propiedades microscópicas y usamos el valor del índice de refracción medido en el rango óptico [27]. Resulta entonces, que los b no son reales y, en uno de los medios, los planos de fase constante no son estrictamente perpendiculares a la superficie.

De la ec. 1.19 también ω/k es complejo, pero con parte imaginaria pequeña en los metales en el rango óptico.

La solución obtenida en esta sección es cerrada, esto es: cumplen en forma exacta con las ecuaciones de Maxwell, las condiciones de contorno, y es una solución sin onda propagante que entre o salga de la superficie. No puede ser observada sin perturbar el sistema. El carácter

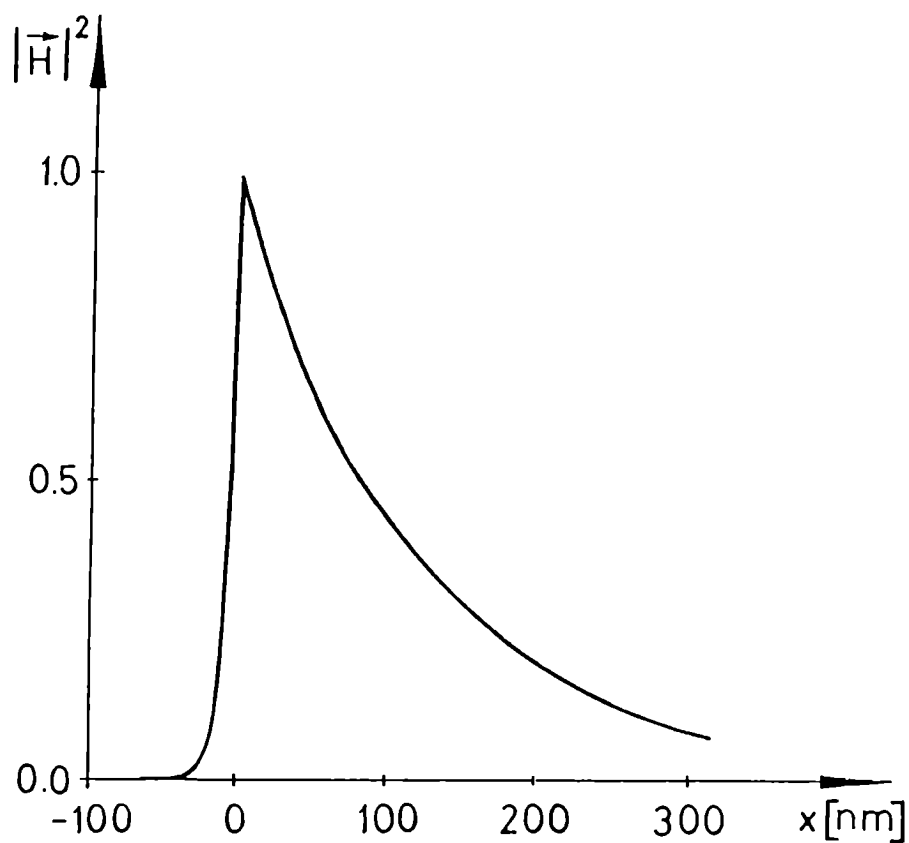


Figura 1.2: Módulo al cuadrado del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase metal-dieléctrico isótropo en función de la distancia a la misma para una longitud de onda de 632.8nm y el medio 1 tiene índice $n_1 = 1.6584$ y el medio 2 es aluminio, $n_m = 1.22 + i6.92$.

de solución cerrada, impide el acoplamiento con campos exteriores que excitan estas ondas. Dicha solución decae en el tiempo y/o en el espacio. La decisión sobre cual de ellos es real, es arbitraria.

Para poder observarla, es necesario perturbar el sistema. En este caso puede existir alguna preferencia sobre a cual de los parámetros se le asigna la parte real, si a ω o a k . Adelantamos aquí, que las experiencias realizadas son estacionarias en el tiempo y con excitación uniforme sobre una superficie extensa; por lo tanto, forzamos a que tanto ω como k a ser reales.

1.2 Excitación de las OEMS en interfases metal isótropo-dieléctrico isótropo.

En la sección anterior se mostró que las OEMS son solución de las ecs. de Maxwell, pero son una solución cerrada. Para poder observarla es necesario excitarla con campos exteriores perturbando el sistema.

En esta sección se tratará uno de los posibles métodos de excitación de estas ondas, llamado Método de Reflexión Total Atenuada. Para dicho método y en la configuración de Kretschmann, se calculará la reflectividad cerca de la absorción total y los campos a ambos lados de la interfase.

1.2.1 Método de Reflexión Total Atenuada. Configuración de Kretschmann y Otto.

De la sección anterior se observa que la velocidad de fase de la OEMS es menor que la velocidad de fase de una onda plana en un dieléctrico; de la ec. 1.21 resulta:

$$v_f = \frac{\omega}{\Re k} < \frac{1}{n_1} \quad (1.22)$$

Esta expresión conduce a que las ondas superficiales no pueden ser excitadas por una onda incidente de frecuencia ω , ya que, la onda propagante no puede entrar en resonancia con la onda superficial en la

interfase pues, la velocidad de fase a lo largo de la superficie de la onda propagante es $v_f = \frac{1}{n_1 \text{sen} \varphi}$ y es siempre mayor que la velocidad de fase de la onda de superficie.

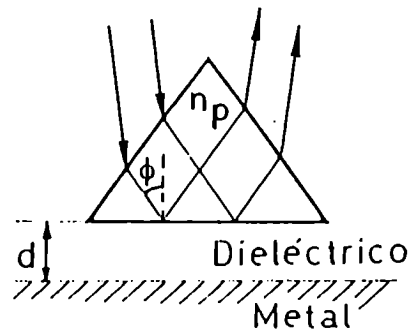


Figura 1.3: Configuración de Otto para la excitación de la OEMS utilizando RTA.

Una forma de excitar la OEMS sobre una superficie lisa, fue sugerida por Otto [5] en 1968. La idea básica de este método, llamado Reflexión Total Atenuada (RTA) se muestra en la figura 1.3.

Una onda de luz transverso magnética, antes de alcanzar el medio de constante dieléctrica ϵ_1 , incide sobre un prisma de índice de refracción $n_p > n_1$. Por la ley de Snell, existe un ángulo límite φ_0 tal que si $\varphi > \varphi_0$, la onda electromagnética penetra al medio 1 como onda evanescente. Se tiene entonces:

$$\arcsen \frac{n_1}{n_p} \leq \varphi \leq 90^\circ \quad (1.23)$$

la velocidad de fase de la onda que llega a la interfase 1-2 será:

$$v_f = \frac{1}{n_1 \text{sen} \varphi} \quad (1.24)$$

Con la condición de RTA, la velocidad varía:

$$\frac{1}{n_p} \leq v \leq \frac{1}{n_1} \quad (1.25)$$

De las expresiones anteriores, se observa que es posible que la onda evanescente y la OEMS resuenen para un dado ω y k . Figura 1.4.

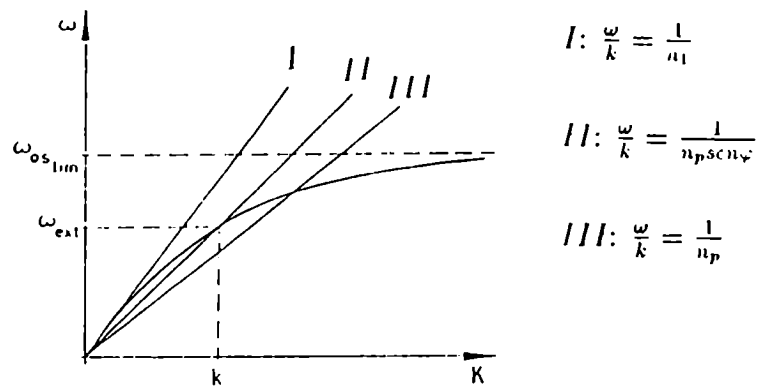


Figura 1.4: Curva de dispersión $\omega(k)$ cualitativa de una OEMS.

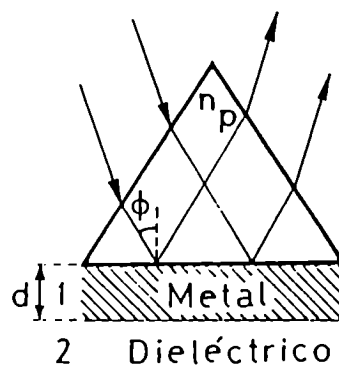


Figura 1.5: Configuración de Kretschmann para la excitación de la OEMS utilizando RTA.

Como la ley de Snell y la relación de dispersión 1.14 y 1.15 son simétricas en los índices 1 y 2, éstos pueden intercambiar su posición con respecto al prisma. Figura 1.5. En este caso, la OEMS será excitada en la interfase 1-2 por RTA, si el medio dinámico es un del-

gado recubrimiento metálico sobre la base del prisma. Debido a la absorción del metal, el espesor del mismo debe ser chico, del orden de la penetración en el metal, de forma que suficiente energía alcance la interfase. A esta configuración se la conoce como configuración de Kretschmann [6].

1.2.2 Estudio de la reflectividad cerca de la absorción total como función del espesor del metal, la longitud de onda y el ángulo de incidencia.

Una de las formas posibles para conocer el comportamiento y las características de las ondas electromagnéticas superficiales cuando son excitadas en la configuración de Kretschmann, es estudiar el haz reflejado. Para ello, se considera la propagación de una onda plana armónica en el tiempo, tal que el eje x es perpendicular al plano delimitado por el film, de espesor d_m , que se supondrá ilimitado en las direcciones y y z . Figura 1.6.

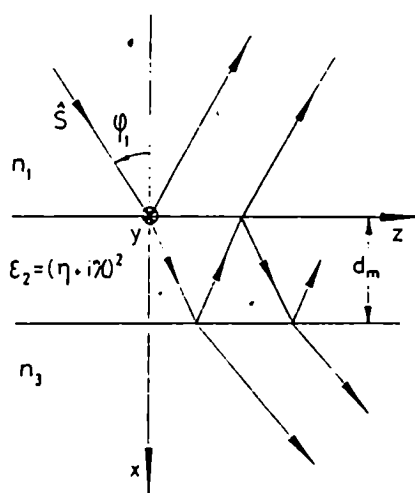


Figura 1.6: Sistema de coordenadas. \hat{S} rayo incidente.

Si se utiliza el método matricial desarrollado por Abelés [14] (Apén-

dice Λ) y se escriben las ecs. A.42 y A.43 en forma matricial, resulta la matriz de reflexión R .

$$\begin{bmatrix} E_{1p}^- \\ E_{1s}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & 0 \\ 0 & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1p}^+ \\ E_{1s}^+ \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

Dado que la excitación de la onda de superficie está asociada a una absorción de la luz reflejada, se pedirá que el determinante de la matriz de reflexión se anule, lo que es equivalente a buscar el ángulo de Brewster [26].

Resulta entonces

$$\det R = R_{pp} \cdot R_{ss} \quad (1.27)$$

esto implica que: $R_{pp} = 0$ o $R_{ss} = 0$.

Como ya se sabe que para medios isótropos la onda superficial es *TM*; se empleará un haz incidente *TM* y se buscará que R_{pp} sea cero; este depende del ángulo de incidencia, la longitud de onda y el espesor del metal involucrado.

Debido a la dependencia funcional de dicho coeficiente, se realizarán tres estudios [15][16]:

- a) en función del ángulo de incidencia para distintos espesores del metal, a longitud de onda fija
- b) en función del ángulo de incidencia para distintas longitudes de onda y espesor fijo,
- c) en función del espesor para distintos ángulos de incidencia y longitud de onda fija.

En la fig. 1.7 se ha graficado en (a) el módulo y en (b) la fase del haz reflejado versus el ángulo de incidencia para cuatro espesores distintos de metal $d_m = 12nm, 15.018223nm, 15.018224nm$ y $18nm$. El índice de refracción del metal empleado fue $n_m = 0.64 + i5.5$ que corresponde al aluminio para una longitud de onda incidente de $492nm$ [27].

El espesor crítico se determinó numéricamente obteniéndose entre los valores $d_m = 15.018223nm$ y $d_m = 15.018224nm$. En ellos, los gráficos de fase muestran un máximo y un mínimo y el cambio de fase entre los puntos extremos se aproxima a π ; esta situación corresponde al

caso en que la parte real y la parte imaginaria de la amplitud compleja pasan de negativos a positivos. También aquí R_{pp} es del orden de 10^{-7} , y se corresponde con el ángulo de incidencia en que la fase tiene un cambio cercano a π .

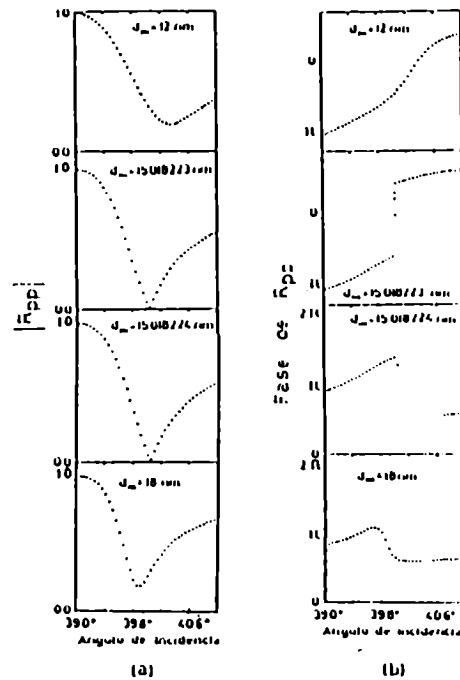


Figura 1.7: Coeficiente de reflexión R_{pp} (a) en módulo y (b) en fase versus el ángulo de incidencia para $d_m = 12nm$, $15.018223nm$, $15.018224nm$ y $18nm$. El índice de refracción del metal es $n_m = 0.64 + i5.5$ para una longitud de onda de $492nm$. La mínima reflectividad computada fue 0.189 para $d_m = 12nm$ y $1 \cdot 10^{-7}$ para los casos $d_m = 15.018223nm$ y $d_m = 15.018224nm$, y 0.18 para $d_m = 18nm$.

Los gráficos correspondientes a espesores del metal, $d_m = 12nm$ y $d_m = 18nm$ no muestran un cambio abrupto en la fase relativa y la amplitud de la onda reflejada es pequeña, del orden de 10^{-2} .

En la figura 1.8 se muestra (a) el módulo y (b) la fase del haz reflejado versus el ángulo de incidencia para un espesor fijo de metal, $d_m = 15.018224nm$ y diferentes longitudes de onda. Se observa que si

la longitud de onda aumenta, la curva mantiene su forma, aunque su variación es mucho menos abrupta; en cambio, si la longitud de onda disminuye vemos una inversión en la pendiente de la curva de fase. Esto se corresponde con los gráficos de amplitud ya que su módulo se anulará para algún ángulo de incidencia cuando $\lambda = 436nm$ o $\lambda = 546nm$ pero no es prácticamente cero como ocurre en el caso $\lambda = 492nm$.

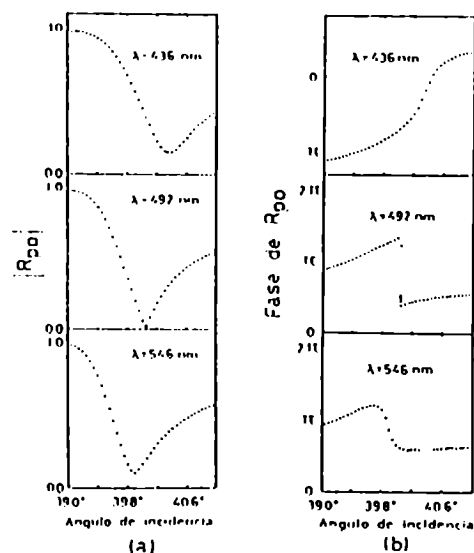


Figura 1.8: Coeficientes de reflexión R_{pp} (a) en módulo y (b) en fase versus el ángulo de incidencia para $\lambda = 436nm, 492nm$ y $546nm$ con $d_m = 15.018224nm$. La mínima reflectividad computada fue 0.149 para $\lambda = 436nm$, 1.10^{-7} para $\lambda = 492nm$ y 0.1 para $\lambda = 546nm$.

En la figura 1.9 se ha graficado la fase del haz reflejado en función del espesor del metal para dos ángulos de incidencia distintos $\varphi_1 = 40.03786^\circ$ y $\varphi_1 = 40.03787^\circ$ y longitud de onda fija ($\lambda = 492nm$). Se observa que el ángulo de incidencia que optimiza el acoplamiento, φ_1^* , está comprendido entre los valores 40.03786° y 40.03787° . Dichos valores fueron obtenidos numéricamente y la precisión del cálculo no es posible observarla. En ambos casos la absorción es muy fuerte pero a partir de los gráficos del módulo del haz reflejado no es posible decidir si

el ángulo de incidencia hay que aumentarlo o disminuirlo para obtener la absorción total. La fase por el contrario exhibe comportamientos distintos cuando $\varphi_1 > \varphi_1^*$ o $\varphi_1 < \varphi_1^*$.

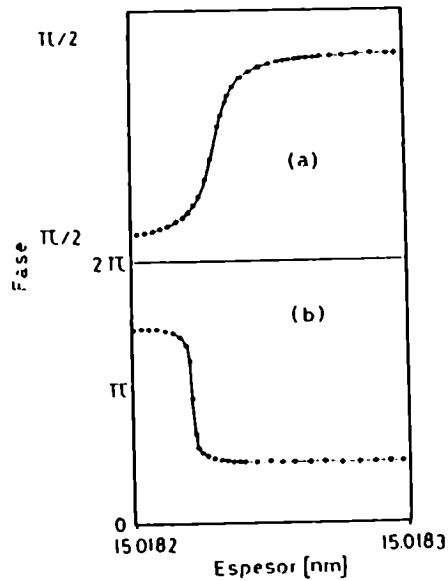


Figura 1.9: Fase versus espesor del metal para campo reflejado P cuando $\varphi_1 > \varphi_1^*$ y cuando $\varphi_1 < \varphi_1^*$ para una longitud de onda de $\lambda = 492nm$; en (a) $\varphi_1 = 40.03786^\circ$ y en (b) $\varphi_1 = 40.03787^\circ$.

A partir de las figuras 1.7, 1.8 y 1.9 se debe señalar que las máximas absorciones se corresponden con grandes cambios de fase y que dependen no solo del ángulo de incidencia sino también de la longitud de onda interviniente. Para el caso, espesor fijo y longitud de onda pequeña, el comportamiento es similar al caso de longitud de onda fija y pequeños espesores de metal o menores ángulos de incidencia.

El estudio de la fase del haz reflejado permitió obtener, la longitud de onda, el ángulo de incidencia y el espesor de metal que optimiza el acoplamiento ya que la fase muestra comportamientos distintos cuando se está por encima o por debajo del conjunto de parámetros críticos.

1.2.3 Campos a ambos lados de la interfase metal-dieléctrico.

Para completar el estudio analítico de las OEMS en interfases dieléctrico-isótropo-metal, se calculará el vector inducción magnética a ambos lados de la interfase cuando el ángulo de incidencia es tal que se tiene RTA con máxima absorción del haz reflejado y el campo incidente tiene polarización P .

En este caso la única componente no nula de H es H_y , que es tangencial a la superficie de separación de los dos medios (ver figura 3 del Apéndice A). Se debe calcular entonces, dicha componente tanto en el dieléctrico semi-infinito como en el film.

El cálculo de H_y en el medio tres es inmediata, ya que solo se tiene haz transmitido.

H_y dentro del dieléctrico semi-infinito se escribe:

$$H_{yc} = H_y^* e^{-ikn_3 \cos \varphi_3 \xi} \quad (1.28)$$

donde H_y^* es el valor de H_y en la interfase 2-3 y

$$\xi = x - d_m \quad (1.29)$$

De las ecuaciones A.35 y A.45 resulta que

$$H_y^* = -n_3 T_{pp} E_{1p}^+ \quad (1.30)$$

de donde obtenemos

$$H_{yc} = -n_3 T_{pp} E_{1p}^+ e^{-ikn_3 \cos \varphi_3 \xi} \quad (1.31)$$

El cálculo de H_y en el metal ya no es tan simple ya que dentro del film se tendrán ondas que avanzan y ondas que retroceden. La ec. A.26 relaciona los campos tangenciales dentro del film. Para hallar los campos a una distancia d' de la interfase 1-2 se escribirá

$$\begin{bmatrix} E_z(d') \\ H_y(d') \end{bmatrix} = \mathbf{M}(d') \begin{bmatrix} E_z(0) \\ H_y(0) \end{bmatrix} \quad (1.32)$$

donde $E_z(0)$ y $H_y(0)$ cumplen A.30 y A.31 respectivamente.

y

$$E_z(d') = \cos \varphi_2 (E_{2p}^+ - E_{2p}^-) \quad (1.33)$$

$$H_y(d') = -n_2 (E_{2p}^+ + E_{2p}^-) \quad (1.34)$$

donde E_{2p}^\pm son las amplitudes de las ondas que avanzan o retroceden en el film.

Dado que E_{1p}^+ es la amplitud de la onda incidente que se considerará dato y E_{1p}^- ya fue calculado, ec. A.42, la ec. 1.32 resulta en dos ecuaciones con dos incógnitas E_{2p}^+ y E_{2p}^- . Donde despejando adecuadamente se obtiene:

$$E_{2p}^- = E_{1p}^+ [(1 - R_{pp})(-n_2 m_{11} \cos \varphi_1 - m_{21} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2) + (1 + R_{pp})(n_2 m_{12} n_1 + m_{11} n_1 \cos \varphi_2)] / (2n_2 \cos \varphi_2) \quad (1.35)$$

$$E_{2p}^+ = E_{1p}^+ [(1 - R_{pp})(-m_{21} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + n_2 m_{11} \cos \varphi_1) + (1 + R_{pp})(n_1 m_{11} \cos \varphi_2 - m_{12} n_1 n_2)] / (2n_2 \cos \varphi_2) \quad (1.36)$$

Entonces reemplazando las ecs. 1.35 y 1.36 en la ec. 1.34 se obtiene el vector inducción magnética en el metal.

En la figura 1.10 se ha graficado el módulo cuadrado de \vec{H} a ambos lados de la interfase para el caso en que el sustrato tiene índice de refracción $n_3 = 1.6584$ y el film es aluminio de espesor $d_m = 16.5nm$ y la longitud de onda es $632.8nm$, y se ha normalizado a la unidad en la interfase para poder compararlo con el gráfico de la figura 1.2 que es para dos medios semi-infinitos.

