

## Tesis de Posgrado

# Obtención de perfiles asimétricos mediante un interferómetro multi-haz para la construcción de redes con blaze

Iemmi, Claudio César

1988

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](http://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](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Iemmi, Claudio César. (1988). Obtención de perfiles asimétricos mediante un interferómetro multi-haz para la construcción de redes con blaze. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2153\\_Iemmi.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2153_Iemmi.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Iemmi, Claudio César. "Obtención de perfiles asimétricos mediante un interferómetro multi-haz para la construcción de redes con blaze". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1988.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2153\\_Iemmi.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2153_Iemmi.pdf)

*Revisado A la 21/1/88*

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Departamento de Física - Laboratorio de Óptica

OBTENCION DE PERFILES ASIMETRICOS MEDIANTE UN INTERFEROMETRO  
MULTI-HAZ PARA LA CONSTRUCCION DE REDES CON BLAZE

por

CLAUDIO CESAR IEMMI

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Cs. Físicas

Director de Tesis: Prof. Dr. Juan M. Simon

*2.153*  
*Ej. 2.*

1988

*....cuando los hombres hayan adquirido  
el mismo dominio sobre sus pasiones  
que el que ya tienen sobre las fuerzas  
físicas del mundo exterior, entonces ,  
habremos ganado nuestra libertad .*

*(What I Believe , Bertrand Russell)*

## **CAPITULO I: INTRODUCCION**

<b>I.1 Revision historica</b>	<b>1</b>
<b>I.2 Tecnicas holograficas de blaze</b>	<b>3</b>
<b>I.3 Objetivos de este trabajo</b>	<b>13</b>

## **CAPITULO II: EL INTERFEROMETRO DE DOS REDES; ANALISIS TEORICO**

<b>II.1 Analisis del metodo propuesto en terminos de las frecuencias espaciales de los haces intervinientes</b>	<b>16</b>
<b>II.2 Calculo de la distribucion de intensidad sobre el plano de registro</b>	<b>23</b>
<b>II.3 Sintesis de un perfil de exposicion triangular</b>	<b>27</b>
<b>II.4 Tolerancias de ajuste del sistema</b>	<b>35</b>
<b>II.5 Propagacion de pequenas perturbaciones y su efecto sobre la imagen final</b>	<b>40</b>

## **CAPITULO III: DISEÑO Y CONSTRUCCION DEL INTERFEROMETRO**

<b>III.1 Descripcion del interferometro 1</b>	<b>51</b>
<b>III.1.1 Construcción de los filtros neutros</b>	<b>54</b>
<b>III.1.2 Construcción de las redes intermedias</b>	<b>56</b>

III.1.3 Inconvenientes del sistema interferométrico	61
III.2 Descripción del interferómetro 2	62
III.2.1 Construcción de los filtros neutros	66
III.2.2 Construcción de las redes intermedias	68
III.2.3 Dispositivo de detección	71
III.2.4 Inconvenientes del sistema interferométrico	78

#### CAPITULO IV: RESULTADOS EXPERIMENTALES

IV.1 Primera experiencia	80
IV.2 Segunda experiencia	84

#### CAPITULO V: DISCUSION Y CONCLUSIONES

89

#### APENDICES

A.I Síntesis de la red intermedia $G_2$	93
A.II Cálculo de las amplitudes y fases de los haces empleados en la síntesis del perfil asimétrico	96
A.III Ajuste de las fases relativas de los haces intervinientes mediante desplazamientos de la red $G_2$ y del plano $\Pi$	101
A.IV Resolución de las integrales de la sección II.5	103
A.V Estudio sobre la homogeneidad de los elementos ópticos empleados	105

BIBLIOGRAFIA	110
--------------	-----

**CAPITULO I**

**INTRODUCCION**

## I.1 - REVISION HISTORICA

Las primeras experiencias en las que se emplearon estructuras periódicas que actuaban en forma similar a redes de difracción fueron probablemente realizadas por el astrónomo estadounidense David Rittenhouse (1786) en Filadelfia . Sin embargo fue Joseph von Fraunhofer (1821/22) el primero en construir mediante el rayado de una superficie óptica una red similar a las actuales , descubriendo también sus propiedades fundamentales.

Debido a que el método de rayado de redes trae aparejado serios problemas mecánicos , aún con el empleo de técnicas modernas y sofisticadas , se desarrollaron métodos alternativos para su producción . Fue así que Lord Rayleigh (1872) consideró la posibilidad de efectuar una reducción fotográfica de un gran dibujo , pero concluyó posteriormente que esta idea era impracticable debido al tamaño que debería tener el original

Michelson (1927) sugirió que sería posible generar una red de difracción fotografiando un sistema de franjas de interferencia , estando el ancho de la misma limitado por la longitud de coherencia del haz empleado . Desafortunadamente Michelson no contaba con los materiales ni con una fuente luminosa apropiada para tal experiencia .

Burch y Palmer (1960/61) del National Physical Laboratory , fueron los primeros en desarrollar técnicas para fabricar redes mediante el registro de diagramas de

interferencia sobre placas fotográficas. Para ello utilizaron como fuente luminosa una lámpara de  $^{100}\text{Hg}$ , lo que implicaba tiempos de exposición de varias horas. Posteriormente las placas eran blanqueadas. La granularidad de las emulsiones fotográficas utilizadas (tamaño del grano del orden de  $0.5\ \mu\text{m}$ ) daban lugar a un alto nivel de luz difusa lo que originaba que las redes así obtenidas resultaran inútiles para aplicaciones espectroscópicas. Otros materiales fotosensibles tales como gelatinas dicromatadas y photoresist al ser aún menos sensibles que las placas fotográficas requerían tiempos de exposición impracticables.

Con el surgimiento del laser y en particular con el desarrollo de láseres de argón de alta potencia, el problema de largos tiempos de exposición fue superado lo que permitía utilizar materiales lentos pero de granularidad despreciable.

Las primeras redes interferográficas u holográficas apropiadas para espectroscopía fueron fabricadas sobre photoresist por Rudolph y Schmahl <sup>(1)</sup> (1967) en Alemania.

La justificación del término red holográfica proviene del hecho que una red consistente en surcos rectos equiespaciados puede considerarse el holograma de una fuente puntual ubicada en el infinito. Así en el campo de la holografía podría considerarse una red como una forma simple de holograma, análogamente, en espectroscopía podríamos considerar un holograma como una forma de red modulada muy compleja.



Las primeras redes obtenidas mediante el empleo de esta técnica eran de perfil sinusoidal. Sin embargo dado que el perfil del surco es quien determina principalmente la eficiencia de la red, resultaba de gran importancia poder controlar su forma. Fue así que Sheridan<sup>(2)</sup> (1968) sugirió un método que permitía obtener perfiles aproximadamente triangulares, pero el rango de longitudes de onda en las que el blaze era útil estaba restringido al ultravioleta.

Algunos años más tarde Schmahl<sup>(3)</sup> (1974) presentó una red holográfica con blaze hecha a partir de una síntesis de Fourier

Una alternativa distinta que permite generar perfiles triangulares, consiste en registrar un diagrama de interferencia simétrico sobre photoresist y luego cambiar su forma mediante un ataque externo. En este sentido, Aoyagi y Namba<sup>(4)</sup> (1976) propusieron una técnica en la cual una red holográfica de perfil sinusoidal es transferida a un sustrato mediante la incidencia oblicua de un haz de iones energéticos

## I.2 - TECNICAS HOLOGRAFICAS DE BLAZE

De acuerdo a la clasificación realizada por M. Breidne y otros<sup>(5)</sup> vamos a describir brevemente las técnicas que posibilitan obtener blaze en redes holográficas.

El número de órdenes difractados por una red depende del ángulo de incidencia, de la longitud de onda  $\lambda$  del haz

incidente y de la frecuencia espacial  $f$  de la red .

En la figura 1 el plano  $\lambda - f$  está dividido en tres regiones:

- |   |                                       |
|---|---------------------------------------|
| I Región evanescente                        | $\lambda . f > 2$                     |
| II Región donde se propagan dos órdenes     | $\frac{2}{3} \leq \lambda . f \leq 2$ |
| III Región donde se propagan varios órdenes | $\lambda . f < \frac{2}{3}$           |

(Asumimos la configuración Littrow en el orden -1)

Esta resulta útil para demostrar la importancia del blaze en cada zona y como dentro de estas regiones es posible elegir la longitud de onda de blaze según la técnica empleada para lograrlo. Lógicamente solo resultan de interés las zonas II y III .

#### a) Blaze sinusoidal

En las redes de perfil sinusoidal el único parámetro que es posible variar (para una frecuencia espacial dada) es la profundidad de los surcos. Breidne y Maystre<sup>(6)</sup> demostraron que una red sinusoidal, mientras se propaguen solo dos órdenes, puede alcanzar igual eficiencia que una red rayada de la misma densidad de surcos si la profundidad de éstos resulta adecuada. Por lo tanto en la región II una red con perfil asimétrico no es necesaria para mejorar la eficiencia. Esta zona se denomina "Región de blaze sinusoidal" (ver figura 2) .

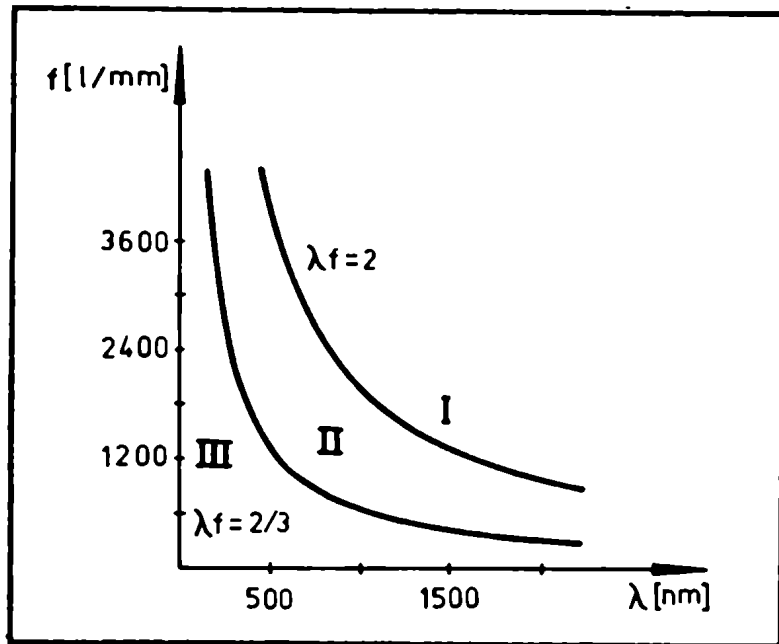


Figura 1 - El plano longitud de onda - densidad de surcos puede dividirse en tres regiones : I. region evanescente ; II. region en donde se difractan dos ordenes ; III. region en la cual pueden difractarse varios ordenes

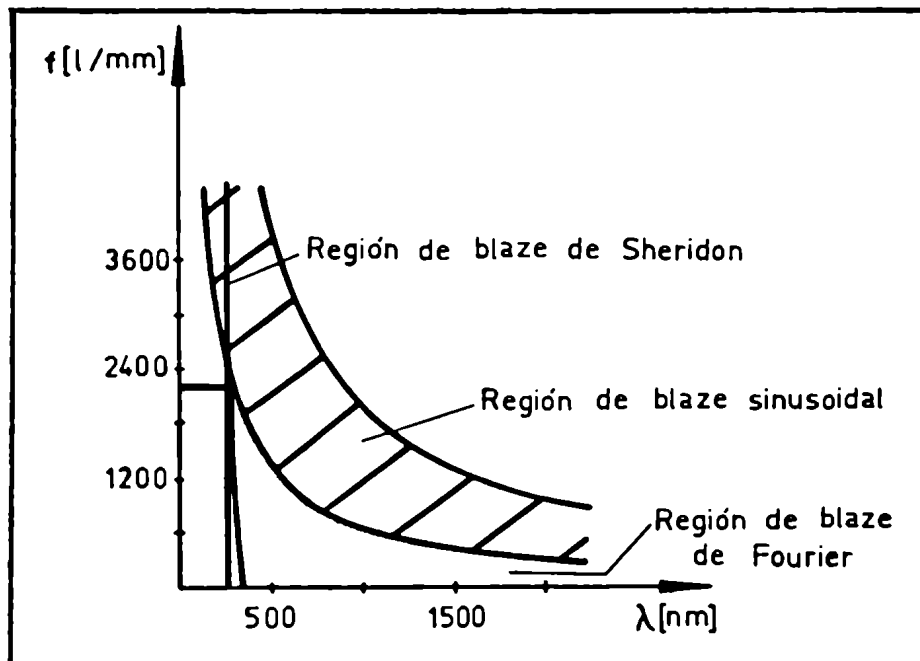


Figura 2 - Regiones del plano  $\lambda$ - $f$  en las que son aplicables las distintas técnicas de blaze. Tomamos  $\lambda_0 = 4580 \text{ \AA}$  como la longitud de onda de registro

## b) Blaze de Sheridan

En la región III las redes con perfil sinusoidal poseen baja eficiencia , sin embargo la misma puede incrementarse haciendo que el perfil del surco sea aproximadamente triangular.