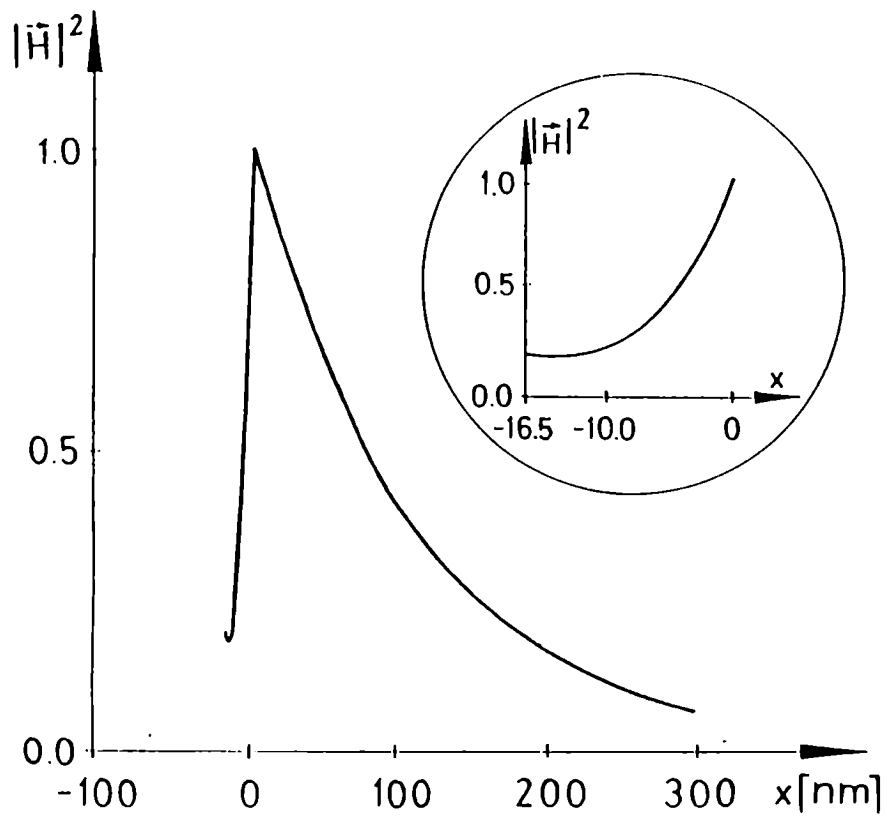


Figura 1.10: Módulo al cuadrado del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase metal-dieléctrico isótropo en función de la distancia a la misma para una longitud de onda de 632.8nm para el caso en que el sustrato tiene índice $n_3 = 1.6584$ y el film es aluminio de espesor $d_m = 16.5\text{nm}$.

De ambas figuras se observa que:

- a) el módulo del campo decrece a ambos lados de interfase.
- b) en el metal cuando existen dos interfases, el campo vuelve a aumentar al aproximarse a la interfase 1-2. Esto se debe a que es necesaria una perturbación externa para excitarla y en consecuencia no está la OEMS sola dentro del metal.
- c) el campo en el metal decrece mas rápidamente para el caso de dos medios semi-infinitos.
- d) existen campos más intensos en la interfase que en el haz incidente. El campo en ella, se ha normalizado al valor uno. En el medio incidente resulta, para los índices elegidos un 20% del valor en la interfase.

1.3 Experiencias y resultados.

Los experimentos usuales sobre OEMS que emplean RTA variaban el ángulo de incidencia rotando el prisma para una longitud de onda fija o en el caso de ángulo de incidencia constante, variaban la longitud de onda. Por este camino se evaluaba la relación ω vs. k solamente para un determinado ángulo de incidencia o para una longitud de onda fija. Por otro lado, la técnica descrita por Swalen et al.[8] permitió la observación directa de la curva de dispersión correspondiente a ambas variables pero no determinó la eficiencia del acoplamiento.

Se presentarán aquí dos experiencias [15][16] que permiten detectar la presencia de las OEMS observando el cambio de fase que estas producen en el haz reflejado.

En la experiencia A se obtiene la dependencia en amplitud y fase en función del ángulo de incidencia y la longitud de onda.

En la experiencia B se observa la influencia del espesor del metal sobre la fase del campo reflejado.

1.3.1 Experiencia A.

La disposición experimental se muestra esquemáticamente en la fig. 1.11. Un haz de luz blanca de una lámpara de cuarzo-iodo pasa por la ranura de entrada y por una lente colimadora. Atraviesa el polarizador,

de manera que las componentes TE y TM sean iguales. Como dispositivo interferométrico se utilizó una placa de cuarzo, tal que su eje óptico sea paralelo a la ranura de entrada y así, a la salida de la misma, se obtiene una superposición de órdenes de interferencia para el conjunto de longitudes de onda.

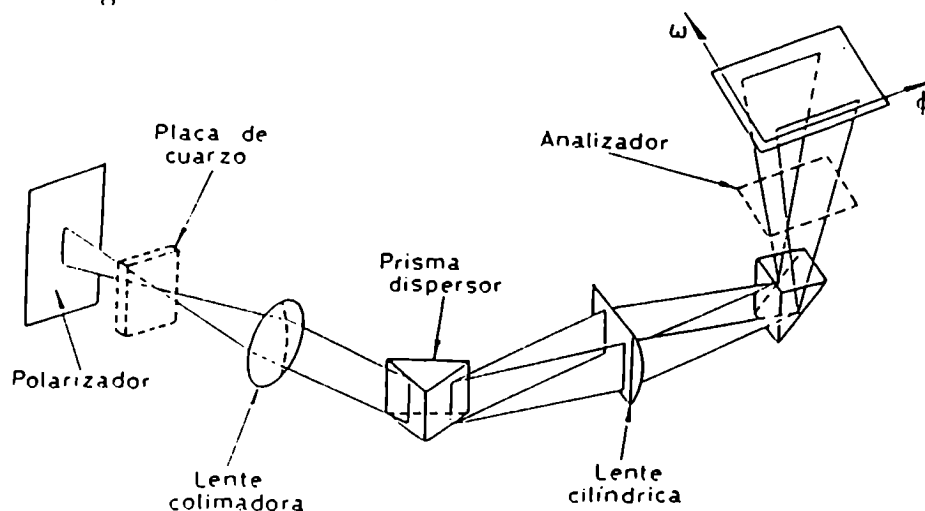


Figura 1.11: Disposición experimental para la observación de los saltos de fase producidos por la OEMS en función del ángulo de incidencia y la longitud de onda.

Este haz de luz blanca fue dispersado por el prisma A para producir un espectro continuo. Utilizando la disposición de Kretschmann, se focaliza la luz sobre la base aluminizada del prisma B con una lente cilíndrica. Cuando la reflexión atraviesa el analizador, cruzado respecto al polarizador de entrada, resulta que es posible recoger órdenes de interferencia consecutivos sobre la pantalla.

La figura 1.12 muestra dos fotografías de la imagen proyectada, donde la longitud de onda está en el eje vertical y el ángulo de incidencia sobre el eje horizontal.

Para registrar las fotografías mostradas en la figura 1.13, el analizador y la placa de cuarzo fueron removidos y el polarizador fue rotado para obtener un haz con su campo magnético normal al plano de incidencia.

Para ambas figuras se utilizaron dos prismas de igual índice de refracción pero con distinto espesor de aluminio, el que fue caracterizado por su transmitancia. En las fig. 1.12(a) y 1.13(a) $T = 0.02$, mientras que en las fig. 1.12(b) y 1.13(b) $T = 0.2$.

Dado que el salto de fase entre dos líneas oscuras (o entre dos líneas claras) es de 2π , el máximo cambio posible es de π , y es cuando las líneas de interferencia de la figura 1.12(a) o 1.12(b) aparecen totalmente quebradas.

El desplazamiento de las líneas de interferencia se observa para todas las longitudes de onda del visible y para el ángulo de incidencia para el cual la reflectividad es mínima, es decir coincide con la banda de absorción producida por la OEMS (figura 1.13).

En la figura 1.12(b) la polarización del haz reflejado ha cambiado respecto de la figura 1.12(a); en las fotografías de la figura 1.13, para el ángulo límite de reflexión total, se observa un cambio en la intensidad de luz, así como también en las fotografías de la figura 1.12, se observa un leve desplazamiento de las franjas de interferencia. Sin embargo, los ángulos de incidencia para los cuales los cambios de fase son máximos, son menores en el caso de la figura 1.12(a) que en el caso (b). El mínimo de reflectividad y los saltos de fase mas bruscos coinciden en posición angular, aunque esta varía dependiendo de la longitud de onda.

En la banda de absorción, las líneas producidas por la placa de cuarzo se curvan para todas las longitudes de onda, aunque este desplazamiento aumenta hasta que una línea oscura pasa a ser una clara en forma brusca, en la fig. 1.12(a) para el azul y en la figura 1.12(b) para el rojo. En esa posición del diagrama bidimensional de λ versus φ se ha producido el cambio de fase máximo y el mejor acoplamiento entre ambas ondas.

Estos resultados se corresponden con los obtenidos por aplicación de la teoría electromagnética, cada línea de las fotografías de la figura 1.12 son análogas a los gráficos de la figura 1.8. La comparación entre ambas fotografías de la misma figura se corrobora con los resultados graficados en la figura 1.7(b).

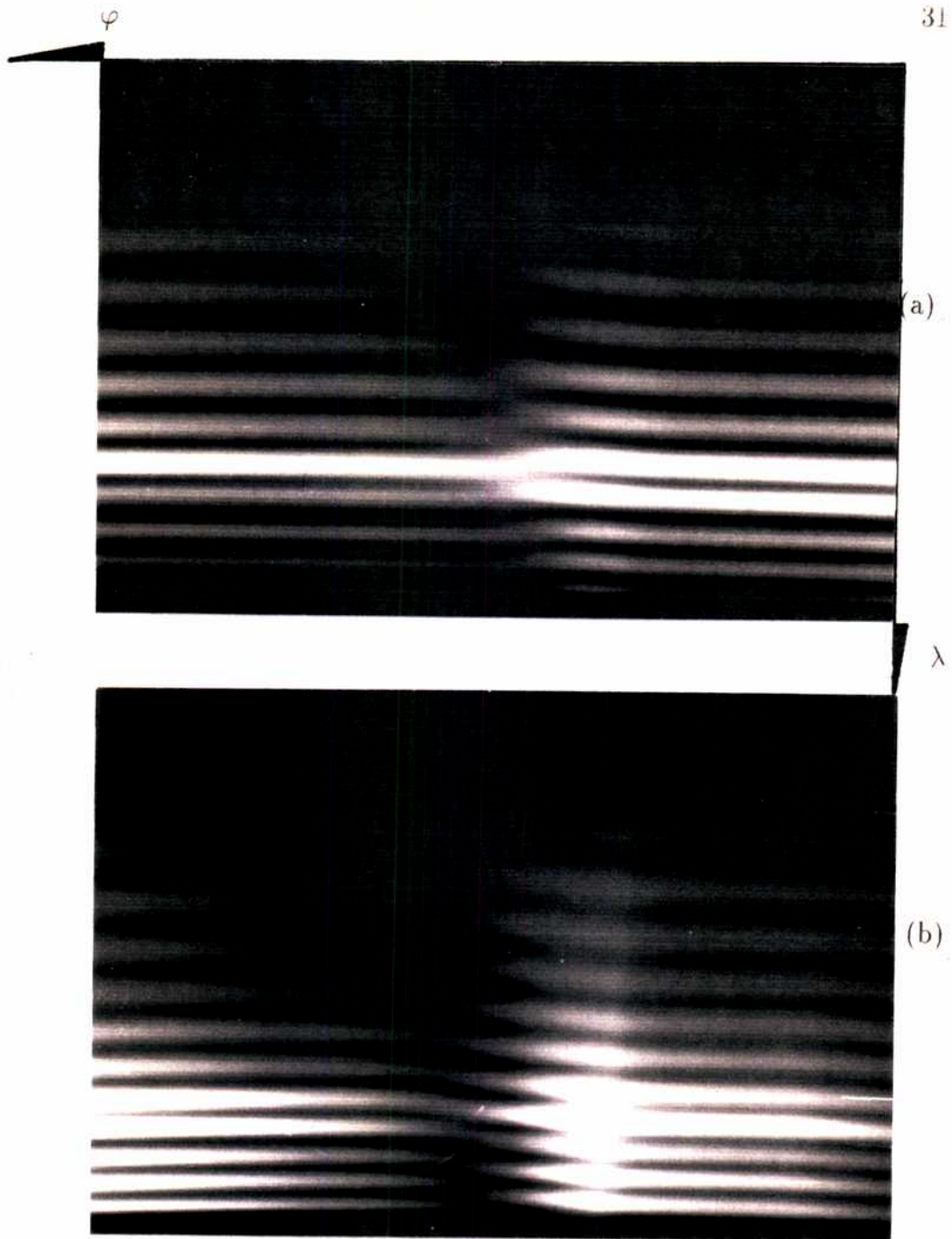
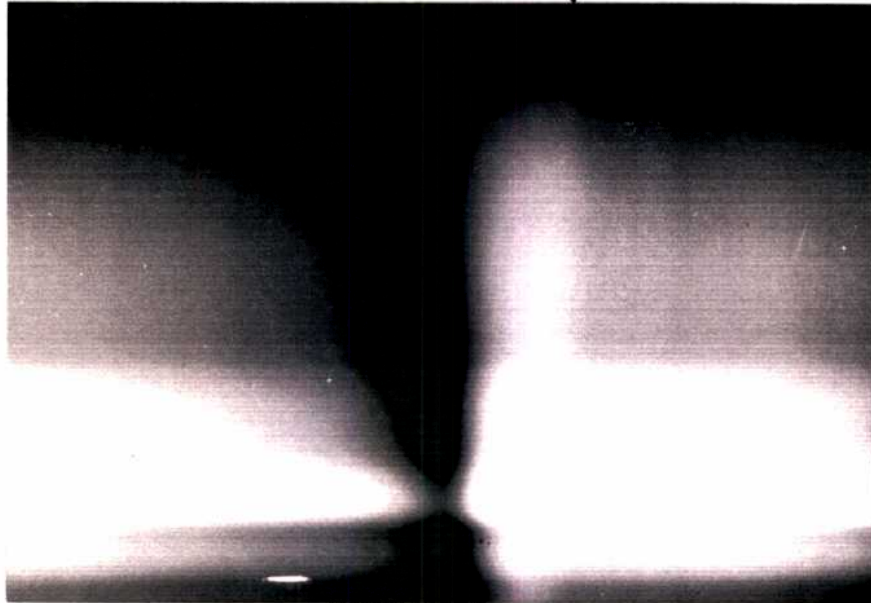


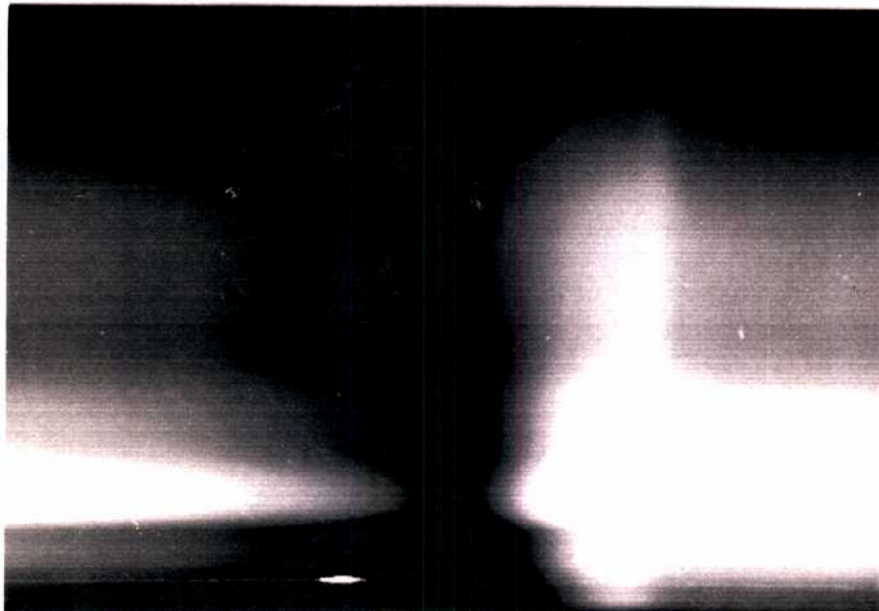
Figura 1.12: (a) Imagen proyectada para el arreglo óptico descrito en la figura 1.11. El espesor de aluminio está caracterizado por su transmitancia, $T = 0.02$. El eje vertical es la longitud de onda y el eje horizontal es el ángulo de incidencia. (b) Imagen proyectada cuando $T = 0.2$.

Borde de reflexión total

33



(a)



(b)

Figura 1.13: (a) Imagen proyectada cuando el analizador y la placa de cuarzo fueron removidos y el polarizador fue rotado para que el campo magnético sea perpendicular al plano de incidencia cuando $T = 0.02$. (b) Imagen proyectada cuando $T = 0.2$.

1.3.2 Experiencia B.

Usando la configuración de Kretschmann se estudió la influencia del espesor de la capa de metal sobre la fase del campo rellejado. Un espesor no uniforme de aluminio fue depositado por evaporación sobre un prisma (de índice $n_p = 1.595$) a lo largo de la base del mismo. El espesor varía linealmente en una dirección y es constante en la dirección perpendicular a la anterior, figura 1.14.

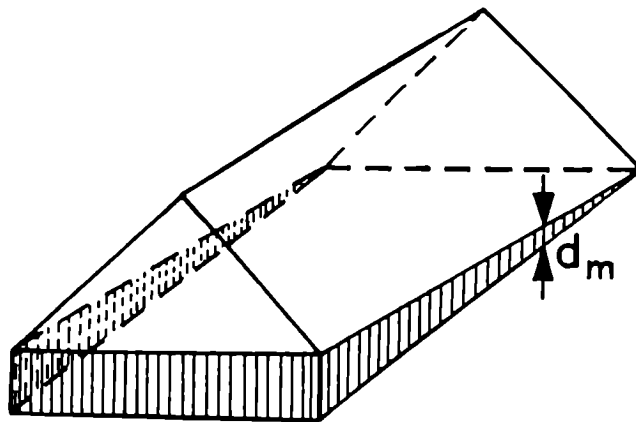


Figura 1.14: Esquema de la capa depositada de aluminio. La transmitancia varía de $T = 0.01$ a $T = 0.4$.

Se utilizaron dos montajes. En el primero, figura 1.15, un haz de luz monocromática de una fuente laser de He-Ne fue polarizada a 45° con el plano de incidencia. Este haz pasa a través de un compensador de Babinet y una lente cilíndrica y es focalizado en la base aluminizada del prisma. Un analizador fue colocado entre el prisma y la placa fotográfica. La figura 1.16 muestra tres fotografías obtenidas usando este montaje.

El espesor de aluminio d_m varía a lo largo del eje vertical y el ángulo de incidencia φ_1 en el eje horizontal. La figura 1.16(a) fue obtenida con los polarizadores cruzados y el Babinet como muestra la figura 1.15a). En cambio la figura 1.16(b) fue obtenida rotando el Babinet 90° como muestra la figura 1.15b).

Como cada franja corresponde a una línea de fase constante, la curvatura de las líneas demuestra el hecho que para un espesor fijo, la

fase no permanece constante con el ángulo de incidencia (fig. 1.16(a)) o que para φ_1 fijo la fase no es constante con d_m (fig. 1.16(b)). Para registrar la figura 1.16(c) se retiraron el compensador de Babinet y el analizador, y se giró el polarizador para incidir con un haz con un campo magnético perpendicular al plano de incidencia. Cada punto en dicha fotografía corresponde a un par $(d_m; \varphi_1)$, la banda oscura observada, define la relación entre d_m y φ_1 . La deformación en las franjas de interferencia ocurren para puntos sobre esta banda. Sin embargo, hay solamente un punto donde las franjas se quiebran, o en otras palabras, sólo un valor particular de $d_m = d_m^*$ y un valor particular de $\varphi_1 = \varphi_1^*$ hace que el salto de fase tome el valor $\pm\pi$. Este punto corresponde a la absorción total del haz reflejado.

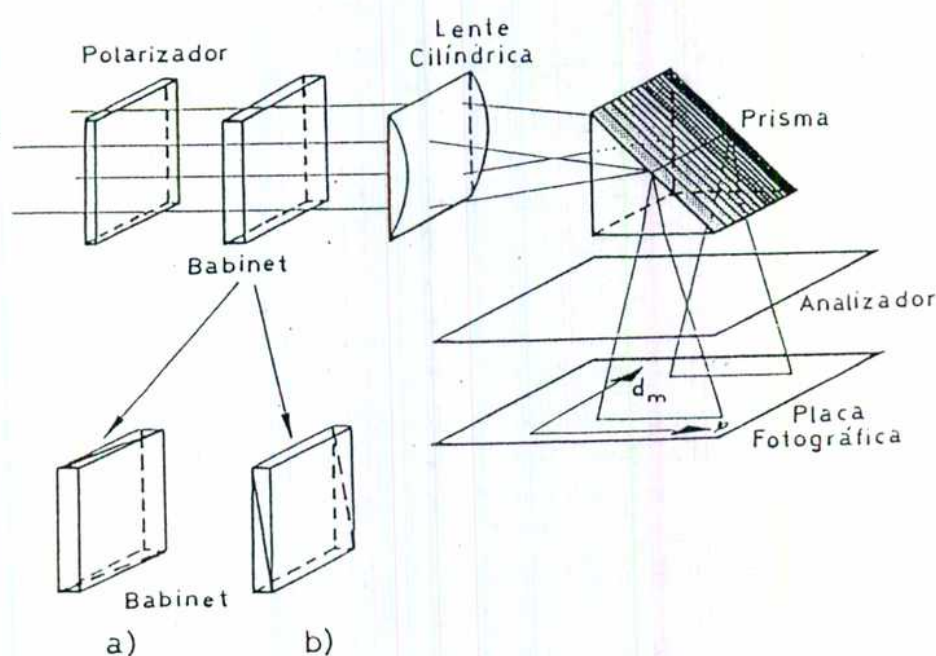
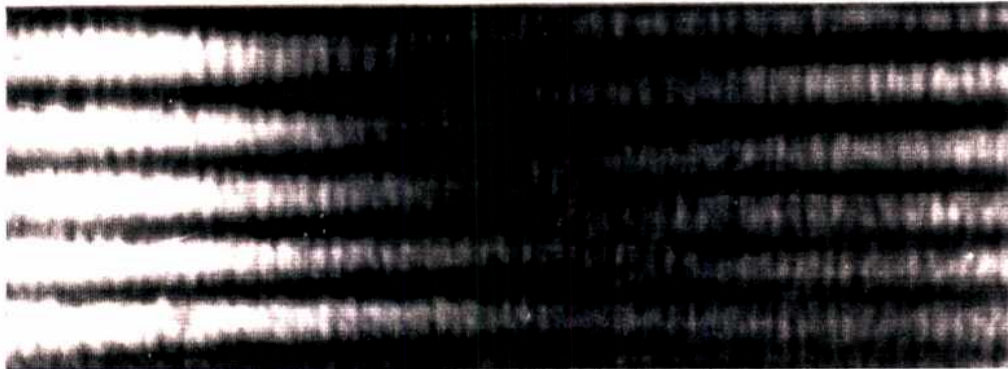
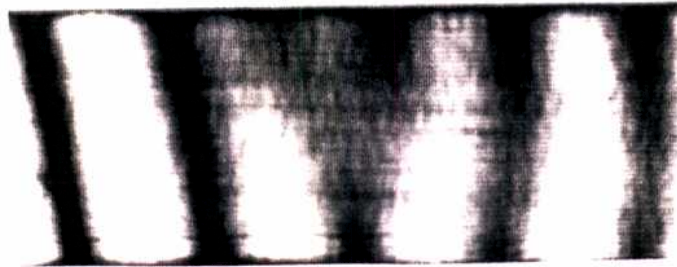


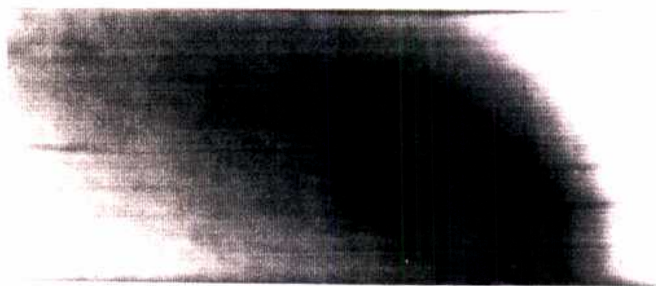
Figura 1.15: Disposición experimental para observar saltos de fase en función del ángulo de incidencia y el espesor de la capa de metal. a) y b) indican dos posiciones diferentes de los ejes ópticos del compensador de Babinet.



(a)



(b)



(c)

Figura 1.16: Imagen proyectada para la disposición experimental descrita en la fig. 1.15. El eje vertical es el espesor de la capa de aluminio y el eje horizontal es el ángulo de incidencia. (a) Líneas de interferencia cuando el Babinet está como en la figura 1.15a). (b) Líneas de interferencia cuando el Babinet está como en la figura 1.15b). (c) Distribución de la luz cuando el Babinet y el analizador fueron removidos.

Cada línea de la fotografía de la figura 1.16(a) es análoga a la que se muestra en la fig. 1.7(b), mientras que cada línea de la fotografía de la fig. 1.16(b) es idéntica a la obtenida por medio del cálculo en la fig. 1.9.

La figura 1.17 muestra esquemáticamente otra disposición experimental para observar el mismo fenómeno. El haz de luz proveniente de un laser de He-Ne fue colimado y polarizado a 45° para incidir sobre el mismo prisma aluminizado de la experiencia anterior. Como dispositivo interferométrico se usó un compensador de Babinet con sus ejes ópticos como muestra la figura.

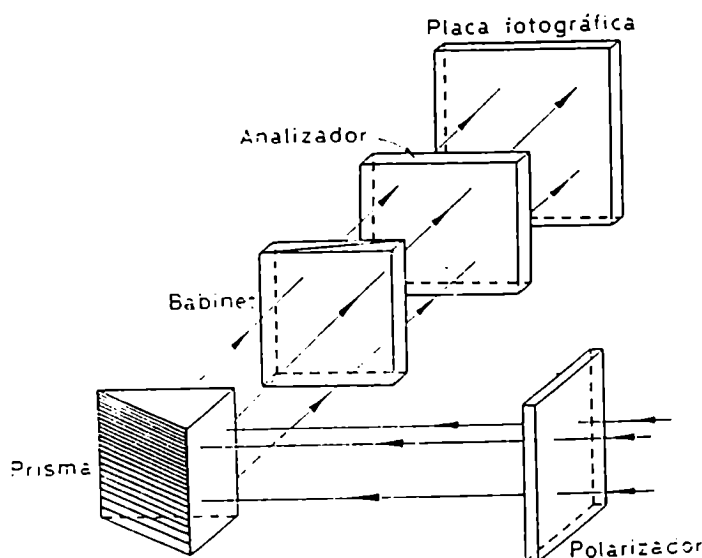


Figura 1.17: Arreglo óptico para observar la fase en función del espesor del film de aluminio para ángulo de incidencia fijo.

La figura 1.18 muestra las fotografías, para diferentes ángulos de incidencia, obtenidas cuando el analizador, colocado después del Babinet, está cruzado respecto del polarizador. El ángulo de incidencia va variando desde ángulos menores fotografía (a) a ángulos mayores fotografía (c). Se observa que las líneas se curvan hacia abajo en la (a) y en la (b), hasta que en la fotografía (c) aparecen totalmente quebradas. Allí se vé claramente que la fase pega un salto de π . Para ángulos de

incidencia mayores, fotografías (d) y (e), las líneas vuelven a aparecer curvadas pero en dirección opuesta. En estas fotografías, los espesores aumentan de izquierda (con una transmitancia igual a 0.4) a derecha (con una transmitancia igual a 0.01).

Estos resultados están en concordancia con las curvas de fase mostradas en la sección 1.2.2. Cerca de φ_1^* y el cambio de fase tiende a $\pm\pi$, tomando este valor para $\varphi_1 = \varphi_1^*$ y $d_m = d_m^*$. Este caso es el que se corresponde con la figura 1.18(c) donde una línea clara antes de la absorción, se vuelve abruptamente en una línea oscura, después de la absorción. El cambio en la inclinación de las franjas de interferencia hacia arriba o hacia abajo mostrado en la serie de fotografías de la figura 1.18 es el mismo que el obtenido en los gráficos de la figura 1.9 a partir del cálculo del campo reflejado.

Las experiencias realizadas son de fundamental importancia. Rati-
 lican los resultados encontrados a partir de la teoría electromagnética. Las fotografías obtenidas son las primeras que se encuentran en la bibliografía, aplicadas al caso de RTA, donde se observan las singularidades de fase en función de las distintas variables del sistema. Las fotografías de la figura 1.18 muestran fenómenos similares a los obtenidos en trabajos anteriores utilizando redes de difracción [28],[29]. En ellos hay una evolución de la fase en el tiempo, pues se varía el ángulo de incidencia a través de este, mientras que en las figuras 1.12 y 1.16, la singularidad está incorporada a una distribución espacial en un mismo instante.

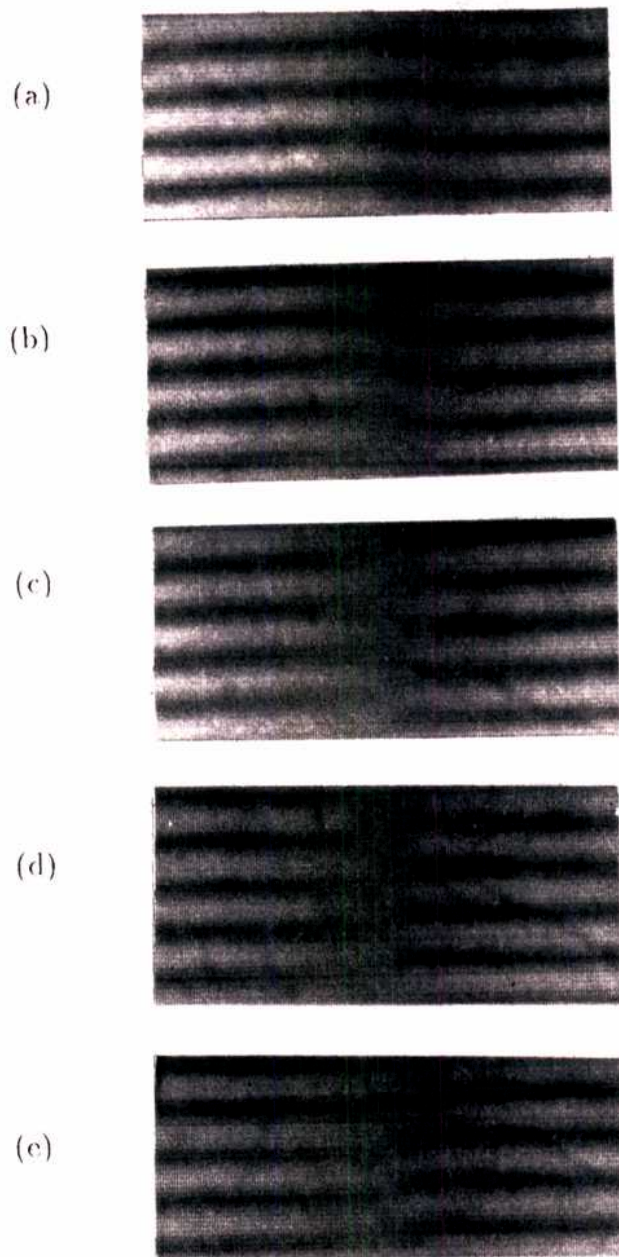


Figura 1.18: Imagen proyectada para la disposición experimental descrita en la figura 1.17 para distintos ángulos de incidencia. El eje horizontal es el espesor del film. El ángulo de incidencia aumenta desde la fotografía (a) a la fotografía (e). En las fotografías (a) y (b) las líneas se curvan hacia abajo, en la (c) el sistema de franjas está quebrado; en (d) cada franja se curva hacia arriba conectándose con la siguiente; en (e) las líneas se curvan hacia arriba.



Capítulo 2

OEMS en medios anisótropos

2.1 Existencia de las OEMS en presencia de un medio anisótropo uniaxial.

Para probar la posibilidad de existencia y características de las OEMS en la interfase entre un medio isótropo absorbente y un cristal uniaxial, donde ambos medios son no magnéticos, se deben hallar las condiciones bajo las cuales la relación entre las componentes de los vectores número de onda y la frecuencia es la adecuada para que las ondas a ambos lados de la interfase se acoplen.

Para ello se comenzará escribiendo los campos en ambos medios.

En el metal estos campos estarán asociados a una onda que avanza hacia la interfase o incidente tal que:

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{E} e^{i\varphi} \quad (2.1)$$

$$\vec{\mathcal{H}} = \vec{H} e^{i\varphi} \quad (2.2)$$

y a otra que retrocede o reflejada donde

$$\vec{\mathcal{E}}^* = \vec{E}^* e^{i\varphi^*} \quad (2.3)$$

$$\vec{\mathcal{H}}^* = \vec{H}^* e^{i\varphi^*} \quad (2.4)$$

Dentro del metal se tendrán también dos ondas:

una cuya polarización corresponde a la onda ordinaria del cristal

$$\vec{\mathcal{E}}' = \vec{E}' e^{i\varphi'} \quad (2.5)$$

$$\vec{\mathcal{H}}' = \vec{H}' e^{i\varphi'} \quad (2.6)$$

y otra correspondiente a la onda extraordinaria

$$\vec{\mathcal{E}}'' = \vec{F}'' e^{i\varphi''} \quad (2.7)$$

$$\vec{\mathcal{H}}'' = \vec{H}'' e^{i\varphi''} \quad (2.8)$$

Para hallar las componentes de dichos campos a ambos lados de la superficie se deben resolver las ecuaciones de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} = \epsilon^* \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} \quad (2.10)$$

donde ϵ^* corresponde a un escalar complejo para el medio isótropo (ϵ_1) y a un tensor real para el medio anisótropo ($\bar{\epsilon}$).

Es conveniente, para resolver las ecuaciones 2.9 y 2.10, escribir los campos en el sistema de ejes principales del cristal (z_1, z_2, z_3) y la fase en el sistema del plano de incidencia (x, y, z), ya que su expresión es mas sencilla. Figura 2.1.

Para la fase resulta entonces:

$$\varphi = k_x x + k_z z - \omega t \quad (2.11)$$

$$\varphi^* = -k_x x + k_z z - \omega t \quad (2.12)$$

$$\varphi' = k'_x x + k_z z - \omega t \quad (2.13)$$

$$\varphi'' = k''_x x + k_z z - \omega t \quad (2.14)$$

pues:

$$k_x^* = -k_x \quad (2.15)$$

y

$$k_z = k_z^* = k_z' = k_z'' \quad (2.16)$$

Para los campos, las ecuaciones de Maxwell en el sistema de ejes principales del cristal son:

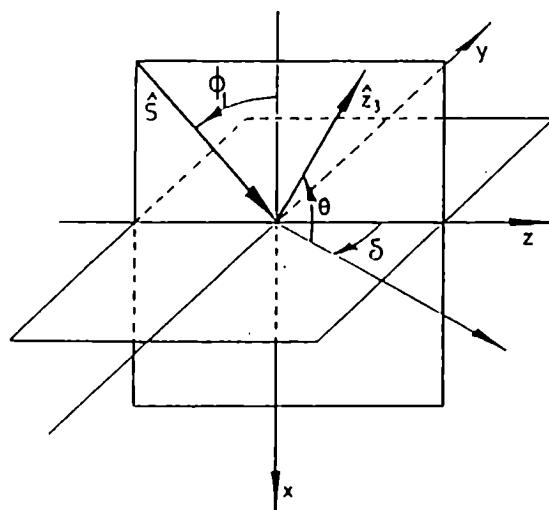


Figura 2.1: Sistemas de coordenadas. \hat{z}_3 dirección del eje óptico. El eje x es normal a la interfase, el eje y es normal al plano de incidencia y el eje z es ortogonal al eje x e y . El eje óptico \hat{z}_3 forma un ángulo θ con la interfase y su proyección, un ángulo δ con el eje z . Para $x < 0$ el medio es isótropo absorbente y para $x > 0$ uniaxial no absorbente.

En el metal, para la onda incidente

$$E_3 k_z \sin \delta - E_2 [k_x (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = \mu_0 \omega H_1 \quad (2.17)$$

$$E_1[k_x(\widehat{x}, \widehat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] - E_3[k_x f_n - k_z \cos \delta(\widehat{x}, \widehat{z}_3)] = \mu_0 \omega H_2 \quad (2.18)$$

$$E_2[k_x f_n - k_z \cos \delta(\widehat{x}, \widehat{z}_3)] - E_1 k_z \operatorname{sen} \delta = \mu_0 \omega H_3 \quad (2.19)$$

$$H_3 k_z \operatorname{sen} \delta - H_2[k_x(\widehat{x}, \widehat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = -\varepsilon_1 \omega E_1 \quad (2.20)$$

$$H_1[k_x(\widehat{x}, \widehat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] - H_3[k_x f_n - k_z \cos \delta(\widehat{x}, \widehat{z}_3)] = -\varepsilon_1 \omega E_2 \quad (2.21)$$

$$H_2[k_x f_n - k_z \cos \delta(\widehat{x}, \widehat{z}_3)] - H_1 k_z \operatorname{sen} \delta = -\varepsilon_1 \omega E_3 \quad (2.22)$$

Para la onda reflejada, las expresiones son análogas cambiando k_x por $-k_x$.

En el cristal se tendrá, para la onda ordinaria, que el campo eléctrico en la dirección del eje óptico [23] es cero, es decir $E'_3 = 0$ y las ecuaciones de Maxwell resultan:

$$E'_2[k'_x(\widehat{x}, \widehat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = \mu_0 \omega H'_1 \quad (2.23)$$

$$E'_1[k'_x(\widehat{x}, \widehat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = \mu_0 \omega H'_2 \quad (2.24)$$

$$E'_2[k'_x f_n - k_z \cos \delta(\widehat{x}, \widehat{z}_3)] - E'_1 k_z \operatorname{sen} \delta = \mu_0 \omega H'_3 \quad (2.25)$$

$$H'_3 k_z \operatorname{sen} \delta - H'_2[k'_x(\widehat{x}, \widehat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = -\varepsilon_o \omega E'_1 \quad (2.26)$$

$$H'_1[k'_r(\hat{x}, \hat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] - H'_3[k'_r f_n - k_z \cos \delta(\hat{x}, \hat{z}_3)] = -\varepsilon_o \omega E'_2 \quad (2.27)$$

$$H'_2[k'_r f_n - k_z \cos \delta(\hat{x}, \hat{z}_3)] - H'_1 k_z \text{sen} \delta = 0 \quad (2.28)$$

Por otro lado, para la onda extraordinaria [23] $H''_3 = 0$ y las ecuaciones de Maxwell quedan:

$$E''_3 k_z \text{sen} \delta - E''_2[k''_r(\hat{x}, \hat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = \mu_o \omega H''_1 \quad (2.29)$$

$$E''_1[k''_r(\hat{x}, \hat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] - E''_3[k''_r f_n - k_z \cos \delta(\hat{x}, \hat{z}_3)] = \mu_o \omega H''_2 \quad (2.30)$$

$$E''_2[k''_r f_n - k_z \cos \delta(\hat{x}, \hat{z}_3)] - E''_1 k_z \text{sen} \delta = 0 \quad (2.31)$$

$$-H''_2[k''_r(\hat{x}, \hat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = -\varepsilon_o \omega E''_1 \quad (2.32)$$

$$H''_1[k''_r(\hat{x}, \hat{z}_3) + f_n k_z \cos \delta] = -\varepsilon_o \omega E''_2 \quad (2.33)$$

$$H''_2[k''_r f_n - k_z \cos \delta(\hat{x}, \hat{z}_3)] - H''_1 k_z \text{sen} \delta = -\varepsilon_o \omega E''_3 \quad (2.34)$$

siendo f_n y (\hat{x}, \hat{z}_3) las proyecciones del eje óptico sobre la interfase y sobre su normal, respectivamente y δ indica la orientación del plano de

incidencia con respecto al plano que contiene al eje óptico y a la normal a la interfase.

Las condiciones de contorno que se deben aplicar son:

$$(\vec{D}.\hat{x}) + (\vec{D}^*.\hat{x}) = (\vec{D}'.\hat{x}) + (\vec{D}''.\hat{x}) \quad (2.35)$$

$$(\vec{E}.\hat{y}) + (\vec{E}^*.\hat{y}) = (\vec{E}'.\hat{y}) + (\vec{E}''.\hat{y}) \quad (2.36)$$

$$(\vec{E}.\hat{z}) + (\vec{E}^*.\hat{z}) = (\vec{E}'.\hat{z}) + (\vec{E}''.\hat{z}) \quad (2.37)$$

$$(\vec{B}.\hat{x}) + (\vec{B}^*.\hat{x}) = (\vec{B}'.\hat{x}) + (\vec{B}''.\hat{x}) \quad (2.38)$$

$$(\vec{H}.\hat{y}) + (\vec{H}^*.\hat{y}) = (\vec{H}'.\hat{y}) + (\vec{H}''.\hat{y}) \quad (2.39)$$

$$(\vec{H}.\hat{z}) + (\vec{H}^*.\hat{z}) = (\vec{H}'.\hat{z}) + (\vec{H}''.\hat{z}) \quad (2.40)$$

Dado que los campos están escritos en el sistema (z_1, z_2, z_3) , se escribirán las condiciones de contorno en dicho sistema, donde agrupando convenientemente resulta:

$$\begin{aligned} \epsilon_1(E_1 + E_1^*) &= [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_1(\hat{x}.\hat{z}_3)^2](E_1' + E_1'') + \\ &+ f_n(\hat{x}.\hat{z}_3)(\epsilon_e - \epsilon_1)E_3'' \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$-E_2 + E_2^* = E_2' + E_2'' \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_1(E_3 + E_3^*) &= (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) f_n (\epsilon_o - \epsilon_1) (E_1' + E_1'') + \\ &+ [\epsilon_r (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 + \epsilon_1 f_n^2] E_3'' \end{aligned} \quad (2.43)$$

$$H_1 + H_1^* = H_1' + H_1'' \quad (2.44)$$

$$H_2 + H_2^* = H_2' + H_2'' \quad (2.45)$$

$$H_3 + H_3^* = H_3' \quad (2.46)$$

Como es bien sabido, a partir de las Ecs. 2.9 y 2.10, o de las expresiones 2.17 a 2.22, se obtiene para las ondas en el medio isótropo

$$k_x'^2 + k_z'^2 = \mu_o \epsilon_1 \omega^2 \quad (2.47)$$

donde k_x y k_z son las componentes perpendicular y paralela a la interfase del vector número de onda y μ_o la permitividad del vacío. Una expresión análoga se obtiene para la onda ordinaria de las expresiones 2.23 a 2.28.

$$k_x''^2 + k_z''^2 = \mu_o \epsilon_o \omega^2 \quad (2.48)$$

siendo k_x' la componente del vector número de onda ordinario perpendicular a la interfase.

Para la onda extraordinaria, de las ecuaciones 2.29 a 2.34 la expresión que resulta es un poco más complicada

$$\begin{aligned} &k_x''^2 [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_c (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] + 2k_x'' k_z (\epsilon_c - \epsilon_o) \cos \delta (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) f_n + \\ &+ k_z''^2 [\epsilon_o (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 \cos^2 \delta + \epsilon_o \sin^2 \delta + \epsilon_e f_n^2 \cos^2 \delta] = \mu_o \epsilon_o \epsilon_e \omega^2 \end{aligned} \quad (2.49)$$

Las relaciones 2.47 a 2.49 son válidas para interfaces medio isotropo-cristal uniaxial con cualquier orientación del eje óptico y plano de incidencia.

Se analizará la existencia y características de las OEMS en este tipo de interfaces para solo un caso de simetría: eje óptico en el plano de incidencia ($\delta = 0^\circ$). Se elige este caso porque la resolución analítica es sencilla, las ondas ordinaria y extraordinaria están polarizadas en la dirección perpendicular y paralela al plano de incidencia respectivamente; esta situación implica que los modos están separados. A pesar de ello, dicho caso de simetría permite obtener características particulares de las ondas de superficie cuando el medio es anisótropo.

Se describirá primeramente las ondas incidente, reflejada y transmitida usando las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de igualdad de las fases para ellas, considerando que pueden ser propagantes o evanescentes. Luego se buscarán los campos a ambos lados de la interfase y la condición de existencia de las ondas de superficie.

Como ya se ha visto, el campo eléctrico de la onda ordinaria es perpendicular al plano de incidencia; ello implica que

$$\begin{cases} E'_{xz} = 0 \\ H'_y = 0 \end{cases} \quad (2.50)$$

Dado que el eje z_2 coincide con el eje y del sistema del plano de incidencia,

$$H'_2 = 0 \quad (2.51)$$

y de la ecuación 2.24 resulta

$$E'_1 = 0 \quad (2.52)$$

Estos resultados en las ecuaciones 2.23, 2.25 y 2.26 llevan a:

$$-E'_2[k'_x(\hat{x} \cdot \hat{z}_3) + k_z f_n] = \mu_0 \omega H'_1 \quad (2.53)$$

$$E_2' [k_r' f_n - k_z(\hat{x}, \hat{z}_3)] = \mu_0 \omega H_3' \quad (2.54)$$

$$H_1' [k_r'(\hat{x}, \hat{z}_3) + k_z f_n] - H_3' [k_r' f_n - k_z(\hat{x}, \hat{z}_3)] = -\epsilon_0 \omega E_2' \quad (2.55)$$

Para la onda extraordinaria, el campo eléctrico está en el plano de incidencia; es decir

$$E_y' = 0 = E_2'' \quad (2.56)$$

y de la ecuación 2.33 resulta:

$$H_1'' = 0 \quad (2.57)$$

Las ecuaciones 2.30, 2.32 y 2.34 quedan:

$$E_1'' [k_r''(\hat{x}, \hat{z}_3) + k_z f_n] - E_3'' [k_r'' f_n - k_z(\hat{x}, \hat{z}_3)] = \mu_0 \omega H_2'' \quad (2.58)$$

$$-H_2'' [k_r''(\hat{x}, \hat{z}_3) + k_z f_n] = -\epsilon_0 \omega E_1'' \quad (2.59)$$

$$H_2'' [k_r'' f_n - k_z(\hat{x}, \hat{z}_3)] = -\epsilon_0 \omega E_3'' \quad (2.60)$$

La forma más sencilla de expresar la relación entre los vectores número de onda y los campos para la onda ordinaria es en función de las componentes perpendiculares al plano de incidencia del campo eléctrico, ya que el correspondiente a la onda extraordinaria es nulo.