Dijimos en la sección I.1 que Sheridan <sup>(2)</sup> sugirió un método para construir redes holográficas con perfil asimétrico . Aquí una capa de photoresist se alinea en forma oblicua a un sistema de franjas de interferencia de manera que cuando se proceda a su revelado dentro del mismo se hallarán capas solubles e insolubles ubicadas alternativamente (figura 3).

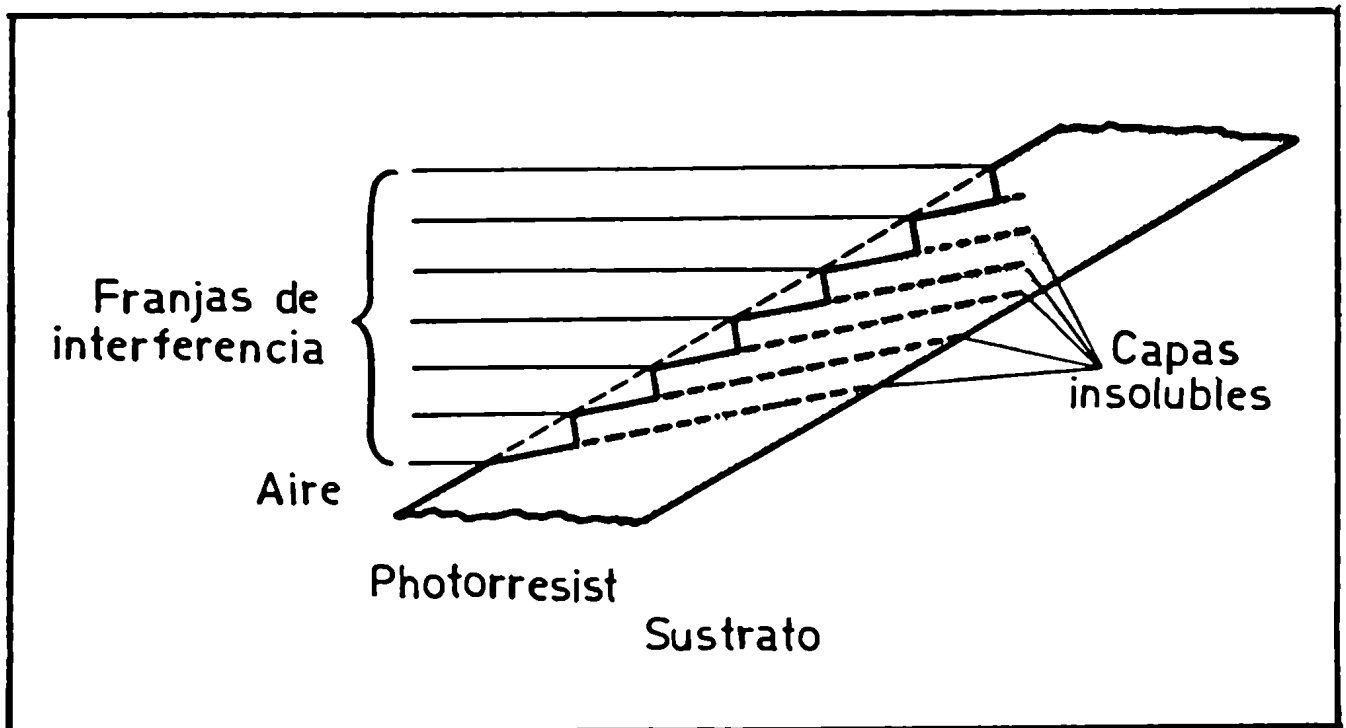


Figura 3 - Construcción de un perfil de surco triangular sobre photoresist. En este caso se logra alineando el material fotosensible en forma oblicua a un sistema de franjas de interferencia

El perfil de la superficie estará determinado por la forma en que las capas insolubles se encuentran dispuestas cerca de la superficie. Para lograr este diagrama de interferencia se hacen incidir dos ondas planas desde lados opuestos de un sustrato, formando distintos ángulos (figura 4 a). La frecuencia espacial  $f$  y la inclinación de las franjas puede alterarse variando los ángulos de incidencia  $\theta_1$  y  $\theta_2$ . El sistema de franjas será perpendicular a la bisectriz del ángulo que forman los dos vectores propagación (figura 4 b). La interfranja será :

$$a = \frac{\lambda_p}{2 \cos [(\theta_1' - \theta_2')/2]} \quad \text{con} \quad \lambda_p = \frac{\lambda_0}{n_p}$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda del haz incidente,  $n_p$  es el índice de refracción del photoresist y  $\theta_1'$ ,  $\theta_2'$  están definidos en la figura 4 a). El período de la red está dado por  $d = \frac{a}{\sin \alpha}$  y  $\alpha = (\theta_1' + \theta_2')/2$  es el ángulo de blaze.

Reemplazando en la ecuación anterior

$$d = \frac{\lambda_p}{2 \cos [(\theta_1' - \theta_2')/2] \sin [(\theta_1' + \theta_2')/2]} = \frac{\lambda_0}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2}$$

Para un  $d$  fijo pueden elegirse distintas combinaciones de  $\theta_1$  y  $\theta_2$ , dando cada una de ellas una longitud de onda de blaze  $\lambda_b = 2a$

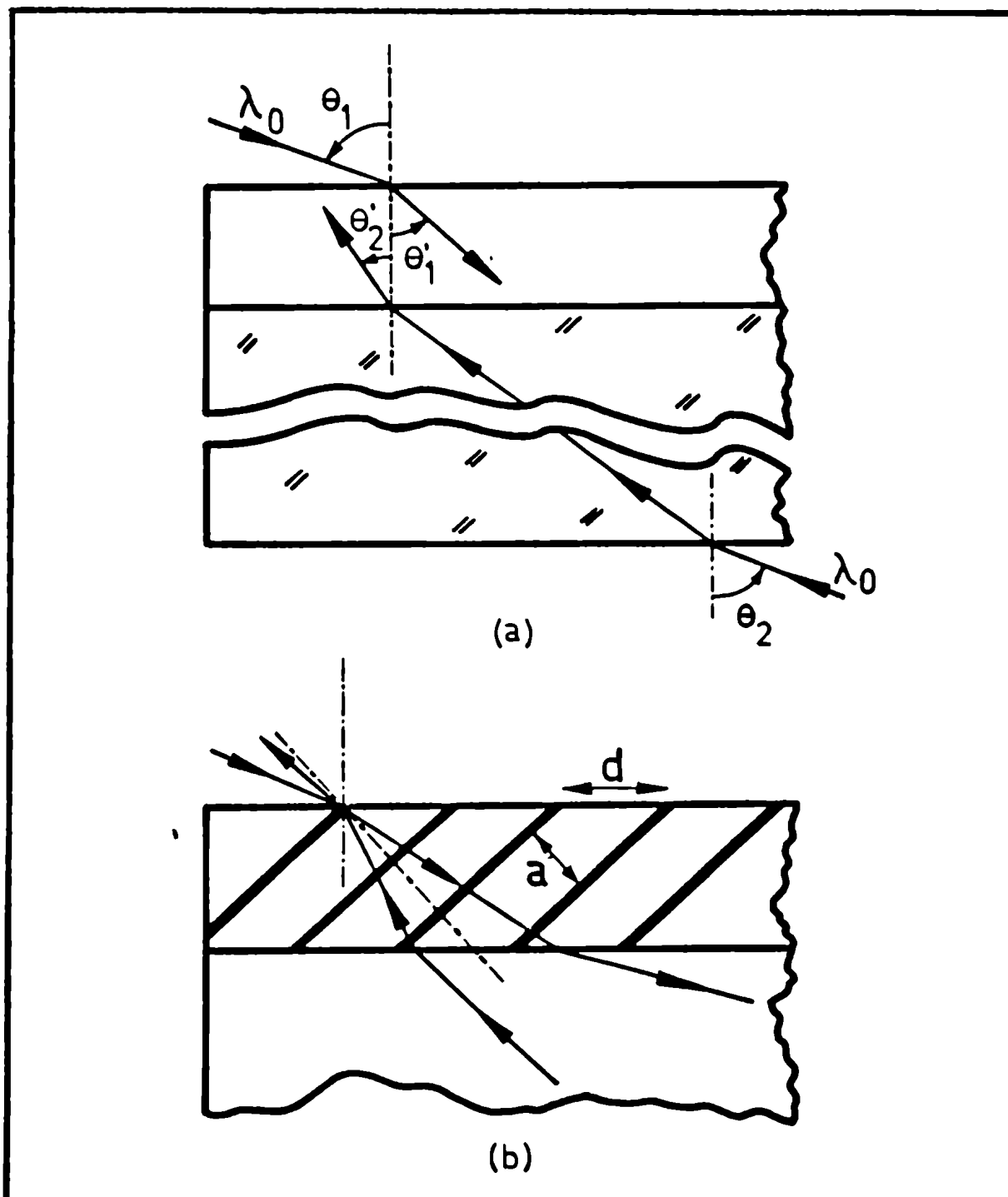


Figura 4 - Construcción de redes de perfil asimétrico mediante la técnica de blaze de Sheridan  
 a) Marcha de los rayos de luz incidentes.  
 b) Franjas de interferencia dentro del medio de registro

Surge de las fórmulas anteriores que :

$$\lambda_p \leq \lambda_b \leq \frac{\lambda_p}{(\cos [(\theta_1' - \theta_2')/2])_{\min}}$$

Un mínimo se obtiene para  $\alpha = \pi/2$  . La zona donde vale esta desigualdad se denomina "región de blaze de Sheridan" y como puede verse en la figura 2 es muy restringida .

Otra desventaja de este método es que al ser necesario incidir desde ambos lados del sustrato , este debe ser de excelente calidad óptica para no introducir aberraciones en el frente de onda .

#### c) Blaze de Fourier

Esta técnica consiste básicamente en sintetizar un perfil triangular mediante sus componentes de Fourier . Esto es , en vez de exponer el photoresist a un solo diagrama de franjas sinusoidales , es expuesto a una serie de dichas franjas con diferente frecuencia espacial , de forma tal que la suma de ellas sintetice el perfil requerido .