Para el medio isótropo, de las ecuaciones de Maxwell en el sistema de ejes ópticos del cristal, se obtiene

$$[E_2 - E_2^*] k_x f_n - [E_2 + E_2^*] k_z(\hat{x}, \hat{z}_3) = \mu_0 \omega [H_3 + H_3^*] \quad (2.61)$$

A partir de 2.46, 2.53, 2.54 y 2.61 se obtiene

$$k_x \left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right] = k_x' \quad (2.62)$$

Elevando al cuadrado 2.62 y reemplazando de 2.47 la componente perpendicular a la interfase del vector número de onda incidente en función de la componente paralela y de las características del medio isótropo se obtiene

$$k_z^2 \left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right]^2 + k_x'^2 - \epsilon_1 \mu_0 \omega^2 \left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right]^2 = 0 \quad (2.63)$$

A partir de 2.63 y 2.48 se obtiene

$$k_z^2 = \mu_0 \omega^2 \frac{\epsilon_1 \left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right]^2 - \epsilon_0}{\left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right]^2 - 1} \quad (2.64)$$

$$k_x'^2 = \mu_0 \omega^2 (\epsilon_0 - \epsilon_1) \frac{\left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right]^2}{\left[\frac{E_2 - E_2^*}{E_2'} \right]^2 - 1} \quad (2.65)$$

De la ec 2.62 y 2.42 para este caso particular resulta

$$(k_x + k_x') E_2' = 2 k_x E_2 \quad (2.66)$$

$$(k_x + k_x') E_2^* = (k_x - k_x') E_2 \quad (2.67)$$

En cambio, para hallar la relación entre los vectores número de onda y los campos para la onda extraordinaria es conveniente escribir las ecuaciones correspondientes en función de las componentes perpendiculares al plano de incidencia de los vectores inducción magnética,

porque la componente en esa dirección del vector inducción ordinario es nula.

Para las ondas en el medio isótropo se obtiene una expresión similar a la ec. 2.61

$$-|H_2 - H_2^*|k_x f_n + |H_2 + H_2^*|k_z(\hat{x} \cdot \hat{z}_3) = \epsilon_1 \omega [V_3 + V_3^*] \quad (2.68)$$

Haciendo un cálculo similar al correspondiente a la onda ordinaria, se obtiene la expresión análoga a la ec. 2.63 pero para esta onda

$$\begin{aligned} k_z^2 \left[(\epsilon_c - \epsilon_o)^2 (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 f_n^2 + \frac{\epsilon_o^2 \epsilon_c^2}{\epsilon_1^2} \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 \right] + \\ + k_x'^2 [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_c (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] + \\ + 2k_x k_x'' (\epsilon_c - \epsilon_o) \left[[\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_c (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) f_n - \right. \\ \left. - \frac{\epsilon_o^2 \epsilon_c^2}{\epsilon_1} \omega^2 \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 \right] = 0 \quad (2.69) \end{aligned}$$

A partir de ec. 2.69 y de la relación entre las componentes del vector número de onda extraordinario, con $\delta = 0^\circ$ (ec. 2.49), se obtienen las relaciones de la componente perpendicular a la interfase del vector número de onda incidente k_x y de las componentes del extraordinario perpendicular k_x'' y paralelo k_z a la interfase, con las componentes de los vectores inducción perpendiculares al plano de incidencia

$$k_z^2 = \epsilon_1 \omega^2 \mu_0 \frac{\epsilon_o \epsilon_c \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 - \epsilon_1 [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_c (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2]}{\epsilon_o \epsilon_c \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 - \epsilon_1^2} \quad (2.70)$$

$$k_x'' = \left[\frac{-\sqrt{\epsilon_1}(\epsilon_e - \epsilon_o) f_n(\hat{x}, \hat{z}_3) \sqrt{\epsilon_o \epsilon_e \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 - \epsilon_1 [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x}, \hat{z}_3)^2]}}{|\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x}, \hat{z}_3)^2| \sqrt{\epsilon_o \epsilon_e \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 - \epsilon_1^2}} \pm \frac{\epsilon_e \epsilon_o \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right] \sqrt{|\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x}, \hat{z}_3)^2| - \epsilon_1}}{|\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x}, \hat{z}_3)^2| \sqrt{\epsilon_o \epsilon_e \left[\frac{H_2 - H_2^*}{H_2''} \right]^2 - \epsilon_1^2}} \right] \omega \sqrt{\mu_0} \quad (2.71)$$

De la ec. 2.69 y de la condición de contorno 2.45 se obtiene

$$2\epsilon_o \epsilon_e k_x H_2 = \{ \epsilon_o \epsilon_e k_x + \epsilon_1 k_x'' [\epsilon_e^2 + \epsilon_o f_n^2] + \epsilon_1 k_z(\hat{x}, \hat{z}_3) f_n(\epsilon_e - \epsilon_o) \} H_2'' \quad (2.72)$$

$$\{ \epsilon_o \epsilon_e k_x + \epsilon_1 k_x'' [\epsilon_e (\hat{x}, \hat{z}_3)^2 + \epsilon_o f_n^2] + \epsilon_1 k_z(\hat{x}, \hat{z}_3) f_n$$

$$(\epsilon_e - \epsilon_o) \} H_2^* = \{ \epsilon_o \epsilon_e k_x - \epsilon_1 k_x'' [\epsilon_e (\hat{x}, \hat{z}_3)^2 +$$

$$+ \epsilon_o f_n^2] - \epsilon_1 k_z(\hat{x}, \hat{z}_3) f_n(\epsilon_e - \epsilon_o) \} H_2 \quad (2.73)$$

Hasta aquí, utilizando solamente las ec. de Maxwell, las condiciones de contorno entre ambos medios y escribiendo en el sistema de coordenadas que más convenga según el caso, se ha encontrado la relación entre las componentes de los vectores número de onda y ciertas componentes de los campos, ya sean estos ordinarios o extraordinarios.

Para que exista la onda de superficie esto no alcanza, es necesario que los campos tiendan rápidamente a cero hacia ambos lados de la interfase al alejarnos de ella.

Se estudiará entonces, el comportamiento del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase.

Si se denota con k_{x_r} y k_{x_i} a las partes real e imaginaria de k_x y con k_{z_i} a la parte imaginaria de k_z , la expresión para el módulo al cuadrado del vector inducción en el medio isótropo es

$$\begin{aligned}
|\vec{H}'|^2 &= \frac{|E_2^*|^2}{\mu_0^2 \omega^2} \frac{e^{-2k_x, x}}{|k_x - k'_x|^2} \{ |k_x|^2 + |k_z|^2 \} [|k_x + k'_x|^2 e^{-2k_x, x} + \\
&|k_x - k'_x|^2 e^{2k_x, x}] - [|k_x|^2 - |k'_x|^2] [|k_x|^2 - |k_z|^2] (e^{2ik_{xz}, x} + e^{-2ik_{xz}, x}) + \\
&+ [|k_x|^2 - |k_z|^2] [k_x \bar{k}'_x - \bar{k}_x k'_x] (e^{2ik_{xz}, x} - e^{-2ik_{xz}, x}) \} + \\
&+ (|H_2|^2 e^{-2k_x, x} + |H_2^*|^2 e^{2k_x, x} + H_2 \bar{H}_2^* e^{2ik_{xz}, x} + \\
&+ H_2^* \bar{H}_2 e^{-2ik_{xz}, x}) e^{-2k_x, z} \quad (2.74)
\end{aligned}$$

y en el anisótropo

$$\begin{aligned}
|\vec{H}'|^2 &= \frac{|E_2^*|^2}{\mu_0^2 \omega^2} \frac{4|k_x|^2 [|k'_x|^2 + |k_z|^2]}{|k_x + k'_x|^2} e^{-2k'_x, x} e^{-2k_x, z} + \\
&+ |H_2''|^2 e^{-2k''_x, x} e^{-2k_x, z} \quad (2.75)
\end{aligned}$$

siendo k'_x y k''_x las partes imaginarias de k'_x y k''_x respectivamente.

A diferencia de lo que ocurre con las ondas laterales, las ondas superficiales viajan a lo largo de superficies con pérdidas sin permitir que una cantidad finita de energía llegue muy lejos de la interfase, i.e. la energía de la onda superficial está concentrada en las vecindades de la superficie.

En el medio isótropo, x es menor que cero, de la ec. 2.74 se ve claramente que si existe campo eléctrico en dicho medio en la dirección perpendicular al plano de incidencia, el módulo del vector inducción crece a medida que nos alejamos de la interfase, luego E_2^* debe ser cero. Además, es condición necesaria para que la densidad de energía sea finita en el medio isótropo que el vector inducción incidente sea nulo, ($H_2 = 0$), aunque no es necesario que lo sea el reflejado. Por el contrario, en el medio anisótropo, el módulo del vector inducción siempre decrece a medida que nos alejamos de la interfase.

De 2.67 se ve fácilmente que las componentes en la dirección perpendicular al plano de incidencia del campo eléctrico incidente y reflejado

no pueden ser nulos independientemente, ya que el vector número de onda k_x es complejo mientras que en el cristal no absorbente k'_x puede ser sólo real o imaginario puro (en el caso de reflexión total); por lo tanto también debe ser cero k'_z .

En cambio, de 2.73 surge que pueden ser nulas en forma independiente las componentes perpendiculares al plano de incidencia de los vectores inducción magnética incidente y reflejado.

Para que esto ocurra debe ser

$$-\varepsilon_o \varepsilon_e k_x = \varepsilon_1 k_x'' [\varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 + \varepsilon_o f_n^2] + \varepsilon_1 k_z (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) f_n (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \quad (2.76)$$

Esta relación entre k_x , k'_x y k_x'' es compatible con las ecs. 2.47 y 2.49.

En el caso en que, en la dirección perpendicular al plano de incidencia, la componente del vector inducción magnética incidente sea nulo sin serlo el reflejado, de las ecs. 2.45, 2.47, 2.48, 2.70 y 2.71 se obtienen las relaciones de dispersión

$$k_z^2 = \varepsilon_1 \omega^2 \mu_0 \frac{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1 [\varepsilon_o f_n^2 + \varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2]}{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1^2} \quad (2.77)$$

$$k_x'' = \left[\frac{-\sqrt{\varepsilon_1 (\varepsilon_e - \varepsilon_o)} f_n (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1 [\varepsilon_o f_n^2 + \varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2]}}{[\varepsilon_o f_n^2 + \varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1^2}} \pm \frac{\varepsilon_e \varepsilon_o \sqrt{[\varepsilon_o f_n^2 + \varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] - \varepsilon_1}}{[\varepsilon_o f_n^2 + \varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1^2}} \right] \omega \sqrt{\mu_0} \quad (2.78)$$

$$k_x'^2 = \varepsilon_1 \omega^2 \mu_0 \frac{\varepsilon_o \varepsilon_e (\varepsilon_o - \varepsilon_1) + \varepsilon_1^2 (\varepsilon_o + \varepsilon_e) (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2}{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1^2} \quad (2.79)$$

$$k_x^2 = \varepsilon_1^2 \omega^2 \mu_0 \frac{[\varepsilon_o f_n^2 + \varepsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] - \varepsilon_1}{\varepsilon_o \varepsilon_e - \varepsilon_1^2} \quad (2.80)$$

En la figura 2.2 se observa el comportamiento del módulo del vector inducción a un lado y otro de la interfase para $H^*_2 \neq 0$, $E^*_2 = 0$ en una interfase aluminio-calcita.

La fig. 2.2 es similar a la obtenida para medios isotropos bajo las mismas condiciones. Es de hacer notar que cuando $E_2 = 0$ no existe onda reflejada, mientras que si es distinto de cero existe onda reflejada polarizada perpendicularmente al plano de incidencia (debido a esto, si bien se puede obtener matemáticamente el valor límite de k'_x , carece de sentido para este caso). Además, cuando $E_2 = 0$, no existe onda ordinaria en el cristal. Es decir, la onda superficial proviene del acoplamiento de la onda extraordinaria con la onda en el medio isotropo. La onda superficial es entonces transverso magnética.

La condición de existencia de la onda superficial lleva a un resultado bien conocido. Haciendo el cociente entre k_x y k_z para el caso en que no existe vector inducción magnética incidente en la dirección perpendicular al plano de incidencia, se obtiene

$$\frac{k_z}{k_x} = \tan^2 \alpha_B = \frac{\epsilon_o \epsilon_c - \epsilon_1 [\epsilon_c (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 + \epsilon_o f_n^2]}{\epsilon_1 [\epsilon_c (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 + \epsilon_o f_n^2 - \epsilon_1]} \quad (2.81)$$

que coincide con la expresión del ángulo de Brewster obtenido a partir de la condición de determinante nulo [14] de la matriz de reflexión para dos medios semi-infinitos.

Cuando el eje óptico es perpendicular al plano de incidencia, si bien es un caso de resolución analítica sencilla, no aporta características particulares de las OEMS cuando el medio es anisotropo. El campo eléctrico asociado con la onda ordinaria tiene componente solamente en la dirección paralela al plano de incidencia, mientras que el asociado con la componente extraordinaria es perpendicular a dicho plano. La onda de superficie resulta del acoplamiento de la onda en el medio isotropo y la onda ordinaria. Los resultados que se obtienen para este caso de alta simetría coinciden con los obtenidos para interfases isotropas si los índices de refracción son n_m y n_o .

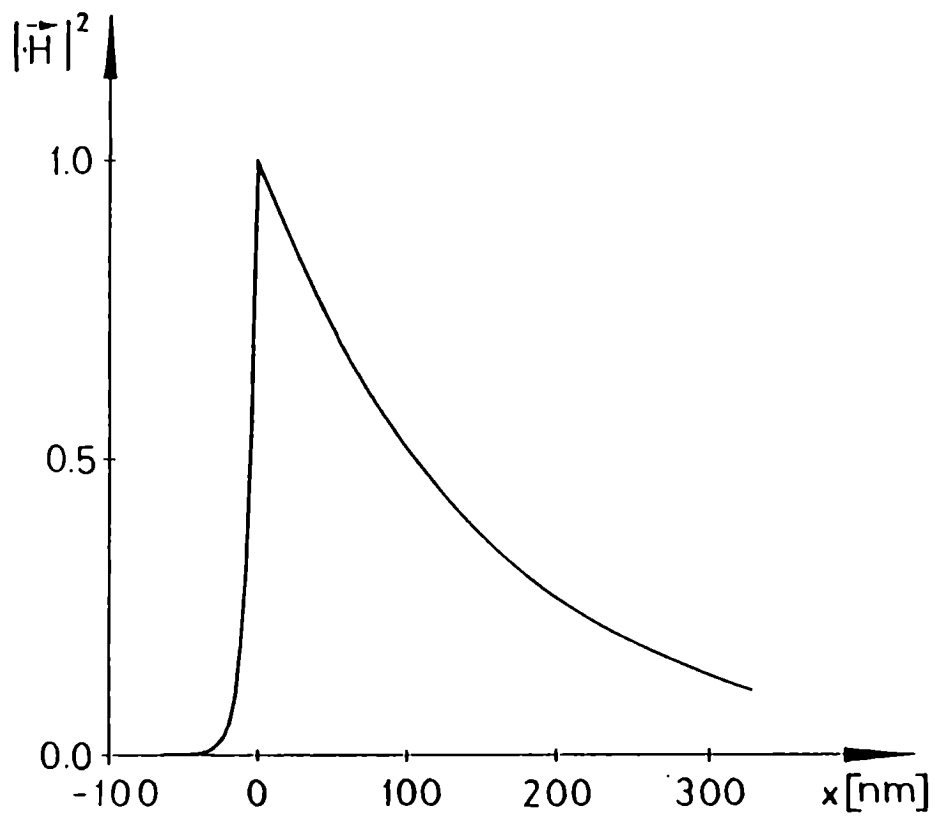


Figura 2.2: Módulo del vector inducción a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma, para aluminio- calcita, $\delta = 0^\circ$ y $\theta = 30^\circ$ y campo eléctrico nulo en la dirección perpendicular a la interfase y ángulo de incidencia correspondiente a Brewster (medios semi-infinitos).

2.2 Excitación de las OEMS en interfaces medio isótropo-cristal por RTA en la configuración de Kretschmann.

Hasta ahora se ha mostrado que pueden existir ondas electromagnéticas superficiales en la interfase de un dieléctrico isótropo absorbente y un cristal uniaxial eléctricamente anisótropo.

La solución de la sección anterior es cerrada, esto es: cumplen en forma exacta con las ecuaciones de Maxwell, las condiciones de contorno, y es una solución sin onda propagante, es decir, no puede ser observada sin perturbar el sistema. El carácter de solución cerrada, impide el acoplamiento con campos exteriores que excitan estas ondas. Es necesario "abrir" el sistema, perturbándolo, para poder observar sus efectos.

Al igual de lo que ocurría cuando todos los medios eran isótropos, una forma de excitar las OEMS es con el método de RTA [5] y la configuración de Kretschmann [6].

Se estudiará el comportamiento del haz reflejado en esta configuración para tres orientaciones distintas del eje óptico. En ellas se calcularán los modos propios de polarización del sistema cuando el mismo está en la condición de Brewster. Bajo estas condiciones, se calcularán los campos en el metal y en el cristal.

2.2.1 Estudio del haz reflejado en la excitación de las OEMS

Para estudiar el haz reflejado en las ondas acopladas [18], se utilizará el método matricial, (Apéndice B), para multicapas sobre sustrato de material uniaxial [18] y, el formalismo de trazado de rayos y ondas en medios birrefringentes desarrollado por M. C. Simon [23, 24] .

El cristal será caracterizado, al igual que en la sección anterior, por los índices n_o y n_e , y la posición del eje óptico respecto del plano de incidencia.

Si se aplica el método del Apéndice B para el caso de una capa de metal isótropo de espesor d_m , que separa un dieléctrico y un cristal

uniaxial, la matriz M (ec. B.2) toma la forma:

$$M = \begin{bmatrix} \cos \beta & \frac{i \operatorname{sen} \beta}{g_1} & 0 & 0 \\ i g_1 \operatorname{sen} \beta & \cos \beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \beta & \frac{-i \operatorname{sen} \beta}{g_2} \\ 0 & 0 & -i g_1 \operatorname{sen} \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (2.82)$$

donde

$$\beta = k n_m \cos \varphi_m d_m \quad (2.83)$$

$$g_1 = n_m \cos \varphi_m \quad (2.84)$$

$$g_1 = \frac{n_m}{\cos \varphi_m} \quad (2.85)$$

Aunque dicha matriz se encuentra dividida en bloques de 2×2 , la matriz de reflexión que se obtiene, ec. B.42 no es diagonal.

A diferencia de lo que ocurría para medios isótropos, donde esta resultaba diagonal y el problema se descomponía en dos modos de polarización ortogonales P y S ; para medios anisótropos los modos propios ya no son estos, ni pueden obtenerse en forma inmediata. Sin embargo, dada una matriz de reflexión, existirán autovalores y autovectores de reflexión, de los cuales puede detectarse la polarización que excita la OEMS.

Para el caso de medios isótropos la resonancia de los plasmones de superficie podía provocar la absorción total de la polarización P . Esto significaba la extinción de uno de los modos propios del sistema. En la condición de Brewster [26], la polarización del haz reflejado es independiente de la polarización incidente, lo que equivale a la extinción de la reflexión de un modo propio. Se busca aquí, para una orientación del eje óptico del cristal fija pero arbitraria, el ángulo de incidencia y el espesor del metal tal que uno de los autovalores sea cero. Este ángulo

de incidencia y este espesor se obtienen de la condición de Brewster, es decir determinante de la matriz de reflexión nulo

$$R_{pp}R_{ss} - R_{sp}R_{ps} = \lambda_1\lambda_2 = 0 \quad (2.86)$$

Para ello se grafica su determinante, que es igual al producto de ambos autovalores, en función del ángulo de incidencia.

Dicho cálculo, se realiza para el caso en que el medio isótropo incidente, (prisma), tiene un índice de refracción $n_p = 1.79$, el metal es aluminio $n_m = 1.22 + i6.92$ y el sustrato es un cristal de calcita, con índices $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$.

Se utilizaron tres orientaciones distintas del eje óptico, fig.2.1:

- i) cuando está en el plano de incidencia, $\delta = 0^\circ$ y $\theta = 30^\circ$
- ii) orientado según $\delta = 45^\circ$ y $\theta = 60^\circ$
- iii) orientado según $\delta = 52^\circ$ y $\theta = 45^\circ$.

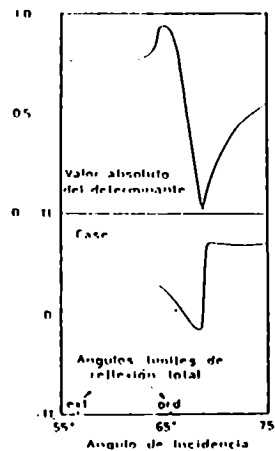


Figura 2.3: Determinante de la matriz de reflexión versus el ángulo de incidencia a) en módulo, b) en fase para el caso en que el prisma tiene un índice de refracción $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor $16.5nm$ y el cristal $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 30^\circ$ y $\delta = 0^\circ$.

En el caso en que el eje óptico es paralelo al plano de incidencia, el cálculo de los autovalores y autovectores de reflexión es inmediato ya que los modos deben estar separados. En consecuencia R_{ps} y R_{sp}

deben ser nulos y los modos de polarización propios son el S y el P . En la figura 2.3, se observa el determinante versus el ángulo de incidencia a) en módulo y b) en fase, esta presenta un salto en aproximadamente π y el determinante se anula aproximadamente para un ángulo de incidencia de 68.5° y un espesor de metal de $16.5nm$. Esto corresponde a un ángulo de incidencia sobre la interfase metal-cristal tal que $n \operatorname{sen} \varphi = 1.6654$. Este caso es el que se corresponde con la sección anterior pero el valor de $n \operatorname{sen} \varphi$ no es el mismo que para dos medios semi-infinitos, ya que en ese caso vale $1.6541 + i0.014$. Esto se debe a que el acoplamiento perturba la velocidad de fase de la onda superficial tanto en el caso de medios isótropos como cuando uno de los dos medios es anisótropo.

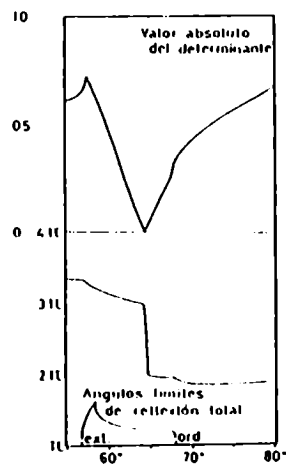


Figura 2.4: Determinante de la matriz de reflexión versus el ángulo de incidencia a) en módulo, b) en fase para el caso en que el prisma tiene un índice de refracción $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor $12nm$ y el cristal $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 60^\circ$ y $\delta = 45^\circ$.

De los cálculos de R_{ss} , R_{ps} , R_{sp} y R_{pp} resulta que para eje óptico en el plano de incidencia, $R_{ps} = R_{sp} = 0$ y R_{ss} varía lentamente entre 0.927 y 0.983 y la resonancia que aparece en el determinante corresponde a R_{pp} . De aquí inferimos que la onda superficial tiene polarización P , o sea el acoplamiento no modifica la polarización.

En la figura 2.4, se observa el determinante versus el ángulo de

incidencia a) en módulo y b) en fase para el caso en que el metal tiene un espesor de $12nm$ y el eje óptico está orientado según $\delta = 45^\circ$ y $\theta = 60^\circ$. El gráfico muestra un salto de fase de π y aunque el determinante tiene un módulo del orden de 10^{-2} para un ángulo de incidencia de 64.5° debe anularse para algún ángulo cercano. Para dicho ángulo de incidencia, el rayo ordinario no se ha reflejado totalmente, pero si lo ha hecho el rayo extraordinario, que excita en este caso la OEMS.

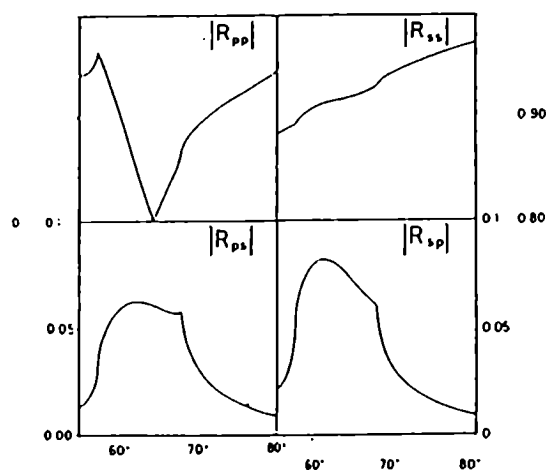


Figura 2.5: Módulo de los coeficientes de la matriz de reflexión versus el ángulo de incidencia para el caso en que el prisma tiene un índice de refracción $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor $12nm$ y el cristal $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 60^\circ$ y $\delta = 45^\circ$.

Se calcularon numéricamente para este caso, las amplitudes complejas del campo reflejado. La figura 2.5 muestra el módulo de las amplitudes reflejadas. Puede observarse que el campo reflejado P (vector eléctrico en el plano de incidencia) es el que cae abruptamente, es decir que la OEMS tiene una polarización semejante a esta.

Para el caso iii), en que el eje óptico está orientado según $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$ se ha graficado en la figura 2.6, el determinante versus el ángulo de incidencia, en módulo y fase, donde el espesor del metal es $16.5nm$. El gráfico muestra un salto de fase cercano a π y el módulo del determinante cae aproximadamente a 10^{-2} para un ángulo de incidencia de 70.75° . Para ese ángulo de incidencia, tanto el rayo ordinario como

el extraordinario ya se han reflejado totalmente y ambos contribuyen a la excitación de la OEMS.

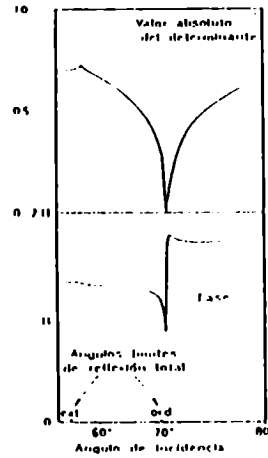


Figura 2.6: Determinante de la matriz de reflexión versus el ángulo de incidencia a) en módulo, b) en fase para el caso en que el prisma tiene un índice de refracción $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor 16mm y el cristal $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$.

La figura 2.7, muestra el módulo de las amplitudes reflejadas para la misma configuración que la figura 2.6 y los resultados son los mismos que en la fig. 2.5.

Tanto en el caso ii) como en el caso iii), la polarización propia incidente que hace que uno de los autovalores sea cero es parecida a la polarización P, que es la que hace la mayor contribución, sin embargo al ser R_{ps} y R_{sp} ambos distintos de cero, los autovectores no son el S y el P.

2.2.2 Campos en el metal y en el cristal uniaxial.

Para el ángulo de incidencia en que son excitados las ondas de superficie, se diagonalizó la matriz de reflexión, es decir, se hallaron los autovalores, λ_1 y λ_2 tal que cumplan:

$$\text{Det}(R - \lambda_i Id) = 0 \quad (2.87)$$

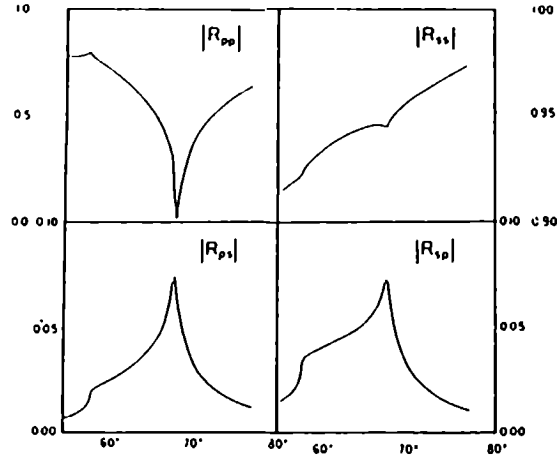


Figura 2.7: Módulo de los coeficientes de la matriz de reflexión versus el ángulo de incidencia para el caso en que el prisma tiene un índice de refracción $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor $16nm$ y el cristal $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$.

Colocando cada autovalor λ_i en la ecuación

$$(R - \lambda_i I d) \psi_i = 0 \quad (2.88)$$

se pueden hallar los elementos de los correspondientes autovectores ψ_{li} (donde $l = 1, 2$).

Dado que se han determinado los parámetros que anulan a uno de los autovalores $\lambda = 0 = \lambda_1$ y, por analogía con el caso isótropo y la condición de Brewster, se sabe que esto garantiza un buen acoplamiento, si se incide con el autovector ψ_{11} se tendrá una fuerte excitación de la onda superficial, la que será la contribución predominante a los campos en el cristal y en el metal.

Los campos en el cristal pueden calcularse fácilmente a partir de los coeficientes de transmisión (ecs. B.45 a B.48) ya calculados, y a las ecuaciones B.3 B.4 y B.25 B.26, ya que para los ordinarios:

$$\mathcal{E}_{ox} = a_o(\psi_{11} T_{op} + \psi_{21} T_{os}) E_o \quad (2.89)$$

$$\mathcal{E}_{oy} = b_o(\psi_{11}T_{op} + \psi_{21}T_{os})E_o \quad (2.90)$$

$$\mathcal{E}_{oz} = (\psi_{11}T_{op} + \psi_{21}T_{os})E_o \quad (2.91)$$

Las contribuciones extraordinarias a los campos en el cristal son análogos a las ecs. 2.89 - 2.91 cambiando o por e .

Para calcular los campos en distintas posiciones dentro del metal, se utilizó la ec. B.2 pero para diferentes profundidades d_{mk} obteniéndose:

$$\begin{bmatrix} E_{ms}^+ + E_{ms}^- \\ n_m \cos \varphi_m (E_{ms}^+ - E_{ms}^-) \\ \cos \varphi_m (E_{mp}^+ - E_{mp}^-) \\ -n_m (E_{mp}^+ + E_{mp}^-) \end{bmatrix} = M(d_{mk}) \begin{bmatrix} E_{1s}^+ + E_{1s}^- \\ n_1 \cos \varphi_1 (E_{1s}^+ - E_{1s}^-) \\ \cos \varphi_1 (E_{1p}^+ - E_{1p}^-) \\ -n_1 (E_{1p}^+ + E_{1p}^-) \end{bmatrix} \quad (2.92)$$

Si escribimos en la ecuación 2.92 E_{1p}^- y E_{1s}^- en función de los coeficientes de reflexión R_{ss} , R_{ps} , R_{sp} y R_{pp} y E_{1p}^+ y E_{1s}^+ podemos definir

$$\begin{aligned} R_{sss} &= \frac{E_{ms}^-}{E_{1s}^+} & T_{sss} &= \frac{E_{ms}^+}{E_{1s}^+} \\ R_{mpp} &= \frac{E_{mp}^-}{E_{1p}^+} & T_{mpp} &= \frac{E_{mp}^+}{E_{1p}^+} \\ R_{msp} &= \frac{E_{ms}^-}{E_{1p}^+} & T_{msp} &= \frac{E_{ms}^+}{E_{1p}^+} \\ R_{mps} &= \frac{E_{mp}^-}{E_{1s}^+} & T_{mps} &= \frac{E_{mp}^+}{E_{1s}^+} \end{aligned} \quad (2.93)$$

y resulta entonces que las componentes del campo eléctrico dentro del metal, al incidir con ψ_{11} quedan:

$$E_{msx} = -\text{sen} \varphi_1 \psi_{11} (R_{msp} + T_{msp}) \quad (2.94)$$

$$E_{msy} = \psi_{21}(R_{mss} + T_{mss}) \quad (2.95)$$

$$E_{msz} = \cos \varphi_1 \psi_{11}(R_{msp} + T_{msp}) \quad (2.96)$$

$$E_{mpx} = -\text{sen} \varphi_1 \psi_{11}(R_{mpp} + T_{mpp}) \quad (2.97)$$

$$E_{mpy} = \psi_{21}(R_{mps} + T_{mps}) \quad (2.98)$$

$$E_{mpz} = \cos \varphi_1 \psi_{11}(R_{mpp} + T_{mpp}) \quad (2.99)$$

A partir de las ecuaciones 2.89 - 2.91 y 2.94 - 2.99 se calculó el módulo del vector inducción magnética a un lado y al otro de la interfase, la polarización dentro del metal y del cristal, la que resulta elíptica, y la posición del eje mayor y menor, la que varía en función de la distancia a la interfase. La figura 2.8 muestra la evolución de los ejes mayor y menor de la elipse del campo eléctrico dentro del metal y del cristal, cuando el prisma tiene un índice $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ de espesor $16nm$ y el cristal es calcita $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$; caso iii) de la sección anterior.

Puede verse que dichos campos decaen muy rápidamente a ambos lados de la interfase como corresponde a una onda superficial. Sin embargo el campo dentro del metal no es la OEMS pura, sino no tendría el mínimo que presenta el eje mayor de la elipse. Ese mínimo se debe a la configuración necesaria para excitar la OEMS y da una idea de como entra la potencia externa para excitarla, es decir, cuanto hubo que perturbar el sistema. Para el mismo caso, en la figura 2.9 se ha graficado el vector inducción magnética, normalizado a la unidad en la interfase donde viaja la onda de superficie.

En el caso anterior el cero del determinante se producía en reflexión total para ambas ondas, ordinaria y extraordinaria. En la figura 2.10

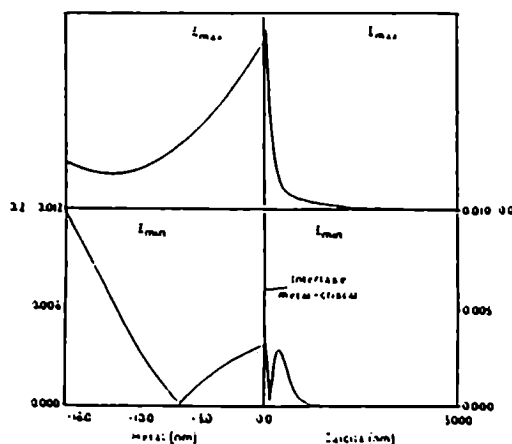


Figura 2.8: Evolución de los ejes mayor y menor de la elipse del campo eléctrico dentro del metal y del cristal cuando el prisma tiene $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor 16nm y el cristal $n_o = 1.6584$ y $n_e = 1.4865$, $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$.

se muestra el caso ii) en el cual el cero del determinante se produce para un ángulo de incidencia en que el rayo ordinario no sufre reflexión total. En dicha figura se muestra la evolución de los ejes mayor y menor de la elipse del campo eléctrico dentro del metal y del cristal. En este caso los campos también decaen muy rápidamente a ambos lados de la interfase. La polarización es elíptica en ambos medios y la posición de los ejes mayor y menor varía en función de la distancia a la interfase. Sin embargo como el rayo ordinario no ha sufrido una reflexión total, existe una onda propagante dentro del cristal, el campo dentro del mismo y lejos de la interfase, tiene una polarización lineal, que es la de la onda ordinaria que se propaga.

Si observamos la figura 2.11, en la que se ha graficado el vector inducción magnética a ambos lados de la interfase metal-calcita, puede verse que el campo lejos de la interfase no tiende a cero, como en el caso anterior, sino a un valor constante, correspondiente al valor de H de la onda ordinaria dentro del cristal.

Cuando el eje óptico es paralelo al plano de incidencia, los modos

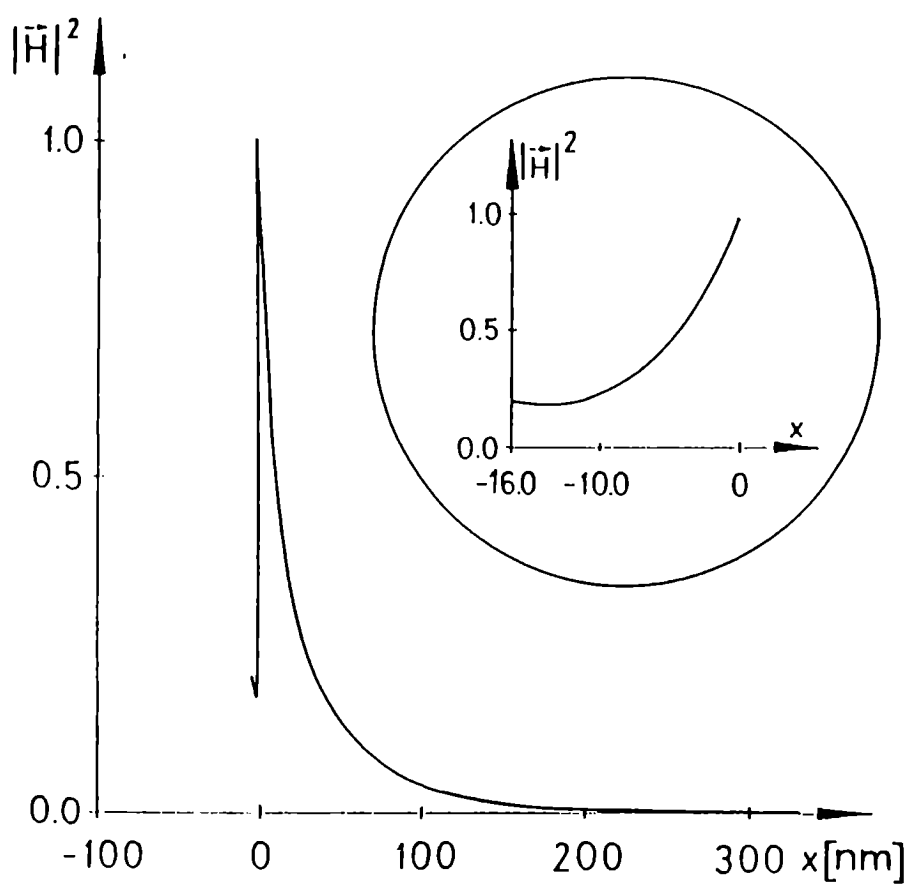


Figura 2.9: Módulo del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma para aluminio-calcita, $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$, cuando se incide desde un prisma con $n_p = 1.79$ con el autovector que corresponde a ausencia de haz reflejado. El metal tiene un espesor de 16nm .

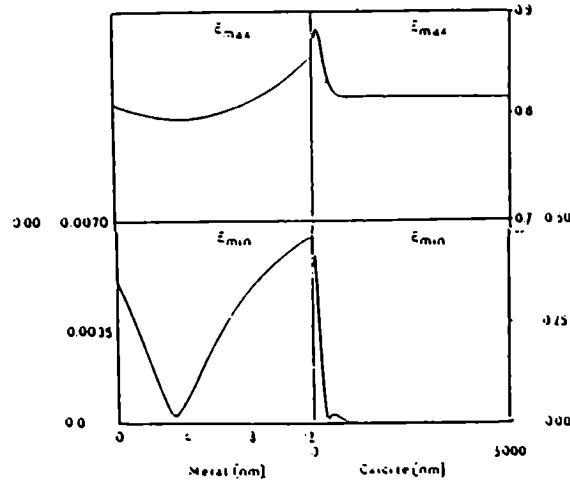


Figura 2.10: Evolución de los ejes mayor y menor de la elipse del campo eléctrico dentro del metal y del cristal cuando el prisma tiene $n_p = 1.79$, el metal $n_m = 1.22 + i6.92$ y espesor $12nm$ y el cristal $n_c = 1.6584$ y $n_c = 1.4865$, $\theta = 60^\circ$ y $\delta = 45^\circ$.

estaban separados y los modos propios incidentes eran el S y el P . En la figura 2.12 se ha graficado el módulo del vector inducción magnética cuando el campo incidente es P . Si se compara la figura 2.12 con la figura 2.2 se observa que:

- el módulo del campo decrece a ambos lados de la interfase.
- en el metal de espesor finito, cuando existen dos interfases, el campo vuelve a aumentar al aproximarse a la interfase 1-2. Esto se debe a que es necesaria una perturbación externa para excitar la OEMS, y en consecuencia, existe otra onda más, que entra al metal por esta interfase.
- el campo en el metal decrece mas rápidamente para el caso de dos medios semi-infinitos.
- existen campos más intensos en la interfase que en el haz incidente.
- La polarización de la onda de superficie es la misma en ambos casos.

Estos resultados son análogos a los obtenidos para el caso isótropo

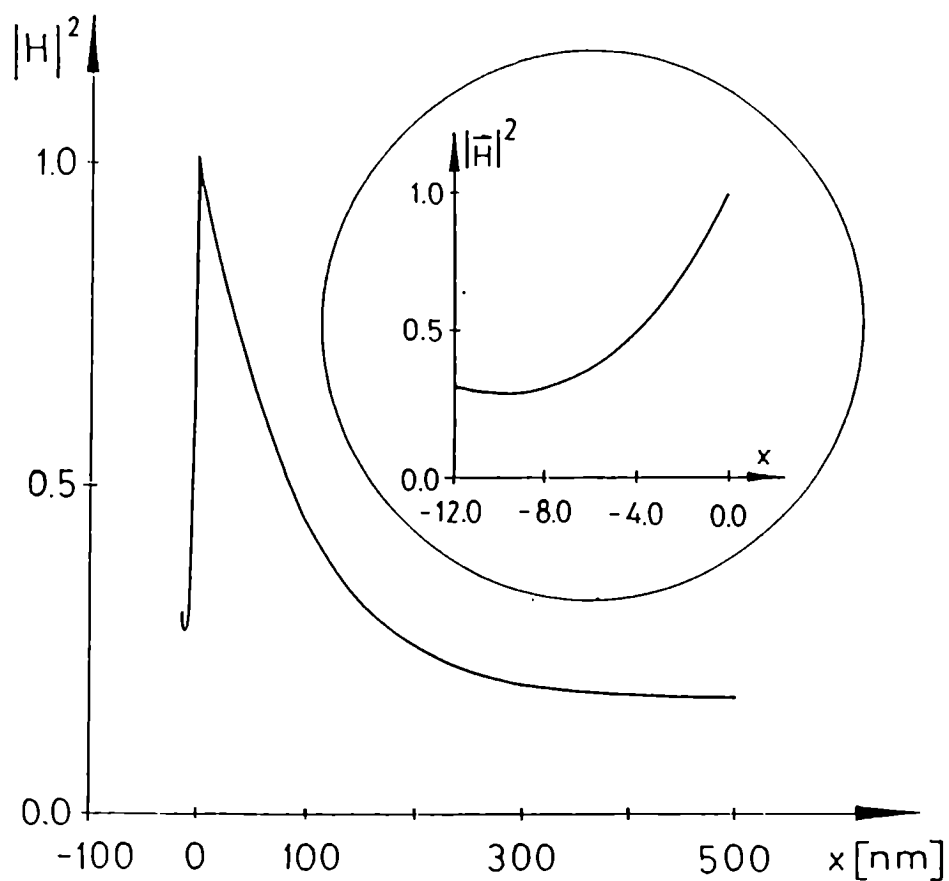


Figura 2.11: Módulo del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma para aluminio-calcita, $\theta = 60^\circ$ y $\delta = 45^\circ$, cuando se incide desde un prisma con $n_p = 1.79$ con el autovector que corresponde a ausencia de haz reflejado. El metal tiene un espesor de 12nm .

del capítulo anterior. Sin embargo, cuando el sustrato es un cristal uniaxial con su eje óptico paralelo al plano de incidencia, la OEMS se debe al acoplamiento entre la onda que penetra desde el medio isótropo con la onda extraordinaria, ya que si la polarización incidente es P , la única onda posible en el cristal es extraordinaria.

La estructura de la onda de superficie es completamente diferente que en el caso isótropo, ya que no es posible encontrar un valor de índice de refracción extraordinario, n'' , que reduzca el problema al caso de un medio isótropo.

2.3 Experiencia y resultados.

Se presentará una experiencia [19] que permite detectar la presencia de las OEMS cuando el sustrato es un material uniaxial. Dado que la excitación de estas ondas, según vimos en la sección anterior, depende del espesor del metal utilizado, una capa de aluminio en cuña fue depositada por evaporación sobre un cristal de calcita. (Figura 2.13).

Para utilizar la configuración de Kretschmann, fue necesario colocar el aluminio en contacto óptico con el prisma ($n_p = 1.78$), para ello, se utilizó como líquido de contacto di-iodometano ($n_l = 1.73$) ya que fue el líquido de mayor índice que pudimos disponer para $632.8nm$.

La disposición experimental utilizada se muestra en la fig. 2.14. La polarización de un haz de luz monocromática de $\lambda = 632.8nm$ (laser de He-Ne Spectra-Physics Stabilize TM modelo 1248) fue ajustada a 45° con el plano de incidencia usando una lámina de $\lambda/2$. El haz pasa a través de un compensador de Babinet y es focalizado por una lente cilíndrica sobre el aluminio en la base del prisma. Un analizador fue colocado entre el prisma y la placa fotográfica. La superficie del cristal de calcita usada, fue una superficie de clivaje pulida, con ángulos de $\theta = 45^\circ$ y $\delta = 52^\circ$. Los modos propios esperados en esta zona varían lentamente con delta.

Si calculamos los modos propios para estos ángulos, ec. 2.88, dan para la luz incidente, una polarización elíptica, con una inclinación del eje mayor de 72° respecto de la normal al plano de incidencia y con una relación de amplitudes entre ejes de $1/28$.