En la práctica dos componentes de la serie de Fourier resultan suficientes para generar una aproximación razonable al perfil triangular<sup>(7)</sup>. Desafortunadamente este método requiere que el interferómetro esté ajustado con mucha mayor precisión que la necesaria en el caso de una sola exposición. Así pues , la relación entre las frecuencias espaciales correspondientes a los distintos diagramas de franjas

utilizados para sintetizar la red , deben ser exactamente un número entero , en caso contrario se generarán franjas de Moiré . Por ejemplo si la primera armónica de una red de 1200 líneas/mm es 2400.1 líneas/mm en vez de 2400 , entonces se registrarán franjas de Moiré paralelas a los surcos con un espaciado de 1 cada 10 mm . Para eliminar este efecto la frecuencia espacial de la primera armónica debe ajustarse a  $1/10$  de surco para el ancho total de la red . Por otra parte una vez conseguido este ajuste , cada diagrama debe tener una amplitud y fase relativa correcta para producir el perfil deseado .

Sin embargo pese a estos inconvenientes , la técnica de blaze de Fourier resulta superior a las restantes debido a la flexibilidad que presenta frente a la elección de la longitud de onda de blaze . En la figura 2 se puede observar que la única limitación que existe es la dada por la longitud de onda de registro . Por ejemplo si se utiliza un laser de argón con  $\lambda_0 = 4580 \text{ \AA}$  (apto para trabajar sobre photoresist) entonces la máxima densidad de surcos que podemos registrar serán  $2/\lambda_0 = 4368$  líneas/mm . Esta frecuencia utilizada para la primera armónica permite una densidad máxima para la fundamental de 2184 líneas/mm .

Los primeros resultados experimentales empleando este tipo de blaze fueron obtenidos por Schmahl<sup>(9)</sup>. Su sistema se esquematiza en la figura 5 . Una red G con un espaciado entre surcos igual a  $2d$  es iluminada normalmente por un frente de onda paralelo y monocromático .



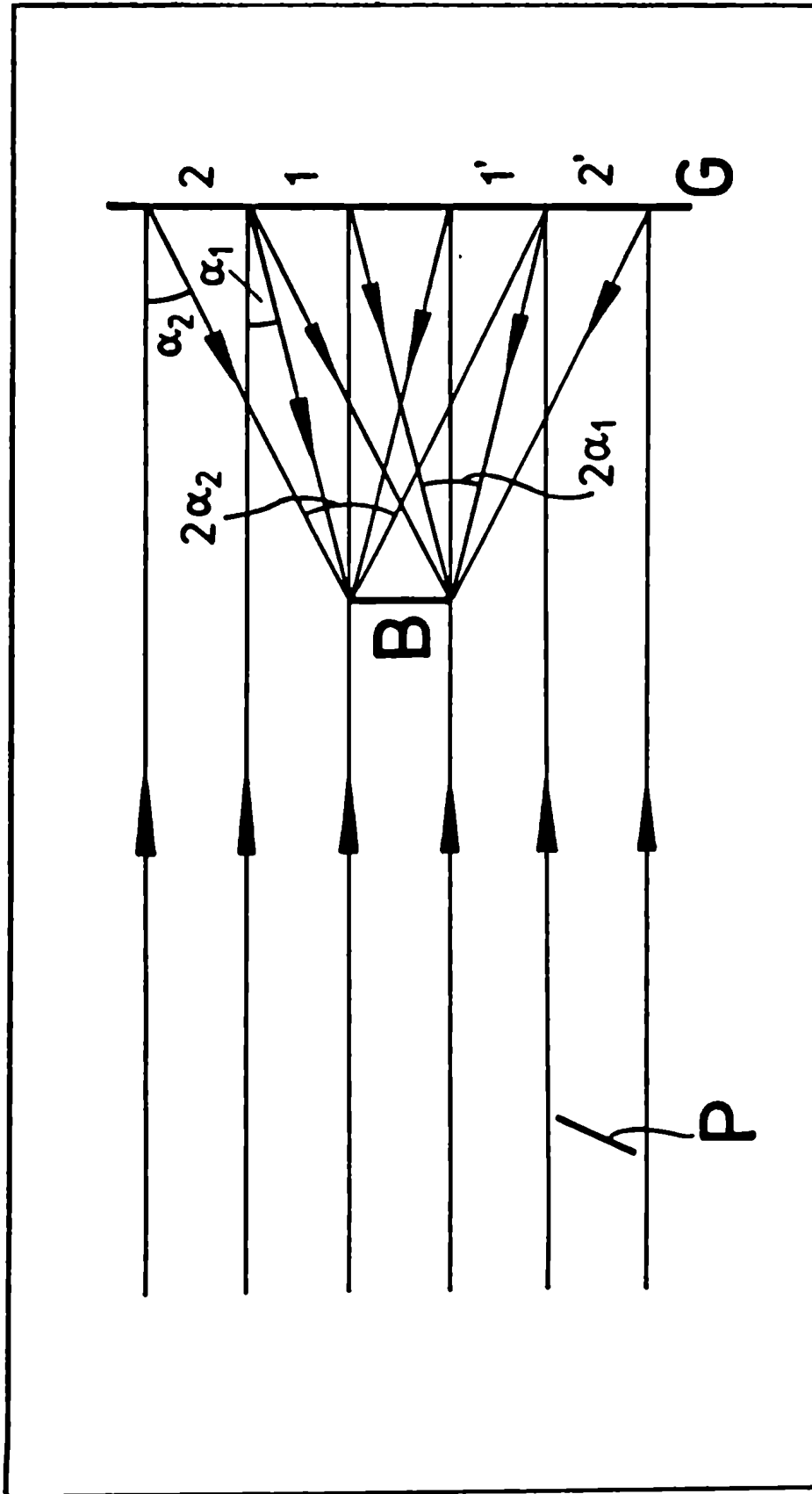


Figura 5 - Diagrama del dispositivo empleado por Schmahl para construir redes holográficas de perfil asimétrico.

Los órdenes  $+1$  y  $-1$  difractados respectivamente por las zonas  $1$  y  $1'$  de la red  $G$ , forman un sistema de franjas sobre  $B$  con espaciado  $d$ . Por otra parte los órdenes  $+2$  y  $-2$  difractados por las zonas  $2$  y  $2'$  forman un sistema de franjas con espaciado  $d/2$ . La relación adecuada entre las fases de los dos sistemas de franjas se puede obtener usando por ejemplo una placa de caras plano paralelas  $P$  de modo que afecte una zona del haz incidente. La red holográfica se obtiene realizando sucesivas exposiciones de los sistemas de franjas sobre el material sensible ubicado en  $B$ .

El método tiene la desventaja que requiere una red patrón aproximadamente cinco veces más grande que la red final, aunque es posible reemplazar la primera por dos redes de aproximadamente la mitad de tamaño. Esta técnica también demanda que el haz incidente sea estrictamente plano.

Un método alternativo es el desarrollado por Breidne y otros <sup>(5)</sup>. En el mismo ellos realizan dos exposiciones completamente separadas cambiando el ángulo entre los haces del interferómetro para obtener las distintas frecuencias espaciales requeridas. Una red de referencia previamente grabada sobre el sustrato se utiliza como un patrón de densidad de franjas. El diagrama de Moiré que aparece cuando la densidad de franjas producidas por los haces incidentes es cercana a la de la red patrón, permite controlar no solo la densidad relativa sino también las fases relativas entre el sistema de franjas y la red de referencia. Un detector registra este dispositivo y permite corregir los errores de

posicionado mediante un servo-control.

### I.3 - OBJETIVOS DE ESTE TRABAJO

En general el proceso de fabricación de una red holográfica se divide en tres etapas : la exposición sobre el photoresist , su revelado y el recubrimiento metálico posterior . Como para cada uno de dichos pasos corresponde un perfil distinto es conveniente diferenciarlos en su denominación . De acuerdo a Lindau<sup>(8)</sup> se llama "perfil de exposición" al perfil del surco que se obtendría si el grabado fuera una función lineal de la exposición ; "perfil en el resist" al obtenido luego de revelado y "perfil de la red" al resultante luego del recubrimiento metálico.

El objetivo de este trabajo es proponer un método que permite realizar la síntesis de Fourier de un perfil de exposición asimétrico mediante un interferómetro de dos redes<sup>(9)</sup> (ver figura 8) Como se verá del análisis realizado en el capítulo II dicho interferómetro presenta las ventajas de efectuar la síntesis en una sola exposición y de no generar franjas de Moiré entre la frecuencia fundamental y su primera armónica . En dicho capítulo además se estudiará el sistema desde el punto de vista de la teoría escalar de la difracción y se aplicarán los resultados obtenidos al caso particular del perfil triangular . En base al mencionado ejemplo se discutirá la tolerancia del método al ancho espectral de la fuente empleada como así también al tamaño de la misma . Se estudiará además el efecto de errores

de posicionado de los elementos que componen el sistema , ó equivalentemente , problemas de estabilidad del mismo .

Siguiendo un desarrollo similar se analizará además el efecto que produce sobre la intensidad final , la presencia de pequeñas perturbaciones sobre las redes intermedias<sup>(10)</sup>.

En el capítulo III se describe el diseño y construcción del interferómetro<sup>(11,12)</sup>. Se presentan en orden cronológico las modificaciones que se realizaron sobre los elementos que lo componen y las mejoras que introdujeron .

En el capítulo IV se muestran los resultados experimentales obtenidos y se los compara con los resultados teóricos anteriormente hallados . Por último , en el capítulo V se presentan la discusión y las conclusiones finales de este trabajo .

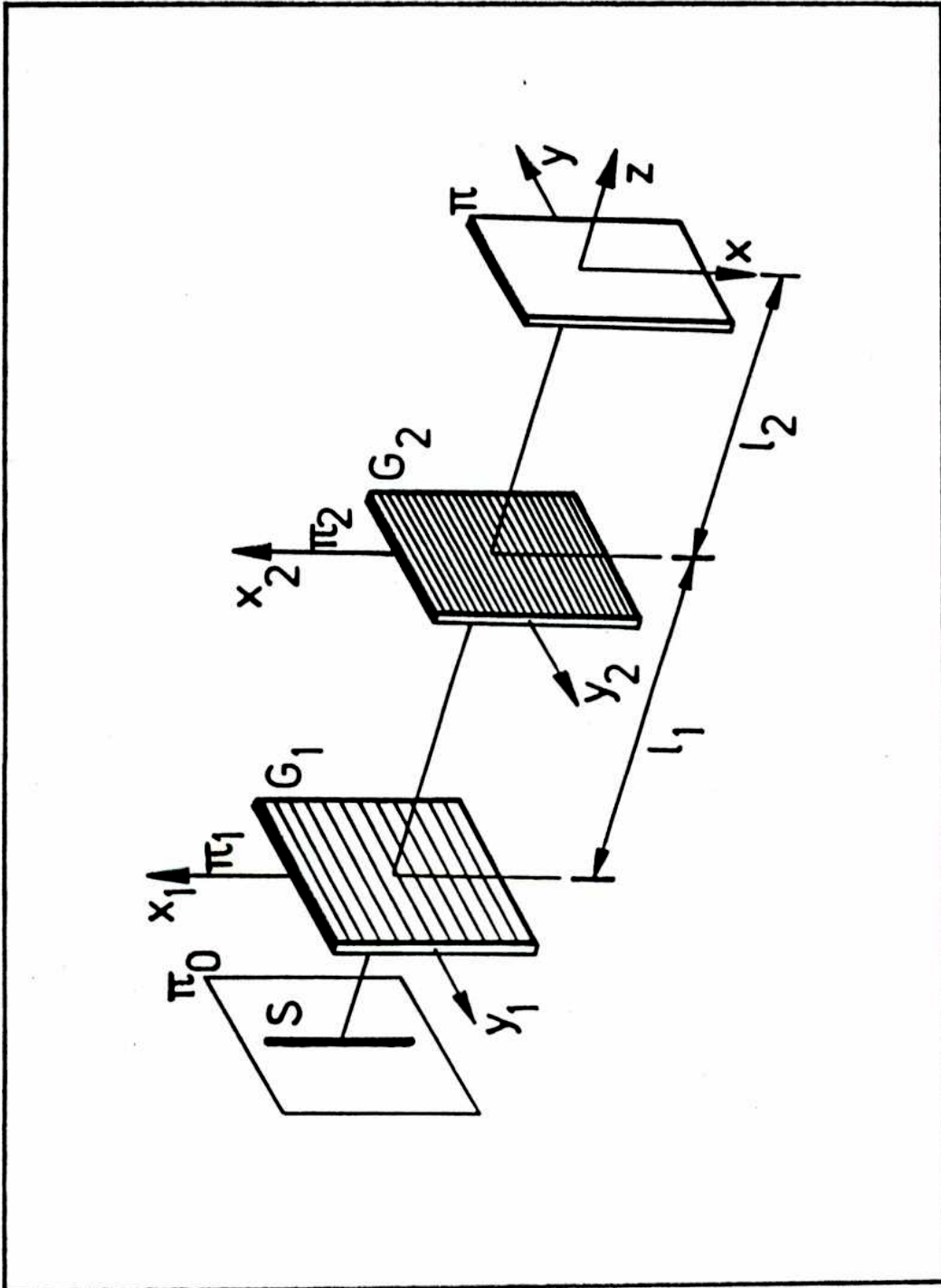


Figura 6 - Interferometro compuesto por dos redes,  $G_1$  y  $G_2$  iluminadas por la fuente lineal S. En el plano de registro  $\pi$  se ubica un sustrato con photoresist