Por esto los modos propios son para el haz incidente aproximada-

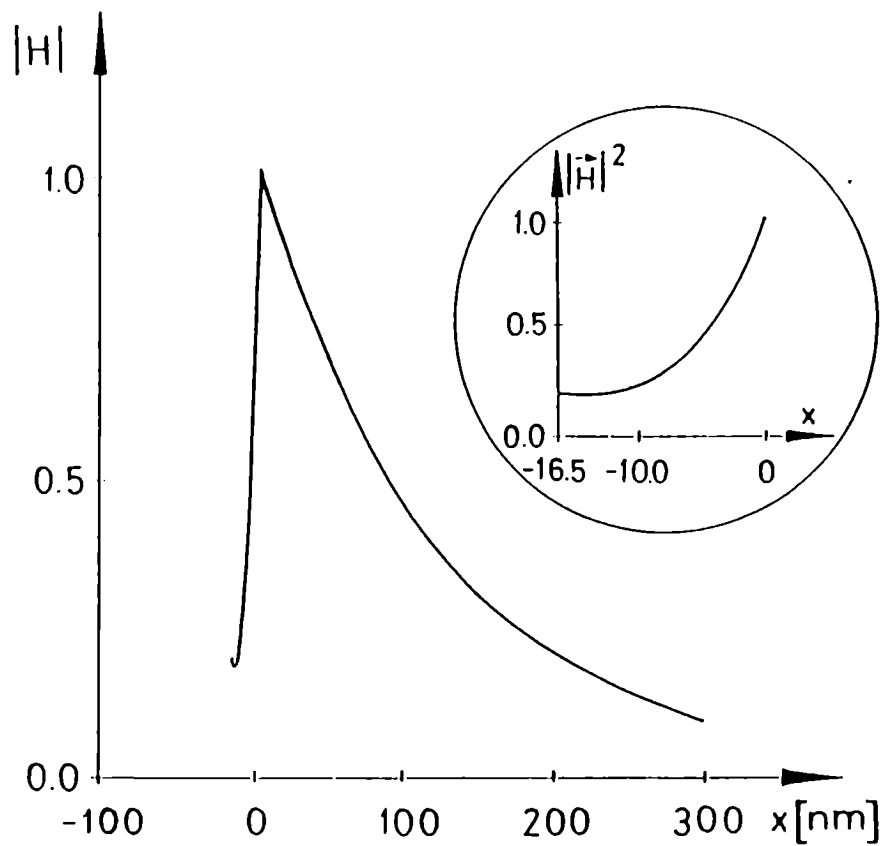


Figura 2.12: Módulo del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma para aluminio-calcita, $\theta = 30^\circ$ y $\delta = 0^\circ$, cuando se incide desde un prisma con $n_p = 1.79$ con el autovector que corresponde a ausencia de haz reflejado. El metal tiene un espesor de 16.5nm .

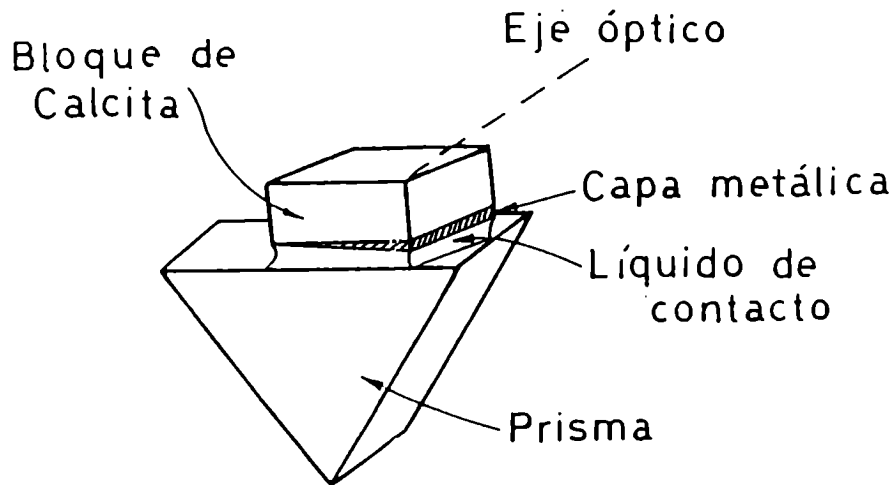


Figura 2.13: Disposición experimental. Esquema del cristal, capa de aluminio y líquido de contacto sobre el prisma.

mente lineales. El compensador de Babinet introduce una variación lineal de desfases entre dos polarizaciones ortogonales. Ajustando la orientación del Babinet y de las polarizaciones a óptimo contraste de franjas, estas últimas, corresponderán a las interferencias entre ambos modos propios de la disposición de Kretschmann.

La Figura 2.15 muestra tres fotografías utilizando este montaje. El espesor de aluminio d_m , varía a lo largo del eje horizontal y el ángulo de incidencia φ_1 en dirección perpendicular al anterior. La fotografía mostrada en el figura 2.15(a) fue obtenida retirando el Babinet y el analizador, y la polarización fue rotada hasta obtener una banda oscura. El ángulo para el cual se obtuvo este resultado es $73^\circ \pm 3^\circ$ respecto de la normal al plano de incidencia. El haz reflejado resultante tenía una polarización con su campo eléctrico cercano, pero no coincidente, con el plano de incidencia. Cada punto de la fotografía corresponde a un par (d_m, φ_1) , la banda oscura observada en la figura 2.15(a) define la relación entre d_m y φ_1 para la absorción. Las figuras 2.15(b) y 2.15(c) fueron obtenidas con el analizador ajustado a máximo contraste para cada caso. Para registrar la fotografía mostrada en la figura 2.15(c) la placa de calcita con el film de aluminio fueron removidos. En este caso

las franjas corresponden a los desfases introducidos por el Babinet y son el sistema de referencia. En la fig. 2.15(b) los desfases de la reflexión sobre el film se suman a los del Babinet deformando el sistema de franjas. La singularidad que aparece en la segunda franja oscura se debe a la absorción total de uno de los haces que interfieren [15][16].

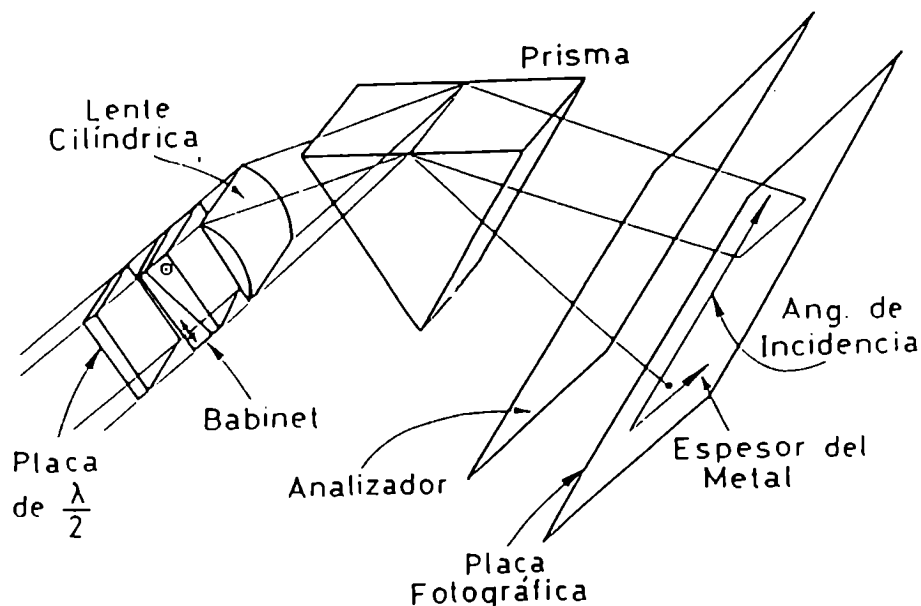


Figura 2.14: Disposición experimental. Marcha de rayos. Girando la lámina $\lambda/2$ se ajusta la polarización incidente. El Babinet es girado a máximo contraste de franjas junto con la lámina de media onda y el analizador.

Las fotografías 2.15(a) y 2.15(b) muestran un sistema de franjas espúreas superpuestas; estas se producen en el líquido de contacto, debido a que el ajuste de índice con el prisma no es exactamente el deseable, y a los defectos de planicidad de las superficies especialmente la del cristal. Las estrias que se observan en la figura 2.15(c) son debidas a la alta coherencia del laser y rugosidad aleatoria (speckle con alta direccionalidad).

A pesar de la pobre calidad de las fotografías presentadas, la experiencia permitió detectar las OEMS en interfaces metal-cristal uniaxial. Al mismo tiempo se observa una diferencia sustancial respecto del caso

isótropo ya que fue necesario un giro de 17° en el ángulo de polarización del haz incidente para obtener la resonancia. Estos resultados muestran una buena coincidencia con respecto al cálculo teórico para una misma inclinación del cristal. Las fotografías obtenidas corroboran los gráficos mostrados en las figuras 2.6 a 2.9 de la sección anterior.

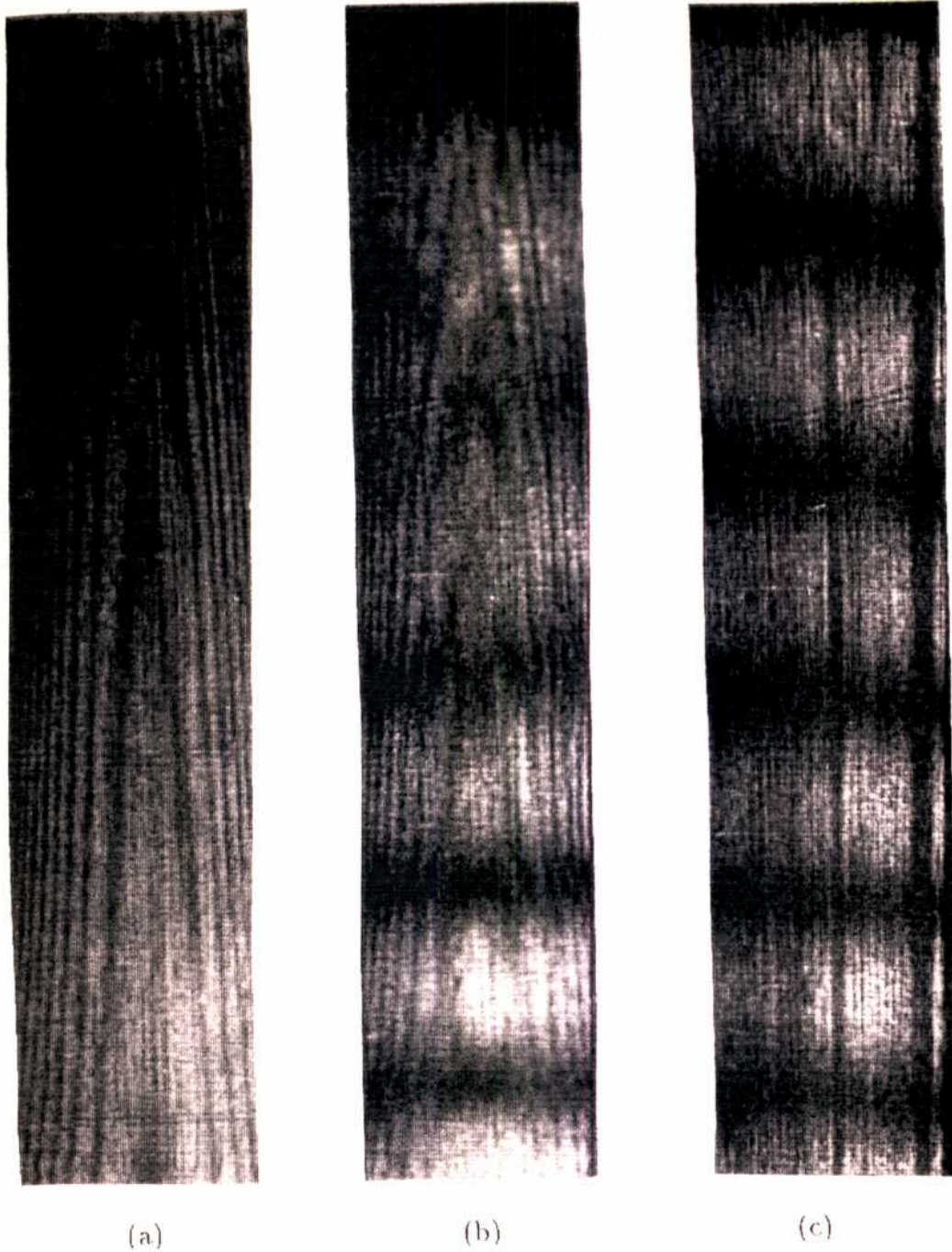


Figura 2.15: Imagen proyectada para el arreglo óptico descrito en la figura 2.14. En el eje vertical se representa el ángulo de incidencia y en el eje horizontal el espesor del film. (a) distribución de luz cuando el Babinet y el analizador son retirados; (b) líneas de interferencia cuando la disposición experimental es la mostrada en la figura 2.14; (c) líneas de interferencia cuando la placa de calcita y el film de aluminio son removidos.

Conclusiones

En el aspecto teórico se analizaron las soluciones que se obtienen en interfases entre un metal isótropo semi-infinito y un dieléctrico isótropo o uniaxial también infinito. De este estudio resulta:

a) Para el caso isótropo dicha solución es cerrada.

b) Para el caso uniaxial se pueden encontrar soluciones cerradas cuando el eje óptico es paralelo o perpendicular al plano de incidencia.

Además se estudió la excitación de las OEMS en RTA.

Para estudiar la excitación de las OEMS entre medios isótropos, se plantearon dos arreglos diferentes. El más sencillo, fue para dos medios semi-infinitos, donde uno de ellos es un metal isótropo. La solución obtenida cumple con las condiciones de existencia de una onda superficial dadas en la introducción de esta tesis, pero es una solución cerrada, es decir, una solución sin onda propagante que entre o salga de la superficie, y por lo tanto, no puede ser observada sin perturbar el sistema.

El otro arreglo que se planteó fue el caso de dos interfases, utilizando la configuración de Kretschmann en RTA. Se estudió la reflectividad en función del espesor del metal, la longitud de onda y el ángulo de incidencia. La búsqueda de la máxima absorción del haz reflejado, asociada a la excitación de la OEMS, se sistematizó usando la singularidad de fase. La información suministrada por este estudio sobre la fase del haz reflejado, fue decisiva, ya que permitió saber si se estaba por encima o por debajo del conjunto de parámetros críticos que se buscaban y que optimizan el acoplamiento.

Para el conjunto de dichos parámetros se calculó el vector inducción magnética a ambos lados de la superficie por donde viaja la OEMS. Los resultados obtenidos muestran que el campo decrece a ambos lados de la interfase y que los campos son más intensos en la interfase que en el haz incidente.

Si se comparan el vector inducción magnética para el caso de dos medios isótropos semi-infinitos y el caso de espesor finito de metal, se observa que el campo en el metal decrece más lentamente que en el caso anterior. Cuando el metal es finito, el campo en él aumenta al acercarse a la interfase medio incidente-metal. Este resultado es la diferencia más significativa entre los dos arreglos, ya que aunque la polarización de la onda de superficie es la misma en ambos casos, muestra que para que se excite realmente la OEMS, el sistema no puede ser cerrado y

necesariamente se necesita de la onda incidente.

Las experiencias realizadas permitieron detectar la presencia de las OEMS observando el cambio de fase que estas producen en el haz reflejado en función tanto del espesor del metal, la longitud de onda o el ángulo de incidencia.

Se encontró una buena concordancia entre el cambio en la inclinación de las franjas de interferencia mostradas en las fotografías de las distintas experiencias planteadas y el obtenido a partir del cálculo de la fase del campo reflejado.

Cuando uno de los medios es un cristal uniaxial se plantearon arreglos análogos al caso isótropo. Primeramente se planteó el caso de dos medios semi-infinitos, donde uno de ellos es un metal y el otro un cristal. Los resultados que se obtuvieron, si bien son para el caso en que el eje óptico del cristal está contenido en el plano de incidencia, permitió obtener no solo las características de las ondas de superficie, sino aquellas donde se pone de manifiesto que uno de los medios es anisótropo. Dado que, para que exista la onda de superficie no debe existir onda ordinaria en el cristal, resulta entonces que la OEMS proviene del acoplamiento de la onda extraordinaria con la onda en el metal isótropo. La onda de superficie es, cuando el eje óptico está en el plano de incidencia, transversa magnética. La solución obtenida, al igual que en el caso isótropo, es una solución sin onda propagante. Sin embargo, la estructura de la onda de superficie es completamente diferente. Cuando el sustrato es un cristal uniaxial, y el eje óptico es paralelo al plano de incidencia, no es posible dar un valor de índice extraordinario para reducir el problema al caso de medios isótropos, mientras que cuando el eje óptico es perpendicular al plano de incidencia, los resultados que se obtienen son idénticos al caso isótropo, si dicho medio tiene un índice de refracción igual al índice ordinario del cristal.

En segundo término, se planteó el caso de dos interfases, donde la segunda es entre un metal y un cristal uniaxial. Se utilizó la configuración de Kretschmann en RTA, y se estudió el haz reflejado.

Para medios isótropos, la matriz de reflexión era diagonal, el problema se descomponía en dos modos de polarización ortogonales S y P , y la excitabilidad de las OEMS ocurría cuando la onda incidente tenía polarización P . En presencia de un medio anisótropo, la matriz ya no

es diagonal y los modos propios ya no son estos, ni pueden obtenerse en forma inmediata. Fue necesario diagonalizar la matriz, para una orientación fija pero arbitraria del cristal, un ángulo de incidencia y un espesor del metal tal que uno de los autovalores sea cero. Esto se obtuvo de la condición de Brewster, es decir determinante de la matriz de reflexión nulo. En este caso, la información dada por la fase del determinante de la matriz de reflexión permitió obtener el conjunto de parámetros que hacían posible la excitación de las OEMS.

Se determinaron este conjunto de parámetros, para tres orientaciones distintas del eje óptico y para ellas se determinaron las características de las OEMS, obteniendo que:

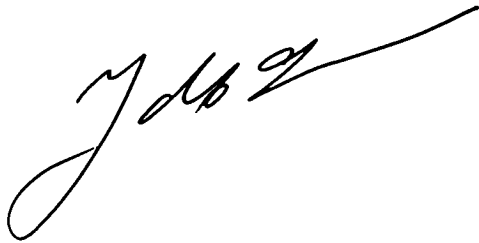

Cuando el eje óptico está en el plano de incidencia, los modos propios incidentes son el S y el P , y el que excita la onda de superficie es el P . Este caso es el que se corresponde con el estudiado para una única interfase, sin embargo, el ángulo de incidencia sobre la interfase no es el mismo. Esto se debe a que la velocidad de fase de la onda de superficie es perturbada por la otra interfase. De la comparación de los vectores inducción magnética se obtienen los mismos resultados que para medios isótropos aunque el problema no se puede reducir a ese caso.

De las otras dos orientaciones estudiadas, resulta que los modos propios del sistema ya no son el S y el P , y es posible excitar la OEMS y simultáneamente que exista una onda propagante en el cristal. Esto ocurre, cuando la excitación de la onda de superficie se logra para un ángulo de incidencia tal que el rayo extraordinario no se ha reflejado totalmente pero si lo ha hecho el ordinario.

La polarización del campo eléctrico dentro del metal y del cristal, es elíptica y varía en función de la distancia a la interfase. Sin embargo, cuando existe onda ordinaria dentro del cristal, al alejarse de la interfase la polarización resulta lineal y el vector inducción magnética no tiende a cero, sino al valor dado por la onda ordinaria.

En todos los casos en que el metal es finito, tanto en presencia de medios isótropos o anisótropos, dentro del metal el campo presenta un mínimo y vuelve a aumentar al acercarse a la interfase medio incidente-metal. Esto se debe a la configuración necesaria para excitar la OEMS y muestra la necesidad de onda incidente para poder observar la onda de superficie.

Se presentó una experiencia para medios anisótropos, donde la orientación del eje óptico es una de las estudiadas a partir de la teoría electromagnética. Los resultados obtenidos experimentalmente muestran que los modos propios no son el S o el P , ya que fue necesario un giro de 17° en el ángulo de polarización del haz incidente para obtener la resonancia. Las fotografías muestran una buena coincidencia con el cálculo analítico.

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'J. de S.', written in a cursive style.A handwritten signature in black ink, appearing to be 'J. de S.', written in a cursive style.

Apéndices

Apéndice A

Capa delgada y sustrato
isótropos: matriz
equivalente.

Se sabe que cuando se trabaja con una capa plano paralela es necesario, para obtener las amplitudes reflejadas y transmitidas, no solo resolver las ecuaciones de Maxwell, sino aplicar todas las condiciones de contorno a cada una de las superficies de separación de dos medios.

Siguiendo el método sugerido por Herpin [20] y desarrollado por Abelès [14], se representará una capa delgada isotrópica por una matriz equivalente y, a partir de ella, se calcularán las amplitudes complejas del campo reflejado y transmitido para el caso de una capa metálica entre dos medios dieléctricos isotrópicos.

A.1 Representación de una capa delgada por una matriz equivalente

Consideremos la propagación de una onda plana armónica en el tiempo, tal que el eje x es perpendicular al plano delimitado por el film, de espesor d , que supondremos ilimitado en las direcciones y y z . Figura A.1.

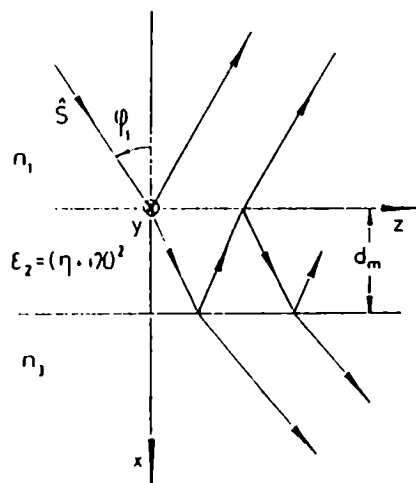


Figura A.1: Sistema de coordenadas. \hat{S} rayo incidente.

El film es isotrópico y está caracterizado por una constante dieléctrica compleja $\epsilon = (\eta + i\kappa)^2$ y una permeabilidad magnética $\mu = \mu_0$.

De las ecuaciones de Maxwell

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

se llega a una ecuación diferencial de segundo orden (ecuación de ondas) de la forma:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(kn\vec{N} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{A.2})$$

A partir de aquí, se omitirá el factor $e^{-i\omega t}$ pues entra en todas las expresiones del campo, también se desprecia cualquier dependencia en z e y .

Se supondrá que se tiene una onda plana que avanza en la dirección del frente de onda y otra que retrocede. Cuando la capa es isótropa, los modos de polarización, vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia (polarización S) o en el plano de incidencia (polarización P), se hallan separados. Se podrá entonces, estudiar el problema tomando los dos casos separadamente. Cualquier otra polarización se obtendrá como una combinación lineal de estas.

A.1.1 Vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia. Polarización S .