## **CAPITULO II**

### **EL INTERFEROMETRO DE DOS REDES ; ANALISIS TEORICO**

## II.1 - ANALISIS DEL METODO PROPUESTO EN TERMINOS DE LAS FRECUENCIAS ESPACIALES DE LOS HACES INTERVINOENTES

Para poder obtener perfiles de exposición asimétricos , es necesario utilizar la superposición de al menos tres haces luminosos . Consideremos a tal efecto el sistema interferométrico compuesto por dos redes  $G_1$  y  $G_2$  , según se esquematiza en la figura 7 . En el plano  $\Pi$  de localización de las franjas de interferencia que proporciona el sistema , se ubica el material fotosensible ( se elige  $l_1 = l_2$  y  $f_2 = 2f_1 \equiv 2f$  , siendo  $f_1$  y  $f_2$  las frecuencias espaciales de las redes  $G_1$  y  $G_2$  respectivamente) .

Ajustando la relación entre las amplitudes y las fases de los haces intervinientes , será posible obtener perfiles de exposición a elección . Se propone aquí lograr esto de la siguiente manera :

i) La amplitud de los tres haces que inciden sobre el photoresist se controla mediante tres filtros neutros (uno para cada haz) ubicados entre el plano  $\Pi_2$  y el plano  $\Pi$  (ver figura 7) .

ii) La fase de dichos haces puede modificarse de diversas maneras . Una de ellas consiste en preparar previamente la red  $G_2$  , esto es , se la sintetiza holograficamente de manera tal que la misma conste de tres zonas de igual período , pero cuyas líneas tengan desplazamientos relativos entre sí . Cada zona afectará solo uno de los haces , proporcionando entonces dichos desplazamientos relativos las fases adecuadas

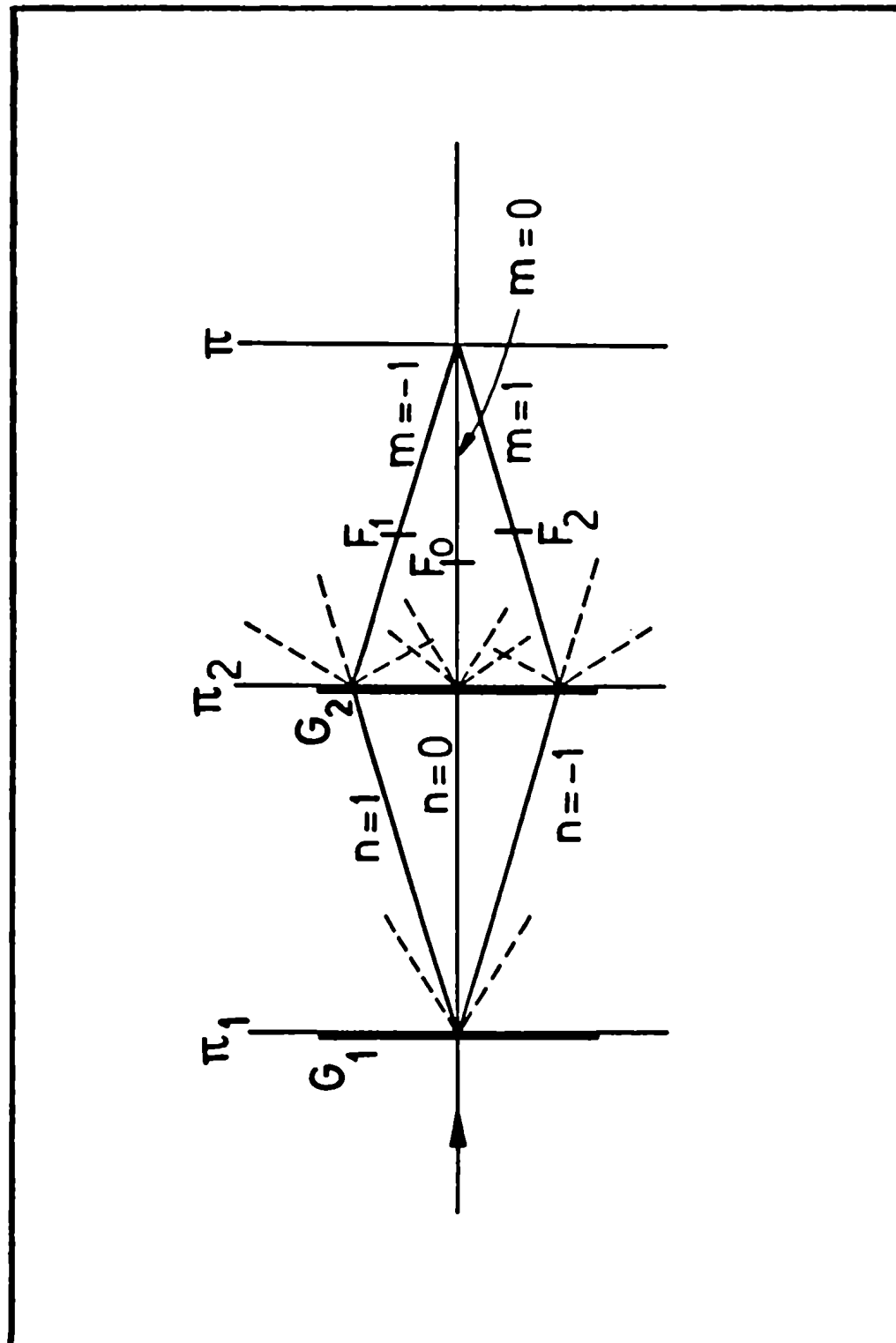


Figura 7 - Haces que intervienen en la síntesis del perfil de exposición; su intensidad se regula con los filtros neutros  $F_0$ ,  $F_1$  y  $F_2$ . Los haces en línea punteada son órdenes de difracción diafragmados.



(Los detalles se discuten en el apéndice I) Es posible obtener también este efecto empleando una red  $G_2$  homogénea. Para ello se deben realizar desplazamientos adecuados de dicha red en forma perpendicular al eje óptico del sistema, posibilitando así el control de la fase relativa entre los haces extremos. La fase relativa entre la suma de los haces extremos y el haz central se ajusta mediante desplazamientos del plano de registro  $\Pi$  (este último procedimiento fue el que utilizamos en el desarrollo experimental).

De acuerdo entonces a lo expuesto en i) y ii) contamos con tres haces de la forma :

$$a_j \exp [i (2\pi \nu_j x + \beta_j)] \quad j = 0,1,2 \quad (1)$$

donde  $a_j$  es la amplitud del haz luego de atravesar el filtro neutro  $F_j$ ;  $\beta_j$  es la corrección introducida en la fase de dicho haz y  $\nu_j$  es la correspondiente frecuencia espacial.

Designaremos con  $n$  a los órdenes de difracción de la red  $G_1$  y con  $m$  a los de la red  $G_2$ . Así pues para un haz proveniente de la fuente  $S$  con una longitud de onda  $\lambda$  e incidente con un ángulo  $\theta$  sobre la red  $G_1$  resulta :

$$\text{sen } \gamma_n = \text{sen } \theta + n\lambda f_1 \quad (2)$$

$$\text{sen } \gamma_{n,m} = \text{sen } \theta + n\lambda f_1 + m\lambda f_2$$

donde  $\gamma_{n,m}$  representa el ángulo de difracción del  $m$ -ésimo

orden de la red  $G_2$  para el  $n$ -ésimo orden de difracción de la red  $G_1$ .

Podemos seleccionar las frecuencias espaciales de los haces intervinientes de manera tal que la correspondiente al perfil a sintetizar sea igual a la de la red  $G_1$ . Eligiendo para ello  $f_2 = 2f_1 \equiv 2f$ , y considerando solo la superposición de los haces  $n = 1, m = -1$ ;  $n = 0, m = 0$  y  $n = -1, m = 1$ , resulta:

$$\begin{aligned} \nu_1 &\equiv \frac{\text{sen } \gamma_{1,-1}}{\lambda} = -f + \frac{\text{sen } \theta}{\lambda} \\ \nu_0 &\equiv \frac{\text{sen } \gamma_{0,0}}{\lambda} = \frac{\text{sen } \theta}{\lambda} \\ \nu_2 &\equiv \frac{\text{sen } \gamma_{-1,1}}{\lambda} = f + \frac{\text{sen } \theta}{\lambda} \end{aligned} \quad (3)$$

Teniendo en cuenta esto último y seleccionando adecuadamente los  $\alpha_j$  y  $\beta_j$ , es posible obtener una distribución de intensidades sobre el plano de registro de la forma:

$$I(x) \propto \text{cte} + \text{cte}' \text{sen}(2\pi fx) + \text{cte}'' \text{sen}(4\pi fx) \quad (4)$$

la cual representa los primeros términos de un desarrollo de Fourier de un perfil asimétrico.

Dijimos con anterioridad que esta técnica presenta a

priori la ventaja de no generar franjas de Moiré. Al respecto consideremos en primer lugar el efecto que produce emplear dos redes tales que, una no tenga exactamente el doble de líneas por milímetro que la otra. Designemos entonces la frecuencia espacial de la red  $G_2$  con  $f_2 = 2f + \Delta f$  siendo  $f_1 \equiv f$ .

A partir de las ecuaciones (2) y (3) se ve que el único efecto es introducir la misma corrección a  $\nu_1$  y  $\nu_2$ . Así pues el perfil correspondiente a este caso es similar al expresado por (4), solo que la frecuencia fundamental ya no será  $f$  sino  $f + \Delta f$ , y la primera armónica será ahora  $2(f + \Delta f)$ , no presentándose entonces franjas de Moiré.

Otro inconveniente posible se presenta en el caso en que los planos que contienen ambas redes no sean paralelos entre sí. Supongamos entonces que  $G_2$  forma un ángulo  $\varphi$  respecto de  $G_1$  y para simplificar el cálculo que la incidencia es normal. Para esta situación, en lugar de la ecuación (2) tendremos:

$$\text{sen } (\gamma_{n,m} \pm \varphi) = 2m\lambda f + \text{sen } (\gamma_n \pm \varphi)$$

para el caso de  $\varphi$  pequeños, la expresión anterior conduce a

$$\text{sen } \gamma_{n,m} = 2m\lambda f + \varphi (\mp \cos \gamma_{n,m} \pm \cos \gamma_n) + \text{sen } \gamma_n$$

Dado que en este método se emplean solo los órdenes de difracción  $m = -n$  de la red  $G_2$ , a primer orden se

cancelará el término lineal en  $\rho$ , reobteniéndose la expresión (2). Se ve pues que a primer orden en el ángulo  $\rho$  este tipo de problemas de alineación entre las redes tampoco genera franjas de Moiré.

Analícemos ahora que sucede con el tamaño de la fuente, es decir, como influye este parámetro sobre la localización de las franjas.

Si la fuente luminosa  $S$  está correctamente centrada, los surcos de ambas redes son paralelos entre sí y estamos en el caso de incidencia normal sobre  $G_1$ , ( $\theta = 0$ ), es posible hallar un plano de localización para las franjas de interferencia formadas a partir de los tres haces considerados. Dicho plano es aquel que verifica  $l_1 = l_2$ . No obstante, para el caso de incidencia no normal ( $\theta \neq 0$ ) ocurre lo siguiente: En el plano  $l_1 = l_2$  se obtienen franjas de interferencia de frecuencia  $2f$  originadas por la superposición del haz de frecuencia  $\nu_1$  con el de frecuencia  $\nu_2$  no dependiendo éste del valor del ángulo  $\theta$ .

Las franjas de frecuencia  $f$  originadas por la superposición del haz de frecuencia  $\nu_1$  con el de frecuencia  $\nu_0$  por una parte y del haz de frecuencia  $\nu_2$  con el de frecuencia  $\nu_0$  por la otra, se localizan en superficies distintas entre sí cuya ubicación ahora sí depende del ángulo de incidencia  $\theta$  (esta situación se esquematiza en la figura 8). Esto trae como consecuencia una limitación en la tolerancia sobre la extensión espacial de la fuente, ó una pérdida de contraste en el diagrama de interferencia

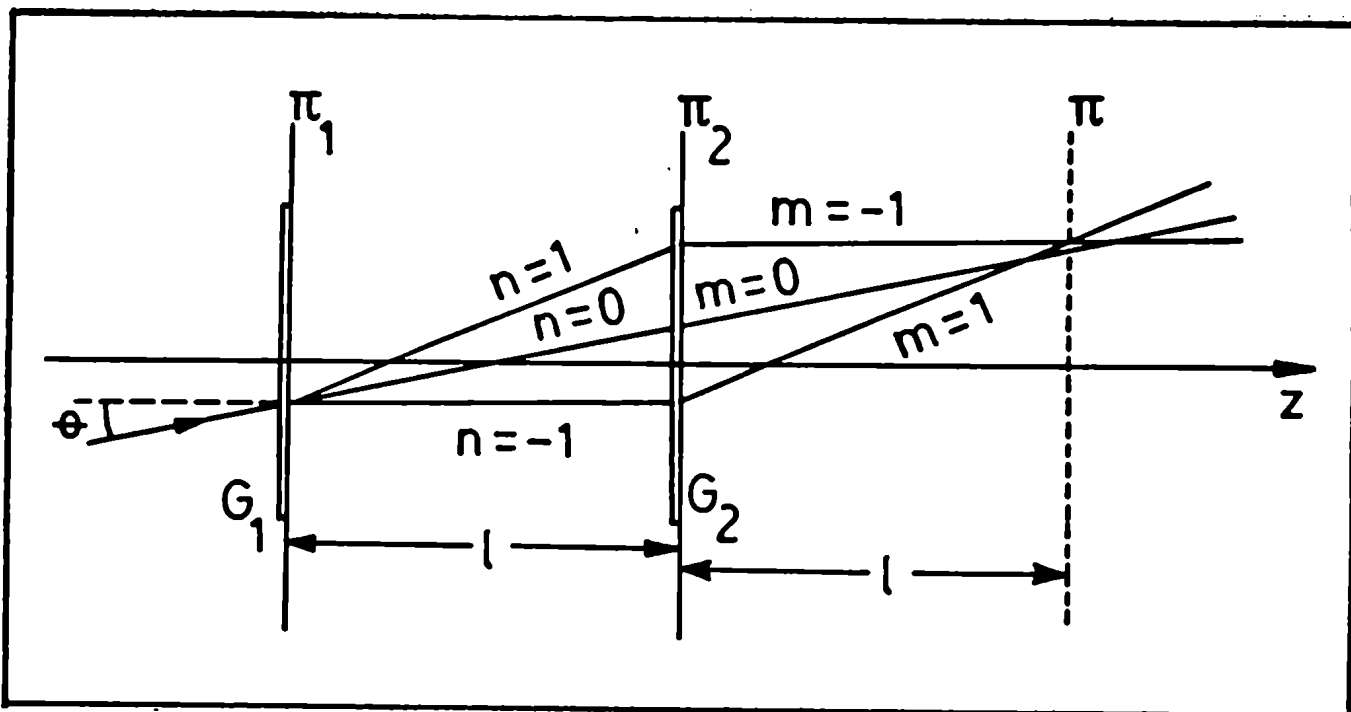


Figura 8 - Dependencia del plano de localización de las franjas de interferencia con el ángulo de incidencia  $\theta$ .

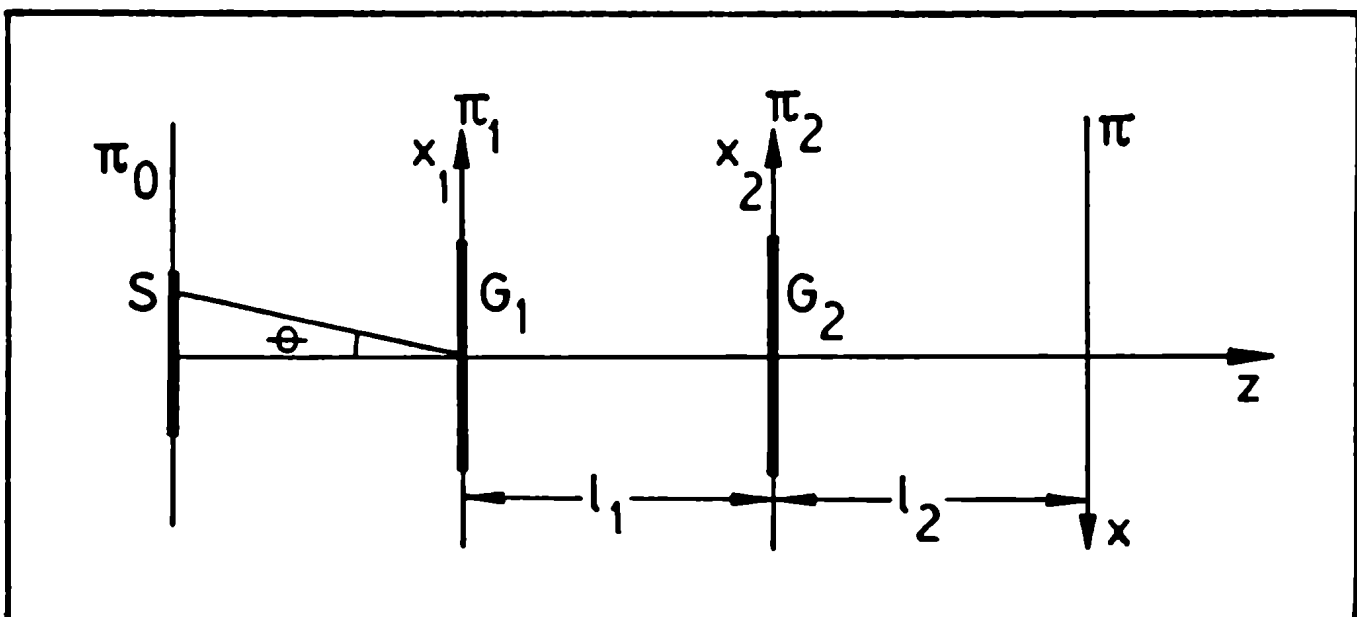


Figura 9 - Vista lateral del sistema interferométrico

Desarrollaremos a continuación el cálculo de la distribución de intensidad sobre el plano de registro

## II.2 - CALCULO DE LA DISTRIBUCION DE INTENSIDAD SOBRE EL PLANO DE REGISTRO

Desarrollaremos la teoría a primer orden , en principio de manera análoga a la realizada por Chang y otros para interferómetros de franjas acromáticas<sup>(19)</sup>.

Sea el sistema interferométrico esquematizado en la figura 9 (debido a la simetría del mismo , se considerará el correspondiente caso unidimensional). En el plano  $\Pi_0$  se ubica una fuente luminosa  $S$  cuya longitud de onda media emitida es  $\lambda_0$  , su semiancho espectral  $\Delta\lambda$  y su semiancho angular  $\Delta\theta$  centrados en  $\lambda = \lambda_0$  y  $\theta = 0$  respectivamente . En los planos  $\Pi_1$  y  $\Pi_2$  se ubican las redes  $G_1$  y  $G_2$  de manera tal que la dirección de los surcos de ambas redes resulta paralela . En el plano de observación  $\Pi$  se registrará el diagrama de interferencia resultante .

Considérese un elemento de la fuente extensa  $S$  de coordenada  $\theta$  y que emite con una longitud de onda  $\lambda$  . La distribución de amplitud producida por un frente de onda proveniente del mismo y que incide sobre el plano  $\Pi_1$  está dada por

$$E_{z=0}(\theta, \lambda, x) = [s(\theta, \lambda)]^2 \exp(i 2\pi_1 x \text{ sen } \theta / \lambda) \quad (5)$$

donde  $s(\theta, \lambda)$  es la amplitud r.m.s. sobre el plano  $\Pi_1$ .

Si el período de la red  $G_1$  es  $d_1$ , el factor de transmisión en amplitud  $T_1(x_1)$  de la misma puede expresarse como

$$T_1(x_1) = \sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f_1 x_1) \quad (6)$$

siendo  $f_1 = 1/d_1$

De esta manera el campo emergente de  $\Pi_1$  será

$$E_{z=0}^+(\theta, \lambda, x_1) = E_{z=0}^-(\theta, \lambda, x_1) \cdot T_1(x_1)$$

Empleando la integral de difracción en la aproximación de Fresnel<sup>(14)</sup>, la distribución de amplitud sobre el plano  $\Pi_2$ , ubicado a una distancia  $l_1$  de  $\Pi_1$  resulta ser :

$$E_{z=l_1}^-(\theta, \lambda, x_2) = \exp(i 2\pi l_1 / \lambda) \cdot \sum_{n=-N}^N A_n [s(\theta, \lambda)]^{1/2} \cdot \exp[-i \pi \lambda l_1 (\sin \theta / \lambda + n f_1)^2] \cdot \exp[i 2\pi (\sin \theta / \lambda + n f_1) x_2] \quad (7)$$

Definiendo el factor de transmisión en amplitud  $T_2(x_2)$  para la red  $G_2$  de período  $d_2$  como

$$Tz(x_2) = \sum_{m=-M}^M B_m \exp(i 2\pi m f_2 x_2) \quad (8)$$

con  $f_2 = 1/d_2$ , el campo emergente de  $\Pi z$  es

$$E_{z=l_1}^+(\theta, \lambda, x_2) = E_{z=l_1}^-(\theta, \lambda, x_2) \cdot Tz(x_2) \quad (9)$$

La contribución en el plano de registro  $\Pi$  ubicado en  $z = l_1 + l_2$  puede calcularse aplicando la integral de difracción a (9), resultando:

$$E_{z=l_1+l_2}(\theta, \lambda, x) = \exp[i 2\pi(l_1+l_2)/\lambda] \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M A_n B_m$$

$$[s(\theta, \lambda)]^{1/2} \exp[-i \pi \lambda l_1 (n f_1 + \text{sen } \theta / \lambda)^2]$$

$$\exp[-i 2\pi(n f_1 + m f_2 + \text{sen } \theta / \lambda) x]$$

$$\exp[-i \pi \lambda l_2 (n f_1 + m f_2 + \text{sen } \theta / \lambda)^2] \quad (10)$$