Cuando la onda incidente tiene una polarización S , figura A.2, la amplitud compleja del campo eléctrico en cualquier plano x constante, tendrá la misma polarización y será:

$$\vec{E} = (ae^{i(kn\vec{N} \cdot \vec{r})} + be^{i(kn\vec{N} \cdot \vec{r})}) \hat{j} \quad (\text{A.3})$$

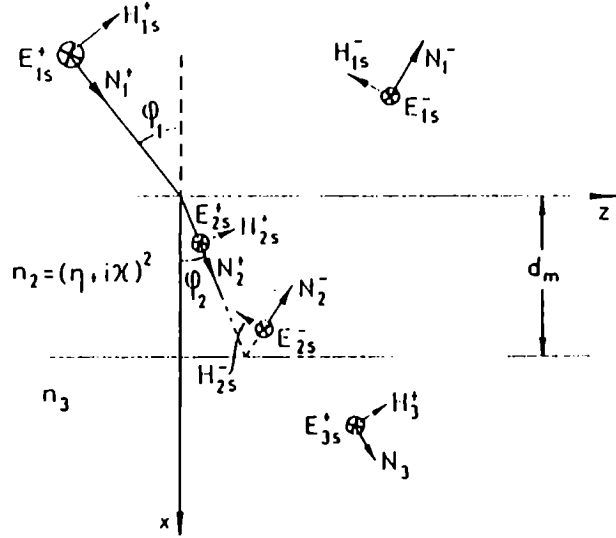


Figura A.2: Orientaciones del campo en los distintos medios cuando el campo incidente tiene polarización S .

donde a y b son las amplitudes de la onda que avanza y retrocede respectivamente y que no depende de (x, y, z) salvo por las condiciones de contorno, y , cuando $0 \leq x \leq d_m$,

$$\check{N} \cdot \vec{r} = (\pm \cos \varphi_2, 0, \text{sen} \varphi_2) \cdot (x, y, z) \quad (\text{A.4})$$

Reemplazando este valor en la ecuación A.3 queda:

$$\vec{E} = (ae^{ikn_2(\cos \varphi_2 x + \text{sen} \varphi_2 z)} + be^{ikn_2(-\cos \varphi_2 x + \text{sen} \varphi_2 z)}) \hat{j} \quad (\text{A.5})$$

Como se desprecia cualquier dependencia en z o en y , el factor $e^{ikn_2 \text{sen} \varphi_2 z}$ se omitirá, de donde resulta:

$$E(x) \hat{j} = (ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 x} + be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 x}) \hat{j} \quad (\text{A.6})$$

El campo magnético se calculará a partir de la ecuación de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i\omega \mu_0 \vec{H} \quad (\text{A.7})$$

En realidad $\vec{H} = H_x \hat{i} + H_z \hat{k}$, pero H_x se omitirá pues solo interesa las componentes tangenciales a la superficie, que son continuas en la interfase, de donde resulta

$$H_z(x) \hat{k} = \frac{kn_2 \cos \varphi_2}{\omega \mu_0} (ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 x} - be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 x}) \hat{k} \quad (\text{A.8})$$

Las expresiones A.6 y A.8 en el plano $x + d$ quedan

$$E(x + d) \hat{j} = (ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)} + be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)}) \hat{j} \quad (\text{A.9})$$

$$H_z(x + d) \hat{k} = \frac{kn_2 \cos \varphi_2}{\omega \mu_0} (ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)} - be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)}) \hat{k} \quad (\text{A.10})$$

Si en las ecs. A.6 y A.8 se despeja $ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 x}$ y se multiplica la ec. A.6 por $\frac{k}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu}} \cos \varphi_2$ y se suma a la ec. A.8, resulta

$$\frac{1}{2} \left[\frac{\omega}{k \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_2}} H(x) + E(x) \right] = ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 x} \quad (\text{A.11})$$

Si en cambio, se restan

$$\frac{1}{2} \left[-\frac{\omega}{k \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_2}} H(x) + E(x) \right] = be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 x} \quad (\text{A.12})$$

Las ecuaciones A.9 y A.10 se pueden reescribir, usando A.11 y A.12 en la forma

$$E_y(x + d) = E_y \cos(kn_2 \cos \varphi_2 d) + H_z \frac{i\omega}{k \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_2}} \operatorname{sen}(kn_2 \cos \varphi_2 d) \quad (\text{A.13})$$

$$H_z(x+d) = \frac{ik}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu}} \cos \varphi_2 \operatorname{sen}(kn_2 \cos \varphi_2 d) E_y + \cos(kn_2 \cos \varphi_2 d) H_z \quad (\text{A.14})$$

Las relaciones A.13 y A.14 escritas en forma matricial resultan

$$\begin{bmatrix} E_y(x+d) \\ H_z(x+d) \end{bmatrix} = M_s(d) \begin{bmatrix} E_y(x) \\ H_z(x) \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

donde, si se llama

$$\gamma = kn_2 \cos \varphi_2 d \quad (\text{A.16})$$

resulta

$$M_s(d) = \begin{bmatrix} \cos(\gamma) & \frac{i\omega}{k \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_2}} \operatorname{sen}(\gamma) \\ \frac{ik}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu}} \cos \varphi_2 \operatorname{sen}(\gamma) & \cos(\gamma) \end{bmatrix} \quad (\text{A.17})$$

y $M_s(d)$ es la matriz característica del medio.

Obsérvese que las componentes que aparecen de \vec{E} y \vec{H} son las tangenciales a la superficie y por lo tanto, continuas a lo largo de una superficie de discontinuidad; o sea que $\begin{bmatrix} E_y(x) \\ H_z(x) \end{bmatrix}$ representa los campos en el medio de incidencia o en el film; análogamente en el plano $x+d$.

A.1.2 Vector eléctrico paralelo al plano de incidencia. Polarización P .

Cuando la onda incidente tiene polarización P , figura A.3, la amplitud compleja del campo eléctrico en cualquier plano x constante con $0 \leq x \leq d_m$ tendrá dos componentes x y z y será:

$$\vec{E} = a e^{ikn_2(\cos \varphi_2 x + \operatorname{sen} \varphi_2 z)} (\operatorname{sen} \varphi_2 z \hat{i} - \cos \varphi_2 x \hat{k}) + b e^{ikn_2(-\cos \varphi_2 x + \operatorname{sen} \varphi_2 z)} (\operatorname{sen} \varphi_2 z \hat{i} + \cos \varphi_2 x \hat{k}) \quad (\text{A.18})$$

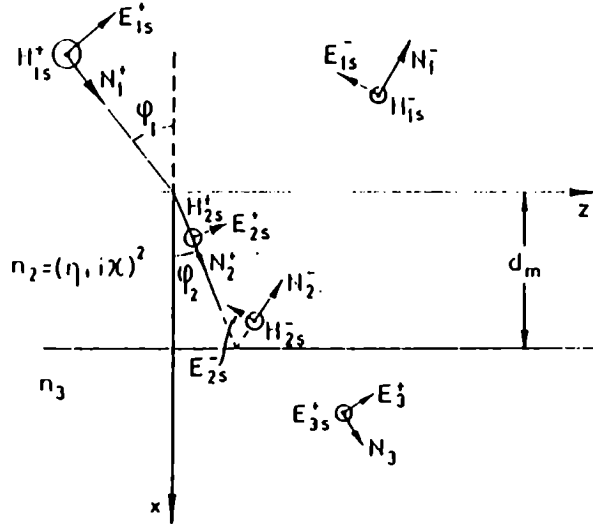


Figura A.3: Orientaciones del campo en los distintos medios cuando el campo incidente tiene polarización P .

donde a y b son las amplitudes de las ondas incidente y reflejada respectivamente.

A partir de esta ecuación es posible calcular el campo magnético que resulta

$$\vec{H} = \frac{k}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_2^-}{\mu_0}} e^{ikn_2 \text{sen} \varphi_2 z} (a e^{ikn_2 \text{cos} \varphi_2 x} - b e^{-ikn_2 \text{cos} \varphi_2 x}) \hat{j} \quad (\text{A.19})$$

Análogamente al caso anterior, se omitirá en todos los términos el factor $e^{ikn_2 \text{sen} \varphi_2 z}$. Como solo interesa las componentes continuas de los campos; las componentes tangenciales a la interfase, son $H_y(x)$ y $E_z(x)$ y se escriben

$$E_z(x) = \cos \varphi_2 (-a e^{ikn_2 \text{cos} \varphi_2 x} + b e^{-ikn_2 \text{cos} \varphi_2 x}) \quad (\text{A.20})$$

$$H_y(x) = \frac{k}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_2^-}{\mu_0}} (a e^{ikn_2 \text{cos} \varphi_2 x} + b e^{-ikn_2 \text{cos} \varphi_2 x}) \quad (\text{A.21})$$

y en el plano $x + d$ se escriben

$$E_z(x + d) = \cos \varphi_2 (-ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)} + be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)}) \quad (\text{A.22})$$

$$H_y(x + d) = \frac{k}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_0}} (ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)} + be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 (x+d)}) \quad (\text{A.23})$$

De las ecs. A.20 y A.21 se despeja $be^{-ikn_2 \cos \varphi_2 x}$ y $ae^{ikn_2 \cos \varphi_2 x}$ y reemplazando en las ecs. A.22 y A.23 se obtiene $H_y(x + d)$ y $E_z(x + d)$ en función de $H_y(x)$ y $E_z(x)$.

$$E_z(x + d) = -H_y(x) \frac{i\omega \cos \varphi_2}{k} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_2}} \text{sen}(\gamma) + E_z(x) \cos \gamma \quad (\text{A.24})$$

$$H_y(x + d) = -E_z(x) \frac{ik}{\omega \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu}} \text{sen}(\gamma) + H_y(x) \cos \gamma \quad (\text{A.25})$$

Si A.24 y A.25 se escriben en forma matricial se obtiene una matriz análoga a la anterior que caracteriza al medio.

$$\begin{bmatrix} E_z(x + d) \\ H_y(x + d) \end{bmatrix} = M_p(d) \begin{bmatrix} E_z(x) \\ H_y(x) \end{bmatrix} \quad (\text{A.26})$$

donde

$$M_p(d) = \begin{bmatrix} \cos(\gamma) & \frac{-i\omega \cos \varphi_2}{k} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_2}} \text{sen}(\gamma) \\ \frac{-ik}{\omega \cos \varphi_2} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu}} \text{sen}(\gamma) & \cos(\gamma) \end{bmatrix} \quad (\text{A.27})$$

dicha matriz difiere de la obtenida para el caso de polarización S en los elementos que están fuera de la diagonal.

A.2 Coeficientes de reflexión y transmisión.

Hasta aquí, se han encontrado las relaciones entre los campos a uno y a otro lado de la capa. Si se supone conocido el campo incidente, los campos en el medio uno tendrán solamente polarización S o P según corresponda y sus componentes tangenciales serán:

$$E_y = E_{1s}^+ + E_{1s}^- \quad (\text{A.28})$$

$$H_z = n_1 \cos \varphi_1 (E_{1s}^+ - E_{1s}^-) \quad (\text{A.29})$$

$$E_z = \cos \varphi_1 (E_{1p}^+ - E_{1p}^-) \quad (\text{A.30})$$

$$H_y = -n_1 (E_{1p}^+ + E_{1p}^-) \quad (\text{A.31})$$

análogamente para el medio tres:

$$E_y = E_{3s}^+ \quad (\text{A.32})$$

$$H_z = n_3 \cos \varphi_3 E_{3p}^+ \quad (\text{A.33})$$

$$E_z = \cos \varphi_3 E_{3p}^+ \quad (\text{A.34})$$

$$H_y = -n_3 E_{3p}^+ \quad (\text{A.35})$$

notamos como E_{ij}^+ las amplitudes de las ondas que avanzan y E_{ij}^- las que retroceden, donde $i = 1, 2, 3$ y $j = s, p$.

La ecuación A.15 se puede escribir en forma general:

$$\begin{bmatrix} E_{3s}^+ \\ n_3 \cos \varphi_3 E_{3s}^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{s11} & m_{s12} \\ m_{s21} & m_{s22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1s}^+ + E_{1s}^- \\ n_1 \cos \varphi_1 (E_{1s}^+ - E_{1s}^-) \end{bmatrix} \quad (\text{A.36})$$

mientras que la ecuación A.27 resulta:

$$\begin{bmatrix} \cos \varphi_3 E_{3p}^+ \\ -n_3 E_{3p}^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{p11} & m_{p12} \\ m_{p21} & m_{p22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi_1 (E_{1p}^+ - E_{1p}^-) \\ -n_1 (E_{1p}^+ + E_{1p}^-) \end{bmatrix} \quad (\text{A.37})$$

Las ecuaciones A.36 y A.37 son un sistema de cuatro ecuaciones con seis incógnitas E_{1s}^+ , E_{1s}^- , E_{1p}^+ , E_{1p}^- , E_{3s}^+ y E_{3p}^+ ; separadas dos a dos.

Despejando E_{3p}^+ y E_{3s}^+ en función de las otras cuatro, quedan dos ecuaciones que relacionan las restantes incógnitas:

$$a_s^- E_{1s}^- + a_s^+ E_{1s}^+ = 0 \quad (\text{A.38})$$

$$a_p^- E_{1p}^- + a_p^+ E_{1p}^+ = 0 \quad (\text{A.39})$$

donde

$$a_s^\pm = n_3 \cos \varphi_3 (m_{s11} \pm m_{s12} n_1 \cos \varphi_1) \mp m_{s21} \mp m_{s22} n_1 \cos \varphi_1 \quad (\text{A.40})$$

$$a_p^\pm = \mp \frac{n_3}{\cos \varphi_3} (m_{p11} \cos \varphi_1 \mp m_{p12} n_1) \mp m_{p21} \cos \varphi_1 \mp m_{p22} n_1 \quad (\text{A.41})$$

A partir de ellas, es inmediato obtener los coeficientes de reflexión.

$$R_{ss} = \frac{E_{1s}^-}{E_{1s}^+} = -\frac{a_s^+}{a_s^-} \quad (\text{A.42})$$

$$R_{pp} = \frac{E_{1p}^-}{E_{1p}^+} = -\frac{a_p^+}{a_p^-} \quad (\text{A.43})$$

Ahora que los campos reflejados ya han sido determinados en términos del campo incidente, ellos pueden ser eliminados de las relaciones entre el campo incidente y transmitido, obteniendo los coeficientes de transmisión T_{ss} y T_{pp} .

$$T_{ss} = \frac{E_{3s}^+}{E_{1s}^+} = m_{s11}(1 + R_{ss}) + m_{s12}n_1 \cos \varphi_1(1 - R_{ss}) \quad (\text{A.44})$$

$$T_{pp} = \frac{E_{3p}^+}{E_{1p}^+} = \frac{m_{p11} \cos \varphi_1}{\cos \varphi_3}(1 - R_{pp}) - \frac{m_{p12}n_1}{\cos \varphi_3}(1 + R_{pp}) \quad (\text{A.45})$$

Apéndice B

Capa delgada sobre sustrato
anisótropo: matriz
equivalente.

Existen diversos formalismos para el estudio de la reflexión y transmisión de una onda plana linealmente polarizada cuando atraviesa estructuras planas anisótropas [21, 22, 13]. En ellos se requiere resolver una ecuación de autovalores y encontrar los autovectores correspondientes.

El método se desarrollará nosotros [18] permite el cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión para capas isotropas o anisótropas sobre sustrato anisótropo, en el caso en que este último es un cristal monoaxial con su eje óptico en una dirección arbitraria. Para ello utilizaremos el formalismo de trazado de rayos de M. C. Simon [23, 24].

B.1 Coeficientes de reflexión y transmisión

Dado que se trabajará con cristales uniaxiales, es necesario una formulación matricial de 4×4 , conservando como variables, aquellas que las condiciones de contorno imponen que sean continuas, es decir, las componentes del campo magnético y del campo eléctrico que son tangenciales a las interfaces.

En esta formulación se necesita trabajar con dos sistemas coordenados, el sistema de ejes principales del cristal (z_1, z_2, z_3) , donde z_3 es el versor en la dirección del eje óptico, y el sistema de la superficie (x, y, z) . Figura B.1.

Se considerará una onda plana, armónica en el tiempo, que incide desde un medio isotropo, de índice de refracción n_1 , atraviesa una capa de espesor d , ilimitado en las direcciones z e y , y que emerge en un cristal uniaxial de índice n_o y n_e .

Si la capa es también un cristal uniaxial, la matriz que lo caracteriza ya ha sido hallada por nosotros [25], obteniéndose:

$$\begin{bmatrix} E_y(x+d) \\ H_z(x+d) \\ E_z(x+d) \\ H_y(x+d) \end{bmatrix} = M(d) \begin{bmatrix} E_y(x) \\ H_z(x) \\ E_z(x) \\ H_y(x) \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

Si en cambio es un medio isotrópico [14], la matriz que caracteriza a la capa se encuentra dividida en bloques de 2×2 , ya que los modos de polarización, vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia (polarización S), o en el plano de incidencia (polarización P), se hallan separados, Apéndice A, obteniéndose:

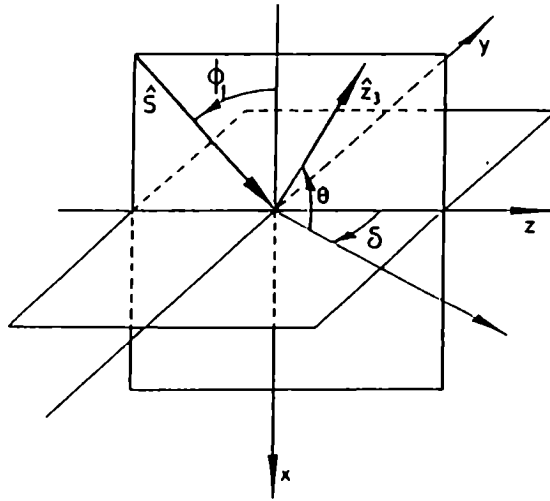


Figura B.1: Sistemas de coordenadas. \hat{z}_3 dirección del eje óptico, \hat{S} rayo incidente, el eje x es normal a la interfase, el eje y es normal al plano de incidencia y el eje z es ortogonal al eje x e y . El eje óptico z_3 forma el ángulo θ con la interfase y su proyección, un ángulo δ con el eje z . ϕ_1 es el ángulo de incidencia.

$$\begin{bmatrix} E_y(x+d) \\ H_z(x+d) \\ E_z(x+d) \\ H_y(x+d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_s(d) \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ M_p(d) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_y(x) \\ H_z(x) \\ E_z(x) \\ H_y(x) \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Obsérvese que tanto en B.1 como en B.2 son las componentes del campo eléctrico y magnético tangenciales y por lo tanto continuas a lo largo de una superficie de discontinuidad, entonces representan: en el plano x los campos en la capa o en el medio de incidencia, y en el plano $x+d$ los mismos vectores en la capa o en el sustrato birrefringente.

Dentro del cristal, existen dos posibles ondas que corresponden a dos direcciones de rayos descendentes, ordinario *o* y extraordinario *c*.

Los campos eléctricos serán:

$$\vec{\xi}_o = (a_o \hat{x} + b_o \hat{y} + \hat{z}) c_o e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n_o (\cos \beta_o x + \text{sen} \beta_o z)} e^{-i\omega t} \quad (\text{B.3})$$

$$\vec{\xi}_c = (a_c \hat{x} + b_c \hat{y} + \hat{z}) c_c e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n'' (\cos \beta_c x + \text{sen} \beta_c z)} e^{-i\omega t} \quad (\text{B.4})$$

donde *a* y *b* son factores geométricos que relacionan las componentes en los distintos ejes coordenados, *c* es la amplitud de la componente *z*, β son los ángulos que forman las normales a los frentes de onda y el eje *x*; n'' es el índice de refracción extraordinario que se obtiene de la ecuación bicuadrática [24]:

$$\left[\frac{n}{n''} \right]^4 A - \left[\frac{n}{n''} \right]^2 B + C = 0 \quad (\text{B.5})$$

cuyos coeficientes, aplicado al sistema de ejes de la fig. B.1, son:

$$A = [1 + b \text{sen}^2 \varphi_1 (1 - \text{sen}^2 \delta \cos^2 \theta)] - b \text{sen}^2 \varphi_1 \cos^2 \delta \cos^2 \theta \quad (\text{B.6})$$

$$B = 2[1 + b \text{sen}^2 \varphi_1 (1 - \text{sen}^2 \delta \cos^2 \theta)] \left[b \text{sen}^2 \theta + \left(\frac{n}{n''} \right)^2 \right] \quad (\text{B.7})$$

$$C = \left[b \text{sen}^2 \theta + \left(\frac{n}{n''} \right)^2 \right]^2 \quad (\text{B.8})$$

donde

$$b = n^2 \left[\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_c^2} \right] \quad (\text{B.9})$$

El vector normal al frente de onda extraordinario resulta aplicar la ley de Snell con el índice antes calculado.