La distribución total de intensidad sobre el plano  $\Pi$  se evaluará como:

$$I_{z=l_1+l_2}(x) = \int_{\lambda} \int_{\theta} |E_{z=l_1+l_2}(\theta, \lambda, x)|^2 d\lambda d\theta$$

Considerando  $\text{sen } \theta \approx \theta$  y que  $s(\theta, \lambda)$  varía lentamente en



$\theta$  en el intervalo de integración de dicha coordenada, la intensidad viene dada por

$$\begin{aligned}
 I_{x=l_1+l_2}(x) = & \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M A_n^2 B_m^2 2\Delta\theta \int_{\lambda} s(\lambda) d\lambda + \sum_{n'=-N}^N \sum_{m'=-M}^M \sum_{m=-M}^M \\
 & A_n^2 B_m^2 B_{m'}^* \int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} \exp [i 2\pi l_2 f_2 (m'-m)\theta] d\theta \cdot \int_{\lambda} s(\lambda) \\
 & \exp (i \pi \lambda l_2 [(n'^2 - m^2) f_2^2 + 2(nm' - nm) f_1 f_2]) d\lambda + \\
 & + \sum_{n=-N}^N \sum_{n'=-N}^N \sum_{m=-M}^M A_n A_{n'}^* B_m^2 \exp [i 2\pi (n'-n) f_1 x] \cdot \\
 & \int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} \exp [i 2\pi f_1 (n'-n)(l_1+l_2)\theta] d\theta \cdot \int_{\lambda} s(\lambda) \cdot \\
 & \exp (i \pi \lambda [(n'^2 - n^2) f_1^2 (l_1+l_2) + 2m f_1 f_2 (n'-n) l_2]) d\lambda \\
 & + \sum_{n=-N}^N \sum_{n'=-N}^N \sum_{m=-M}^M \sum_{m'=-M}^M A_n A_{n'}^* B_m B_{m'}^* \exp (i 2\pi \cdot \\
 & \cdot [(n'-n) f_1 + (m'-m) f_2] x) \int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} \exp (i 2\pi [(n'-n) f_1 \cdot \\
 & (l_1 + l_2) + (m'-m) f_2 l_2] \theta) d\theta \cdot \int_{\lambda} s(\lambda) \exp (i \pi \lambda \\
 & [(n'^2 - n^2) f_1^2 (l_1+l_2) + (m'^2 - m^2) f_2^2 l_2 + 2(n'm' - nm) \\
 & f_1 f_2 l_2]) d\lambda \tag{11}
 \end{aligned}$$

Vemos que la expresión (11) contiene términos de frecuencia acromática pero cuyo contraste depende fundamentalmente del ancho de banda  $\Delta\lambda$  de la fuente luminosa

como así también de su tamaño angular  $\Delta\theta$ .

Seleccionaremos a continuación solo la contribución de los términos que alcanzan a superponerse en la zona de registro. Esto significa considerar para el  $n$ -ésimo orden difractado por  $G_1$  e incidente sobre  $G_2$  solo el orden  $m = -n$  difractado por la segunda red. Con esta elección  $I(x)$  estará dada por :

$$\begin{aligned}
 I_{z=l_1+l_2}(x) = & 2\Delta\theta \left\{ \int_{\lambda} s(\lambda) d\lambda \sum_{n=-N}^N A_n^2 B_{-n}^2 + \sum_{n=-N}^N \sum_{\substack{n'=-N \\ n' \neq n}}^N A_n A_{n'}^* B_{-n} B_{-n'}^* \right. \\
 & \exp [i 2\pi(n'-n)(f_1 - f_2)x] \operatorname{senc} [2\pi(n'-n)\Delta\theta \\
 & [(l_1+l_2)f_1 - f_2 l_2]] \int_{\lambda} s(\lambda) \exp [i\pi\lambda(n'^2 - n^2)[f_1^2 \\
 & (l_1+l_2) + f_2^2 l_2 - f_1 f_2 l_2]] d\lambda \left. \right\} \quad (12)
 \end{aligned}$$

A partir de esta última expresión veremos a continuación en un ejemplo, en que consiste nuestro método y como el mismo permite sintetizar perfiles a elección.

### II.3 - SINTESIS DE UN PERFIL DE EXPOSICION TRIANGULAR

Supongamos que se desea obtener un perfil de exposición de tipo triangular como el esquematizado en la figura 10, cuyos tres primeros términos de su desarrollo de Fourier son

$$I(x) \propto \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \operatorname{sen} (2\pi f x) - \frac{1}{2\pi} \operatorname{sen} (4\pi f x) \quad (13)$$

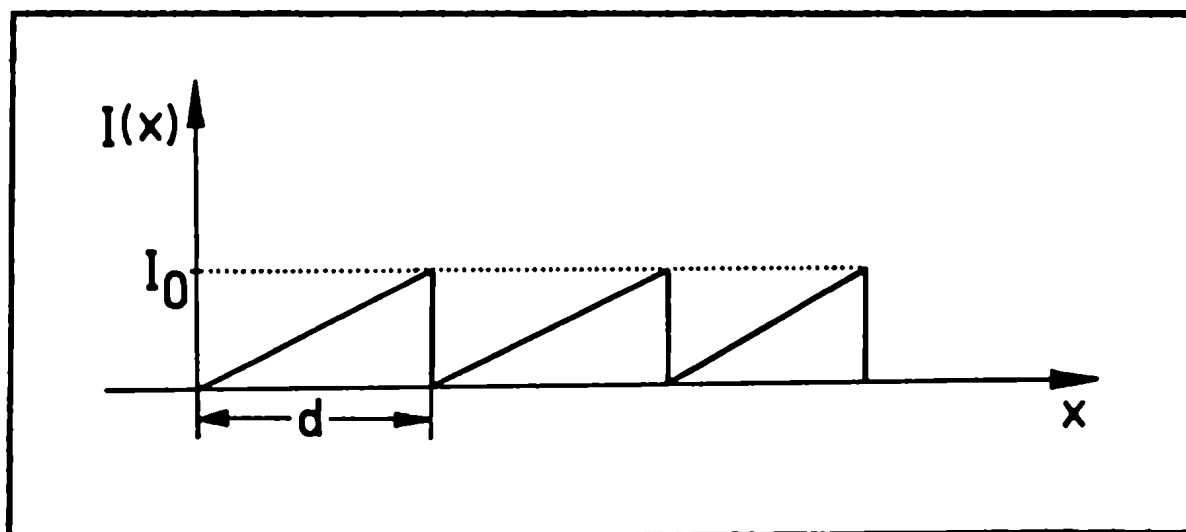


Figura 10 - Perfil de exposicion triangular de periodo  $d$

Consideraremos solo los mencionados primeros términos pues en la práctica resultan suficientes para generar una aproximación razonable al perfil triangular .

Presentaremos dos formas distintas de sintetizar perfiles de exposición . Las redes  $G_1$  y  $G_2$  las consideraremos de perfil simétrico.

#### A) Metodo 1 :

Se trata entonces de representar la función dada por (13) a partir de la distribución de intensidad expresada en (12) Basta para ello tener en cuenta la contribución de tres haces que incidan sobre el plano de registro  $\Pi$  Recordando la elección  $m = -n$  consideraremos la superposición de los siguientes haces :  $n = 0, m = 0 ; n = 1,$

$m = -1$  y  $n = -1$ ,  $m = 1$  (ver figura 7) .

Eligiendo adecuadamente algunos parámetros es posible obtener en el plano final  $\Pi$  un sistema de franjas con las siguientes propiedades

- i) Independientes del tamaño de la fuente luminosa (en primera aproximación, recordemos que tomamos  $\text{sen } \theta \cong \theta$ )
- ii) Independientes de la longitud de onda empleada .

Para cumplimentar el punto i) eligiaremos  $f_2 = 2f_1 \equiv 2f$  y  $l_1 = l_2 \equiv l$  . La condición ii) se verifica seleccionando  $l$  de manera tal que  $f^2 \lambda_0 l = \rho$  , donde  $\rho$  es un número natural .

Con el propósito de poder evaluar el orden de magnitud del efecto del ancho espectral de la fuente , consideraremos a modo de ejemplo que  $s(\lambda) = s_0 \text{ rect} [\lambda - \lambda_0 / \Delta\lambda]$  donde  $s_0$  es una constante dimensional y  $\text{rect}$  es la función rectángulo <sup>(14)</sup>. Teniendo en cuenta lo anteriormente puntualizado , la ecuación (12) se reduce a

$$\begin{aligned}
 I_{z=2l}(x) = & 4 \Delta\theta \Delta\lambda s_0 \left\{ [A_{-1}^2 B_1^2 + A_0^2 B_0^2 + A_1^2 B_{-1}^2] + \text{senc} [2\pi f^2 l \Delta\lambda] \right. \\
 & [A_0 A_{-1}^* B_0 B_1^* \exp(i 2\pi f x) + A_0^* A_{-1} B_0^* B_1 \exp(-i 2\pi f x)] \\
 & + \text{senc} [2\pi f^2 l \Delta\lambda] \cdot [A_0^* A_1 B_0^* B_{-1} \exp(i 2\pi f x) + A_0 A_1^* B_0 \cdot \\
 & \cdot B_{-1}^* \exp(-i 2\pi f x)] + A_1 A_{-1}^* B_{-1} B_1^* \exp(i 4\pi f x) + A_1^* \cdot \\
 & \left. \cdot A_{-1} B_{-1}^* B_1 \exp(-i 4\pi f x) \right\} \quad (14)
 \end{aligned}$$

La expresión (14) debe modificarse de manera tal que la

misma permita obtener un perfil como el representado por (13) De acuerdo a lo dicho con anterioridad , se modificarán en (14) las amplitudes y las fases de los números  $A_0 B_0$  ;  $A_1 B_{-1}$  y  $A_{-1} B_1$  adoptando los mismos nuevos valores que designamos con  $a_0$  ;  $a_1 \exp (i \beta_1)$  ;  $a_2 \exp (i \beta_2)$  respectivamente ( $a_0, a_1, \beta_1, a_2, \beta_2$  son ahora los parámetros a determinar) En este primer método obtenemos las fases  $\beta_1$  y  $\beta_2$  apropiadas de acuerdo a la técnica detallada en el apéndice I A partir de las modificaciones mencionadas la distribución de intensidad en  $\Pi$  resultará ser ahora :

$$I(x) = 4 \Delta\theta \Delta\lambda \text{ sen} \left\{ a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + 2a_0 [(a_2 \cos \beta_2 + a_1 \cos \beta_1) \cos (2\pi f x) + (a_2 \text{ sen } \beta_2 - a_1 \text{ sen } \beta_1) \text{ sen } (2\pi f x)] \right. \\ \left. \cdot \text{sen} (2\pi f^2 l \Delta\lambda) + 2a_1 a_2 [\cos (4\pi f x) (\cos \beta_1 \cos \beta_2 + \text{ sen } \beta_1 \text{ sen } \beta_2) - \text{ sen } (4\pi f x) (\text{ sen } \beta_1 \cos \beta_2 - \text{ sen } \beta_2 \cos \beta_1)] \right\} \quad (15)$$

Dado que la expresión (13) que representa el perfil que se desea obtener no aparecen términos cosenoidales , se deben elegir las siguientes relaciones entre los coeficientes :

$$a_2 \cos \beta_2 = -a_1 \cos \beta_1 \quad (16)$$

$$a_1 a_2 \cos \beta_1 \cos \beta_2 = -a_1 a_2 \text{ sen } \beta_1 \text{ sen } \beta_2$$

Con esta elección la distribución de intensidad sobre el plano  $\Pi$  queda finalmente dada por :

$$I(x) \propto a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + 2a_0 \operatorname{senc} (2\pi f^2 l \Delta \lambda) (a_2 \operatorname{sen} \beta_2 - a_1 \operatorname{sen} \beta_1) \operatorname{sen} (2\pi f x) + 2a_1 \cos \beta_1 (a_1 \operatorname{sen} \beta_1 + a_2 \operatorname{sen} \beta_2) \operatorname{sen} (4\pi f x) \quad (17)$$

El procedimiento se completa , por último eligiendo

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} &= a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 \\ -\frac{1}{\pi} &= 2a_0 \operatorname{senc} (2\pi f^2 \Delta \lambda) (a_2 \operatorname{sen} \beta_2 - a_1 \operatorname{sen} \beta_1) \\ -\frac{1}{2\pi} &= 2a_1 \cos \beta_1 (a_1 \operatorname{sen} \beta_1 + a_2 \operatorname{sen} \beta_2) \end{aligned} \quad (18)$$

Lo cual permite que (17) sea ahora de la forma de la expresión (13) . Así pues (16) y (18) constituyen un sistema de cinco ecuaciones de las cuales es posible despejar las cinco incógnitas  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $\beta_1$ ,  $a_2$ ,  $\beta_2$  que permitirán sintetizar sobre el plano de registro el perfil de exposición triangular.

La resolución de este sistema de ecuaciones permite obtener cuatro soluciones , actuando como parámetro de las mismas la función  $\operatorname{senc} (2\pi f^2 l \Delta \lambda)$  . Dicho sistema es físicamente compatible para valores del  $\operatorname{senc}$  entre 1 y 0.7 (ver apéndice II) . En la tabla I se presentan las soluciones correspondientes a dos valores distintos del mencionado

parámetro .

TABLA I

$senc(2\pi f^2 l \Delta \lambda)$	solucion	$\alpha_0$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\beta_1$	$\beta_2$
0.8	1	0.540	0.414	0.192	2.005	0.484
	2	0.540	0.192	0.414	2.707	1.186
	3	0.260	0.646	0.129	1.759	0.188
	4	0.260	0.129	0.646	2.959	1.882
	1	0.486	0.486	0.169	1.895	0.824
	2	0.486	0.169	0.486	2.817	1.246
	3	0.364	0.591	0.195	1.795	0.224
	4	0.364	0.195	0.591	2.917	1.847

### B) Metodo 2

Presentaremos a continuación otro método que permite obtener perfiles de exposición a elección .

Consideremos al igual que en el caso anterior que  $f_2 = 2f_1 \equiv 2f$  ;  $s(\lambda) = s_0 \text{ rect} [ \lambda - \lambda_0 / \Delta \lambda ]$  ; que se superponen en el plano  $\Pi$  los haces correspondientes a :  $n = 0, m = 0$  ;  $n = 1, m = -1$  ;  $n = -1, m = 1$  y  $l_1 = l_2 \equiv l$  verificándose además que  $f^2 l \lambda_0 = \rho$  .

Se parte , en principio , del sistema interferométrico esquematizado en la figura 7 ubicándose ahora en  $\Pi_2$  una única red  $G_2$  homogénea . Los valores de amplitud  $\alpha_0$  ,  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  requeridos para sintetizar el perfil tomado como ejemplo (ec.13) , se obtienen de la misma manera que anteriormente . Esto es , utilizando filtros neutros apropiados para cada uno de los tres haces que inciden sobre  $\Pi$  . La diferencia con el método anterior consiste en la forma en que pueden lograrse las fases adecuadas de los haces intervinientes . En primer

lugar , la fase relativa entre los haces extremos (es decir  $n = 1, m = -1$  y  $n = -1, m = 1$ ) se logra desplazando la red  $G_2$  respecto de la  $G_1$  , a lo largo del eje  $x_2$  , en una cantidad conveniente  $\delta$  (ver apéndice III) La diferencia de fase necesaria entre los haces extremos y el haz central ( $n = 0, m = 0$ ) se obtendrá ahora desplazando el plano de registro  $\Pi$  en una cantidad  $\Delta z$  a lo largo del eje  $z$  , cuyo valor calcularemos a continuación .

Consideremos ahora que  $l_1 = l$  ,  $l_2 = l + \Delta z$  , que los productos  $A_0 B_0$  ,  $A_1 B_{-1}$  y  $A_{-1} B_1$  adoptan los valores que designamos con  $a_0$  ,  $a_1$  y  $a_2$  respectivamente , y que al introducir el desplazamiento  $\delta$  a lo largo del eje  $x_2$  de la red  $G_2$  su factor de transmisión debe ahora escribirse como :

$$T_2(x_2) = \sum_{m=-M}^M B_m \exp [i 4\pi m f (x_2 + \delta)]$$

Por otro lado y partiendo nuevamente de la ecuación (12), el término que depende del tamaño de la fuente ( $\Delta\theta$ ) toma la forma

$$\text{senc} [ 2\pi (n - n') \Delta\theta f \Delta z ]$$

Puede verse que para todos los propósitos prácticos esta expresión es muy cercana a la unidad (en la sección II.4 haremos una estimación) por lo tanto no consideraremos este factor en (12)

Teniendo en cuenta estas modificaciones la distribución



de intensidad sobre el plano final viene dada por :

$$\begin{aligned}
 I(x) = 4 \Delta\theta \Delta\lambda \text{ so} & \left\{ a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + 2a_0 \left[ [a_2 \cos (\pi\lambda_0 f^2 \Delta z - 4\pi\delta f) \right. \right. \\
 & + a_1 \cos (\pi\lambda_0 f^2 \Delta z + 4\pi\delta f)] \cos (2\pi f x) + [-a_2 \text{ sen } (\pi\lambda_0 \cdot \\
 & \cdot f^2 \Delta z - 4\pi\delta f) + a_1 \text{ sen } (\pi\lambda_0 f^2 \Delta z + 4\pi\delta f)] \text{ sen } (2\pi f x) \Big]. \\
 & \cdot \text{sen } c [\pi\Delta\lambda f^2 (2l + \Delta z)] + 2a_1 a_2 \cos (8\pi\delta f) \cos (4\pi f x) + \\
 & \left. + 2a_1 a_2 \text{ sen } (8\pi\delta f) \text{ sen } (4\pi f x) \right\} \quad (19)
 \end{aligned}$$

Es posible obtener para (19) una expresión similar a la (15) si elegimos  $\delta = -1/16f$  y se identifica a  $\beta_1$  y  $\beta_2$  del método anterior con las variables  $\Delta z$  y  $\delta$  de la siguiente manera :

$$\beta_1 = -\pi\lambda_0 f^2 \Delta z - 4\pi\delta f \quad (20)$$

$$\beta_2 = -\pi\lambda_0 f^2 \Delta z + 4\pi\delta f$$

Así pues con esta identificación , (19) conducirá a un sistema de ecuaciones como el dado por (16) y (18) Es posible entonces usar las soluciones halladas previamente (tabla I) y despejar de (20) el valor de  $\Delta z$  necesario .

## II.4 - TOLERANCIAS DE AJUSTE DEL SISTEMA

Las técnicas propuestas permiten en principio el empleo de fuentes luminosas temporalmente incoherentes . El ancho de banda  $\Delta\lambda$  de la fuente interviene a través del factor  $\text{senc}(2\pi f^2 \Delta\lambda)$  . En la figura 11 se muestra el perfil teórico que se obtiene en el caso de emplear un laser , para el cual será  $\text{senc}(2\pi f^2 \Delta\lambda) = 1$  (este gráfico representa la mejor aproximación obtenible para el perfil dado mediante la superposición de tres haces). Para valores de dicha función distintos de 1 y hasta 0.77 es posible reajustar los parámetros  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\alpha_2$  y  $\beta_2$  de manera tal que se reobtenga el perfil correspondiente al empleo de un laser . En la figura 11 se muestra además el efecto de como se degrada el perfil al aumentar el ancho de banda  $\Delta\lambda$  , en el caso de no realizarse el mencionado ajuste .

Discutiremos a continuación , cuál es el efecto que causan errores en el posicionado de los elementos que constituyen el sistema , o equivalentemente , problemas de estabilidad del mismo cuando dichos elementos fueron correctamente ubicados . Para ello consideraremos el primer método propuesto a solo efecto de simplificar los cálculos , no perdiendo por este motivo generalidad los resultados hallados . Esto es , el orden de magnitud de las tolerancias es similar en ambos casos . Designemos con  $\Delta l$  al error de posicionado de la red  $Gz$  y del plano de registro  $\Pi$  a lo largo del eje  $z$  .

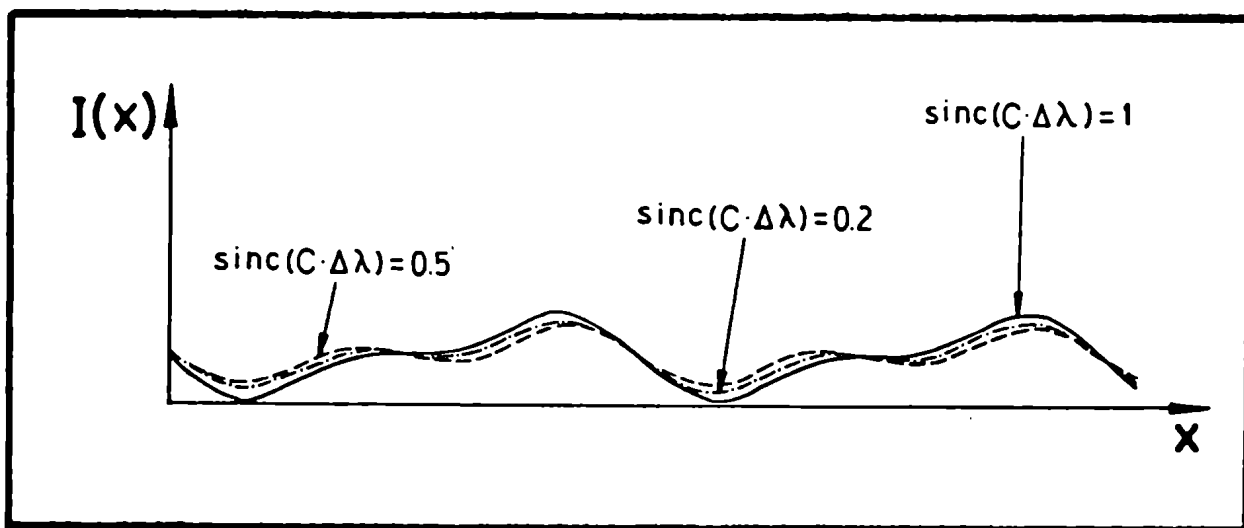


Figura 11 - Perfiles de exposicion obtenidos para distintos valores del ancho espectral  $\Delta\lambda$  de la fuente luminosa ( $c = 2\pi l f^2$ ),