Dado que la ec. B.6 dará dos posibles valores para el índice, solamente uno de ellos será el correcto y es el que cumpla la ecuación:

$$\frac{1}{n'^2} = \frac{1}{n_e^2} + [\text{sen}\beta_e \cos\theta \cos\delta - \text{sen}\theta \cos\beta_e] \left[\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right] \quad (\text{B.10})$$

Para resolver el problema es necesario conocer como están relacionados los coeficientes a , b y c de los campos. Esto se obtiene de las relaciones dadas en la referencia [18]. En el sistema de ejes principales, los campos ordinarios deben cumplir que:

$$E_3 = 0 \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{E_1}{E_2} = -\frac{N_2}{N_1} \quad (\text{B.12})$$

obteniéndose:

$$b_o = \frac{\cos\delta}{\text{sen}\delta} + \frac{\text{sen}\theta \text{sen}\beta_o}{\cos\theta \cos\beta_o \text{sen}\delta} \quad (\text{B.13})$$

$$a_o = -\frac{\text{sen}\beta_o}{\cos\beta_o} \quad (\text{B.14})$$

Los campos extraordinarios deben cumplir:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (\text{B.15})$$

$$\frac{n_e^2 E_3}{n_o^2 E_2} = \frac{N_3^2 - 1}{N_2 N_3} \quad (\text{B.16})$$

obteniéndose:

$$b_c = \frac{-G \operatorname{sen} \delta - \frac{\operatorname{sen} \theta \cos \beta_e}{\operatorname{sen} \beta_e} + \cos \theta \cos \delta}{(G \cos \delta + \frac{\operatorname{sen} \theta \cos \delta \cos \beta_e}{\operatorname{sen} \beta_e \operatorname{sen} \delta} + \frac{\operatorname{sen}^2 \theta}{\cos \theta \operatorname{sen} \delta} + \operatorname{sen} \delta \cos \theta)} \quad (\text{B.17})$$

donde

$$G = \frac{[(-\cos \beta_e \operatorname{sen} \theta + \operatorname{sen} \beta_e \cos \theta \cos \delta)^2 - 1] n_o^2}{(\operatorname{sen} \beta_e \cos \theta \cos \delta - \cos \beta_e \operatorname{sen} \theta) n_c^2 \operatorname{sen} \beta_e \operatorname{sen} \delta} \quad (\text{B.18})$$

$$a_c = \frac{b_c \cos \delta \cos \beta_e \cos \theta + \operatorname{sen} \delta \cos \beta_e \cos \theta + b_c \operatorname{sen} \beta_e \operatorname{sen} \theta}{\cos \theta \operatorname{sen} \beta_e \operatorname{sen} \delta} \quad (\text{B.19})$$

Los campos magnéticos H_o , H_c , se obtienen a partir de la ecuación de Maxwell:

$$\widehat{N} \times \vec{E} = \mu_0 u \vec{H} \quad (\text{B.20})$$

donde \widehat{N} es la dirección normal al frente de onda, μ_0 es la permeabilidad magnética y u la velocidad de fase, obteniéndose para las respectivas ondas:

$$\vec{H}_o = \frac{c_o e^{-i\omega t} e^{\frac{i2\pi}{\lambda} n_o (\operatorname{sen} \beta_o z + \cos \beta_o x)}}{\mu_0 u} \{-\widehat{x} b_o \operatorname{sen} \beta_o + \widehat{y} (a_o \operatorname{sen} \beta_o - \cos \beta_o) + \widehat{z} b_o \cos \beta_o\} \quad (\text{B.21})$$

$$\vec{H}_c = \frac{c_c e^{-i\omega t} e^{\frac{i2\pi}{\lambda} n'' (\operatorname{sen} \beta_c z + \cos \beta_c x)}}{\mu_0 u} \{-\widehat{x} b_c \operatorname{sen} \beta_c + \widehat{y} (a_c \operatorname{sen} \beta_c - \cos \beta_c) + \widehat{z} b_c \cos \beta_c\} \quad (\text{B.22})$$

donde por simplicidad se escribirán a partir de ahora:

$$\vec{H} = \frac{e^{-i\omega t} e^{\frac{i2\pi}{\lambda} n(\text{sen}\beta z + \text{cos}\beta x)}}{\mu_0 u} [-\hat{x}h_x + \hat{y}h_y + \hat{z}h_z] \quad (\text{B.23})$$

Se omitirán los factores comunes a todos los campos. El factor temporal $e^{-i\omega t}$, y dado que:

$$n_o \text{sen}\beta_o = n'_e \text{sen}\beta_e \quad (\text{B.24})$$

el factor $e^{\frac{i2\pi}{\lambda} n \text{sen}\beta z}$

Si se llama:

$$E'_o = c_o e^{\frac{i2\pi}{\lambda} n_o \text{cos}\beta_o (x+d)} \quad (\text{B.25})$$

$$E'_e = c_e e^{\frac{i2\pi}{\lambda} n'' \text{cos}\beta_e (x+d)} \quad (\text{B.26})$$

Los campos tangenciales en el sustrato uniaxial tienen la forma:

$$E'_y = b_o E'_o + b_e E'_e \quad (\text{B.27})$$

$$H'_z = h_{zo} E'_o + h_{ze} E'_e \quad (\text{B.28})$$

$$E'_z = E'_o + E'_e \quad (\text{B.29})$$

$$H'_y = h_{yo} E'_o + h_{ye} E'_e \quad (\text{B.30})$$

Los campos incidentes tendrán solamente polarizaciones S y P , cuyas componentes tangenciales serán:

$$E_y = E_{1s}^+ + E_{1s}^- \quad (\text{B.31})$$

$$H_z = n_1 \cos \varphi_1 (E_{1s}^+ - E_{1s}^-) \quad (\text{B.32})$$

$$E_z = \cos \varphi_1 (E_{1p}^+ - E_{1p}^-) \quad (\text{B.33})$$

$$H_y = -n_1 (E_{1p}^+ + E_{1p}^-) \quad (\text{B.34})$$

Reemplazando B.27 - B.30 y B.31 - B.34 en B.1 o en B.2, se obtiene un sistema de cuatro ecuaciones con seis incógnitas: E_c , E_o , E_{1s}^+ , E_{1p}^+ , E_{1s}^- y E_{1p}^- .

$$\begin{bmatrix} b_o E_o + b_c E_c \\ h_{zo} E_o + h_{zc} E_c \\ E_o + E_c \\ h_{yo} E_o + h_{yc} E_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1s}^+ + E_{1s}^- \\ n_1 \cos \varphi_1 (E_{1s}^+ - E_{1s}^-) \\ \cos \varphi_1 (E_{1p}^+ - E_{1p}^-) \\ -n_1 (E_{1p}^+ + E_{1p}^-) \end{bmatrix} \quad (\text{B.35})$$

Despejando E_o y E_c en función de las otras cuatro quedan dos ecuaciones que relacionan las restantes incógnitas:

$$a_p^- E_{1p}^- + a_s^- E_{1s}^- + a_p^+ E_{1p}^+ + a_s^+ E_{1s}^+ = 0 \quad (\text{B.36})$$

$$b_p^- E_{1p}^- + b_s^- E_{1s}^- + b_p^+ E_{1p}^+ + b_s^+ E_{1s}^+ = 0 \quad (\text{B.37})$$

donde:

$$\begin{aligned} a_s^\pm &= (m_{11} \pm m_{12} n_1 \cos \varphi_1 - b_o m_{31} \mp b_o m_{32} n_1 \cos \varphi_1) \\ &\quad (h_{yo} h_{zc} - h_{zo} h_{yc}) + (-h_{yo} m_{21} + h_{zo} m_{41} \mp \\ &\quad \mp h_{yo} m_{22} n_1 \cos \varphi_1 \pm h_{zo} m_{42} n_1 \cos \varphi_1) (b_c - b_o) \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

$$\begin{aligned}
a_p^\pm &= (\mp m_{31} \cos \varphi_1 \pm b_o m_{33} \cos \varphi_1 - m_{14} n_1 - b_o m_{34} n_1) \\
&\quad (h_{y_o} h_{z_e} - h_{z_o} h_{y_e}) + (\pm h_{y_o} m_{23} \cos \varphi_1 \mp \\
&\quad \mp h_{z_o} m_{43} \cos \varphi_1 - h_{y_o} m_{24} n_1 + h_{z_o} m_{44} n_1)(b_e - b_o) \quad (B.39)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_s^\pm &= (m_{11} \pm m_{12} n_1 \cos \varphi_1 - b_e m_{31} \mp b_e m_{32} n_1 \cos \varphi_1) \\
&\quad (h_{z_o} h_{y_e} - h_{y_o} h_{z_e}) + (-h_{y_e} m_{21} + h_{z_e} m_{41} \mp \\
&\quad \mp h_{y_e} m_{22} n_1 \cos \varphi_1 \pm h_{z_e} m_{42} n_1 \cos \varphi_1)(b_e - b_o) \quad (B.40)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_p^\pm &= (\mp m_{31} \cos \varphi_1 \pm b_e m_{33} \cos \varphi_1 - m_{14} n_1 - b_e m_{34} n_1) \\
&\quad (h_{z_o} h_{y_e} - h_{y_o} h_{z_e}) + (\pm h_{y_e} m_{23} \cos \varphi_1 \mp \\
&\quad \mp h_{z_e} m_{43} \cos \varphi_1 - h_{y_e} m_{24} n_1 + h_{z_e} m_{44} n_1)(b_e - b_o) \quad (B.41)
\end{aligned}$$

Podemos resolver las ecuaciones B.36 y B.37 para E_{1s}^- y E_{1p}^- para obtener las amplitudes reflejadas R_{ij} .

$$\begin{bmatrix} E_{1p}^- \\ E_{1s}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1p}^+ \\ E_{1s}^+ \end{bmatrix} \quad (B.42)$$

donde:

$$\begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} = \frac{1}{a_s^- b_p^- - a_p^- b_s^-} \begin{bmatrix} a_p^+ b_s^- - a_s^- b_p^+ & a_s^+ b_s^- - a_s^- b_s^+ \\ a_s^- b_p^+ - a_p^+ b_s^- & a_s^- b_p^+ - a_p^+ b_s^- \end{bmatrix} \quad (B.43)$$

Los R_{ij} son los coeficientes de reflexión buscados.

Ahora que los campos reflejados ya han sido determinados en términos del campo incidente, ellos pueden ser eliminados de las relaciones entre el campo incidente y transmitido, obteniendo para los campos transmitidos.

$$\begin{bmatrix} E_o \\ E_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{op} & T_{os} \\ T_{cp} & T_{cs} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1p}^+ \\ E_{1s}^+ \end{bmatrix} \quad (\text{B.44})$$

donde

$$\begin{aligned} T_{op} = & |R_{sp}(m_{11} - m_{12}n_1 \cos \varphi_1 - b_e m_{31} + b_c m_{32}n_1 \cos \varphi_1) + \\ & +(1 - R_{pp})(b_e m_{33} \cos \varphi_1 - m_{31} \cos \varphi_1) + \\ & +(1 + R_{pp})(m_{14}n_1 - b_c m_{34}n_1)|/(b_o - b_c) \quad (\text{B.45}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{os} = & |R_{ps}(m_{31} \cos \varphi_1 - b_c m_{33} \cos \varphi_1 + m_{14}n_1 - b_c m_{34}n_1) + \\ & +(1 - R_{ss})(m_{12}n_1 \cos \varphi_1 - b_e m_{32}n_1 \cos \varphi_1) + \\ & +(1 + R_{ss})(m_{11} - b_e m_{31})|/(b_o - b_c) \quad (\text{B.46}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{cp} = & |R_{sp}(m_{11} - m_{12}n_1 \cos \varphi_1 - b_o m_{31} + b_c m_{32}n_1 \cos \varphi_1) + \\ & +(1 - R_{pp})(b_o m_{33} \cos \varphi_1 - m_{31} \cos \varphi_1) + \\ & +(1 + R_{pp})(m_{14}n_1 - b_o m_{34}n_1)|/(b_c - b_o) \quad (\text{B.47}) \end{aligned}$$

$$T_{cs} = |R_{ps}(m_{31} \cos \varphi_1 - b_o m_{33} \cos \varphi_1 + m_{14}n_1 - b_o m_{34}n_1) +$$

$$\begin{aligned} &+(1 - R_{ss})(m_{12}n_1 \cos \varphi_1 - b_o m_{32}n_1 \cos \varphi_1) + \\ &+(1 + R_{ss})(m_{11} - b_o m_{31})/(b_o - b_e) \quad (\text{B.48}) \end{aligned}$$

Los T_{ij} son los coeficientes de transmisión buscados.

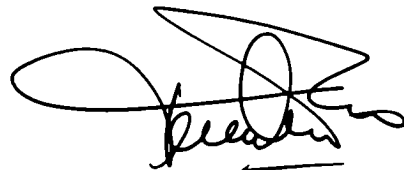
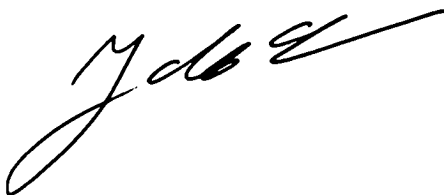


Bibliografia

Bibliografía

- [1] J. Zenneck *Ann. Phys. Lpz.* 23 (1907) 846.
- [2] A. Sommerfeld *Ann. Phys.* 28 (1909) 665.
- [3] U. Fano *J. Opt. Soc. Am.* 31 (1941) 213.
- [4] R. Wood *Phil. Mag.* 4 (1902) 396.
- [5] A. Otto *Zcit. Phys.* 216 (1968) 398.
- [6] E. Kretschmann *Z. Phys.* 241 (1971) 313.
- [7] F. Abelès y López Rios, *Surface Polaritons*, editado por V. M. Agranovich y D. H. Mills (Amsterdam:North-Holland) (1982) 239.
- [8] J. D. Swalen, H. Gordon, Philpott, Brillante, J. Pockrand, y R. Santo *Am. J. Phys.* 48 (1980) 669.
- [9] T. Tamir *Optik* **37**, 2 (1973) 204.
- [10] T. Tamir *Optik* **38**, 3 (1973) 269.
- [11] A. Hartstein, E. Burstein, J. J. Brion y R. F. Wallis *Surface Science* **34** (1973) 81.
- [12] S. J. Elston y R. Sambles *J. Mod. Opt.* **37** (1990) 1895.
- [13] R. M. A. Azzam y N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam:North-Holland) (1979).
- [14] F. Abelès, *Advanced Optical Techniques* Editado por A. C. S. Van Hell (Amsterdam:North-Holland) (1967) sección 5.

- [15] J. M. Simon y V. A. Presa *Journal of Modern Optics* **36**, 5 (1989) 649.
- [16] R. A. Depine, V. A. Presa y J. M. Simon *Journal of Modern Optics* **36**, 11 (1989) 1581.
- [17] J. M. Simon, L. I. Perez y V. A. Presa *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 6 (1996) 1249.
- [18] V. A. Presa y J. M. Simon *Optik* **98**, 4 (1995) 181.
- [19] J. M. Simon y V. A. Presa *Journal of Modern Optics* **42**, 11 (1995) 2201.
- [20] A. Herpin *C. R. hebd. Seanc. Acad. Sci. Paris* **225** (1947) 182.
- [21] S. Teitler y B. W. Henvis *J. Opt. Soc. Am.* **60**, (1970) 830.
- [22] D. W. Berreman *J. Opt. Am.* **62**, 1 (1972) 502.
- [23] M. C. Simon *Appl. Opt.* **22** (1983) 354.
- [24] M. C. Simon, R. M. Echarri *Appl. Opt.* **25** (1986) 1935.
- [25] J. M. Simon, M. C. Simon, V. A. Presa *Optik* **94** (1993) 137.
- [26] A. Lakhtakia *Optics News* **15**, 16 (1994) 14.
- [27] G. Hass *Applied Optics and Optical Engineering*, editado por R. Kingslake (New York: Academic), (1966) 316.
- [28] J. M. Simon, M. C. Simon y M. T. Garea *Applied Optics* **25**, 12 (1986) 1872.
- [29] J. M. Simon y J. M. Gonzalez Pagliere *Journal of Modern Optics* **35**, 9 (1988) 1549.



Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer al Dr. Juan Simon, por mostrarme el camino a seguir, permitiéndome recorrerlo en mis tiempos, sin sacar las piedras que allí iba encontrando, pero estando a mi lado siempre para guiarme y acompañarme. A él también debo agradecerle su respeto y comprensión, cuando por problemas ajenos al trabajo, no pude cumplir con las metas propuestas y dilaté este momento.

A los integrantes del grupo de óptica, quienes compartieron muchas horas conmigo, todo mi agradecimiento por su apoyo y su aliento, y por permitirme conocer lo que significa la palabra "compañerismo". En especial quiero expresar mi gratitud a la Dra. María Simon, por mostrarme su forma de trabajar a conciencia, así como su comprensión y apoyo.

Asimismo, quiero agradecerle al Dr. Ricardo Depine, su colaboración en la primera etapa de este trabajo.

Agradezco a la Srta. Marta Pedernera los calcos de los dibujos y su paciencia y excelente disposición para realizar todos los cambios que se le requirieron.

El copiado de casi todas las fotografías fue realizado por el Sr. Ricardo Dato. A él le agradezco su valiosa e incondicional ayuda.

Agradezco también a mi suegra y a mi madre, que más allá de sus posibilidades, me brindaron su ayuda con mi casa y mis hijas. Asimismo, mi gratitud a todos mis amigos que me alentaron a seguir adelante en los momentos difíciles, y a aquellos que dedicaron muchas horas de su tiempo al cuidado de mis pequeñas, para que pudiera concretar esta tesis.

Por último, a aquellos que ocupan mi corazón, Micaela, Ariana y Eduardo, razón de cualquier emprendimiento que realice, por brindarme su amor y comprender mis cambiantes estados de ánimo.

Gracias a todos ellos.

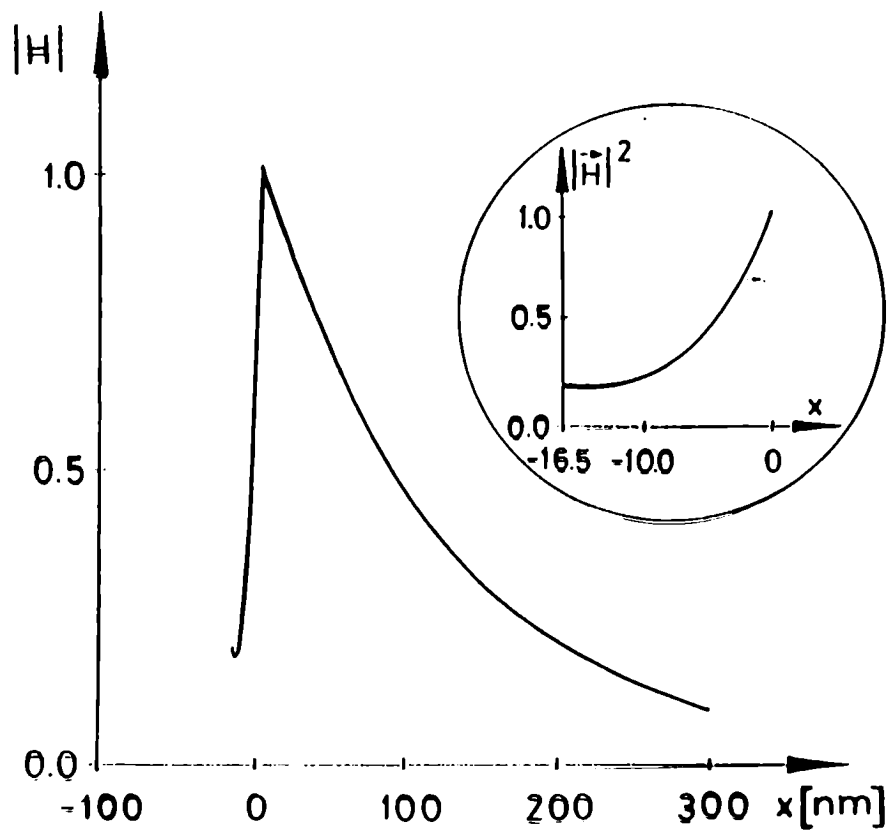


Figura 2.12: Módulo del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma para aluminio-calcita, $\theta = 30^\circ$ y $\delta = 0^\circ$, cuando se incide desde un prisma con $n_p = 1.79$ con el autovector que corresponde a ausencia de haz reflejado. El metal tiene un espesor de 16.5nm .

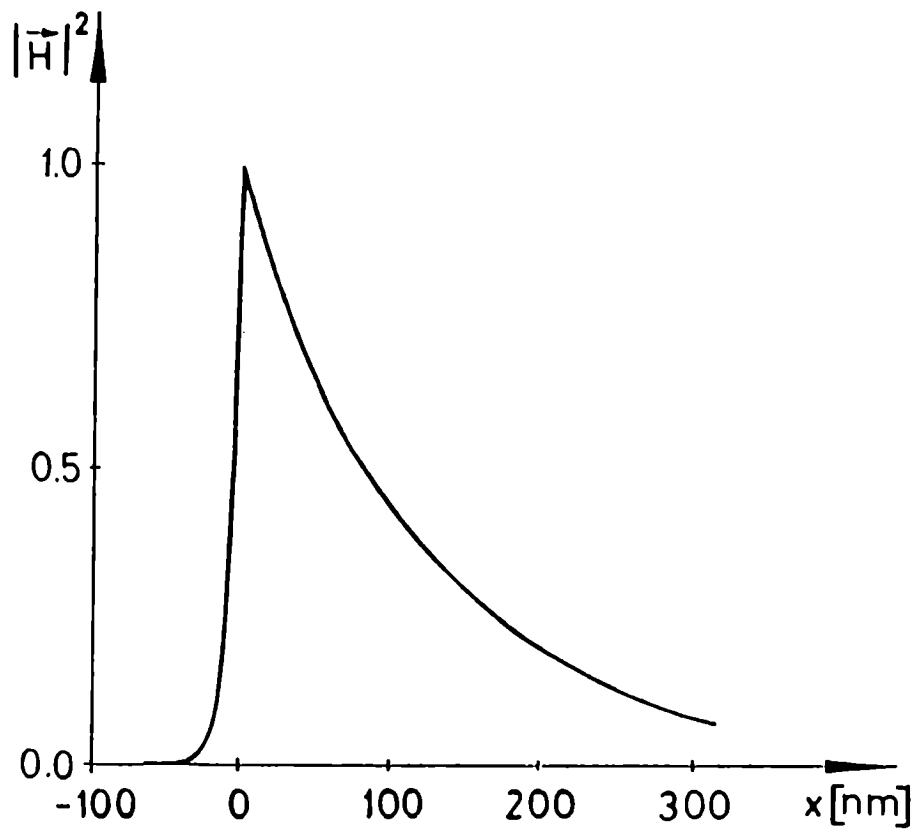


Figura 1.2: Módulo al cuadrado del vector inducción magnética a ambos lados de la interfase metal-dieléctrico isótropo en función de la distancia a la misma para una longitud de onda de 632.8nm y el medio 1 tiene índice $n_1 = 1.6584$ y el medio 2 es aluminio, $n_m = 1.22 + i6.92$.

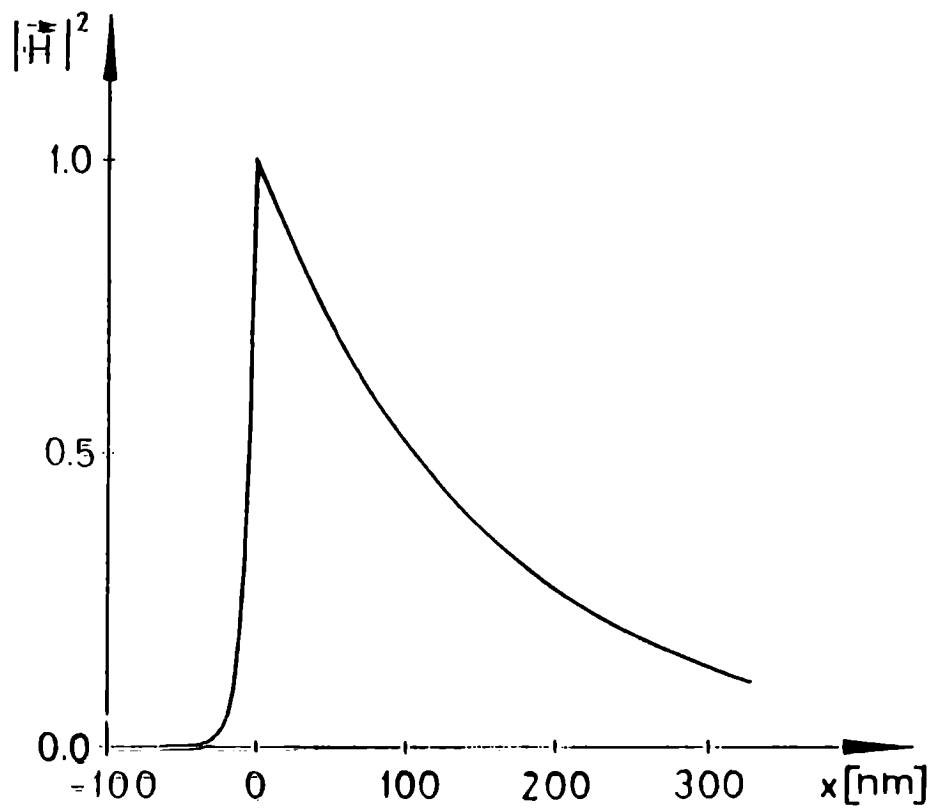


Figura 2.2: Módulo del vector inducción a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma, para aluminio- calcita, $\delta = 0^\circ$ y $\theta = 30^\circ$ y campo eléctrico nulo en la dirección perpendicular a la interfase y ángulo de incidencia correspondiente a Brewster (medios semi-infinitos).