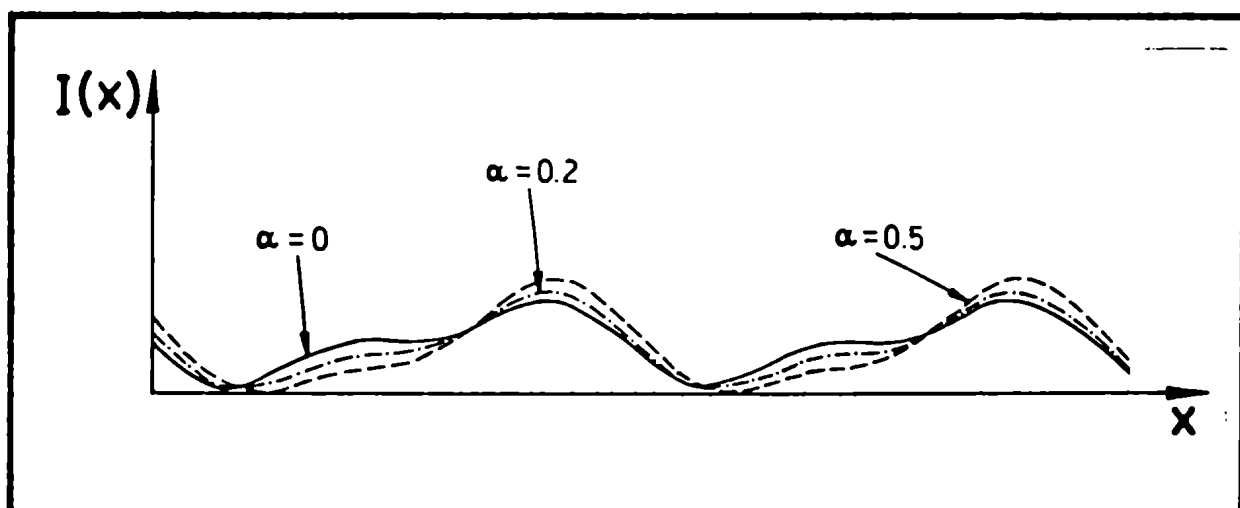


Figura 12 - Efectos de errores de posicionado ( $\Delta l$ ) de la red G2 y del plano de registro  $\pi$  (o de estabilidad del sistema) en caso de emplear un laser como fuente luminosa

Entonces en la expresión (12) debemos reemplazar  $l_1$  y  $l_2$  por  $l + \Delta l$  y  $l + 2\Delta l$  respectivamente. El término que depende del tamaño de la fuente adquiere ahora la forma :

$$\text{senc} [2\pi (n' - n) \Delta\theta f \Delta l]$$

Dijimos cuando discutíamos el segundo método propuesto que podíamos considerar este factor aproximadamente igual a uno. Veamos un ejemplo ; si se emplea una fuente con semiancho angular  $\Delta\theta = 0.01$  , si la frecuencia de la red a sintetizar es  $f = 600$  líneas/mm y considerando el término más desfavorable (esto es  $n' - n = \pm 2$ ) basta que  $\Delta l \leq 5 \mu\text{m}$  para que el valor de dicho senc sea 0.98 .

No considerando entonces en (12) este factor , en lugar de obtenerse la distribución de intensidad dada por (15) , se tendrá ahora :

$$I(x) = 4 \Delta\theta \Delta\lambda \text{ so } \left\{ \alpha_0^2 + \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2\alpha_0 \text{senc} [\pi\Delta\lambda f^2(2l + 3\Delta l)] \cdot \right. \\ \cdot \left[ [a_2 \cos(\beta_2 - \alpha) + a_1 \cos(\beta_1 - \alpha)] \cos(2\pi fx) + [a_2 \cdot \right. \\ \cdot \left. \text{sen}(\beta_2 - \alpha) - a_1 \text{sen}(\beta_1 - \alpha)] \text{sen}(2\pi fx) \right] + 2 a_1 a_2 \cdot \\ \cdot \left[ [\cos \beta_1 \cos \beta_2 + \text{sen} \beta_1 \text{sen} \beta_2] \cos(4\pi fx) - [\text{sen} \beta_1 \cdot \right. \\ \cdot \left. \cos \beta_2 - \text{sen} \beta_2 \cos \beta_1] \text{sen}(4\pi fx) \right] \left. \right\} \quad (21)$$

donde  $\alpha \equiv 3\pi\lambda_0 f^2 \Delta l$

En la figura 12 se grafica la expresión (21) en el caso de usar un laser seleccionando para ejemplificar los coeficientes correspondientes a la solución 1 dada en la tabla I. En los gráficos de la figura 12 se observa la pérdida de asimetría del perfil con el aumento de  $\alpha$ , apreciándose un marcado deterioro para  $\alpha = 0.5$ . Si consideramos  $\lambda_0 = 4580 \text{ \AA}$  y  $f = 600 \text{ líneas/mm}$ , lo anterior corresponde a un error de posicionado ó de estabilidad del sistema de  $\Delta l = 0.32 \text{ }\mu\text{m}$ .

Analicemos ahora la tolerancia a errores de construcción de la red  $G_2$ . Supongamos al respecto que durante la síntesis de  $G_2$  en lugar de proporcionarse los desplazamientos  $\delta_1$  y  $\delta_2$  requeridos por la ecuación (I-2) del apéndice I, se tienen corrimientos  $\delta_1 \pm \Delta_1$  y  $\delta_2 \pm \Delta_2$ . Teniendo en cuenta (I-2), los errores  $\Delta_1$  y  $\Delta_2$  modificarán la expresión de la distribución de intensidad sobre el plano de registro dada por (17) introduciendo en la misma errores de fase. Si se exige entonces que dichos errores sean mucho menores que  $\pi/2$  basta para ello que los mismos y el período  $d$  de la primera red verifiquen  $\Delta_j \ll d/8$  ( $j = 1,2$ ). Para una red final de 600 líneas/mm esto corresponde a  $\Delta_j \cong 0.2 \text{ }\mu\text{m}$ . Las tolerancias de ajuste del sistema se resumen en la tabla II.

Recordemos que para el método 2 habíamos obtenido que el desplazamiento transversal de la red homogénea  $G_2$  debía ser  $\delta = -1/16f$  y que las fases venían dadas por la expresión

$$\beta_1 = -\pi\lambda_0 f^2 \Delta z - 4\pi\delta f$$

$$\beta_2 = -\pi\lambda_0 f^2 \Delta z + 4\pi\delta f$$

TABLA II

Desviaciones de la disposición ideal	Comentarios y tolerancias	Ejemplo para el caso: $\Delta\theta = 0.01$ $\lambda = 4580 \text{ \AA}$ $f = 600 \text{ l/mm}$
$f_1 \equiv f$ $f_2 = 2f + \Delta f$	i) No genera franjas de Moire ii) Se registra $f + \Delta f$	
El plano de la red G2 forma un ángulo $\varphi$ respecto al de la red G1	No genera franjas de Moire a primer orden en $\varphi$	
Errores de posicionado $\Delta l$ de la red G2 y del plano $\Pi$ sobre el eje Z (o problemas de inestabilidad mecánica)	Efecto despreciable si: $\alpha \equiv 9\pi\lambda\phi^2\Delta l < 0.5$	Requiere que: $\Delta l < 0.98 \mu\text{m}$
Fuente luminosa extensa de semiancho angular $\Delta\theta$	A primer orden en $\theta$ , el efecto es despreciable i) No infleje para: $\text{senc } (2\pi l f^2 \Delta\lambda) \geq 0.77$	Requiere que: $\Delta l < 5 \mu\text{m}$
Fuente luminosa de semiancho espectral $\Delta\lambda$	ii) Si no se reajustan los parámetros $\alpha_j$ , y $\beta_j$ el efecto es despreciable hasta $\text{senc } (2\pi l f^2 \Delta\lambda) > 0.70$	
Errores de construcción $\Delta$ de la red G2 (si es sintetizada holográficamente) o error de posicionado de la red homogénea a lo largo del plano P2	Despreciable si $\Delta < 1/10f$	

Entonces si por ejemplo queremos sintetizar una red de frecuencia  $f = 600$  líneas/mm con un laser de longitud de onda  $\lambda_0 = 4580$  A y utilizamos la solución 1 de la tabla I se obtiene :  $\delta = -0.1 \mu\text{m}$  ;  $\Delta z = -2.4 \mu\text{m}$  . Vemos en consecuencia que los requerimientos de ambos métodos son similares Sin embargo la gran ventaja que presenta esta segunda técnica (lo veremos en la parte experimental del trabajo) es que los errores son corregibles , pues siempre es posible obtener para los haces intervinientes las fases correctas mediante desplazamientos adecuados de la red  $G_2$  y del plano final  $\Pi$  .

## II.5 - PROPAGACION DE PEQUEÑAS PERTURBACIONES Y EFECTO SOBRE LA IMAGEN FINAL

Estudiaremos en esta sección el efecto que produce sobre la intensidad final , la presencia de pequeñas perturbaciones (polvo, picaduras, etc.) sobre las redes intermedias  $G_1$  y  $G_2$ . Para ello desarrollaremos la teoría a primer orden , en forma análoga a la realizada anteriormente Presentaremos además una corrección posible para tales defectos en los casos de fuente cuasimonocromática , espacialmente incoherente .

Sea entonces el mismo sistema interferométrico de la sección II.2 y bajo las mismas condiciones de iluminación . Tomaremos en cuenta solamente la variación que se produce en los factores de transmisión de  $G_1$  y  $G_2$  .

Consideremos entonces el factor de transmisión en

amplitud  $T'_1(x_1)$  de la red  $G_1$  como compuesto por dos términos. Uno de ellos corresponde a la estructura periódica de la red  $T_1(x_1)$  (es el utilizado en II.2) ; el otro describe las perturbaciones en  $G_1$  y lo denotaremos  $P_1(x_1)$  . Entonces :

$$T'_1(x_1) = T_1(x_1) + P_1(x_1) \quad (22)$$

$$T_1(x_1) = \sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f_1 x_1)$$

$$P_1(x_1) = \sum_j \left[ - \sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f_1 x_1) + u_j \exp(i \varphi_j) \right] \cdot \delta(x_1 - x_{p_1 j}) \quad (23)$$

$u_j$  y  $\varphi_j$  tienen en cuenta la modificación en amplitud y fase que introduce la perturbación  $j$ -ésima y  $x_{p_1 j}$  indica su posición sobre  $G_1$  .

En forma análoga a lo planteado para  $G_1$  , el factor de transmisión para la red  $G_2$  vendrá dado por :

$$T'_2(x_2) = T_2(x_2) + P_2(x_2) \quad (24)$$

$$T_2(x_2) = \sum_{m=-M}^M B_m \exp(i 2\pi m f_2 x_2)$$

$$P_2(x_2) = \sum_q \left[ - \sum_{m=-M}^M B_m \exp(i 2\pi m f_2 x_2) - v_q \exp(i \alpha_q) \right] \cdot \delta(x_2 - x_{p_2 q}) \quad (25)$$

aquí nuevamente  $v_q$  y  $\alpha_q$  corresponden a las alteraciones



introducidas en amplitud y fase por la perturbación q-ésima y  $x_{P_{2q}}$  indica su posición sobre  $Gz$ .

Como lo hicimos anteriormente consideraremos solo los términos  $m = -n$  y tomaremos  $l_1 = l_2 \equiv l$ ;  $f_2 = 2f_1 \equiv 2f$  y  $\text{sen } \theta \cong \theta$ . Teniendo en cuenta estas aproximaciones y las ecuaciones (23) y (25), la expresión para el campo sobre el plano final  $\Pi$  viene dada ahora por

$$\begin{aligned}
 E_{z=2l}(\theta, \lambda, x) = \exp(i 4\pi l / \lambda) [s(\theta, \lambda)]^{1/2} & \left\{ \sum_{n=-N}^N A_n B_{-n} \cdot \exp[-i \cdot \right. \\
 & \cdot 2\pi(-nf + \theta/\lambda)x] \exp[-i 2\pi\lambda l(n^2 f^2 + \theta^2/\lambda^2)] + \\
 & + 1/\sqrt{i 2l\lambda} \sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 2\pi l n^2 f^2 \lambda) \\
 & \cdot \sum_j \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi l n f_1 x_{P_{1j}}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right] \\
 & \cdot \exp(i 2\pi/\lambda (\theta - nf\lambda) x_{P_{1j}}) \exp(i \pi/\lambda l (x + x_{P_{1j}})^2) \\
 & \cdot \exp(i 2\pi n f x) + 1/\sqrt{i \lambda l} \sum_{n=-N}^N A_n \exp(-i \pi \lambda l (\theta/\lambda + \\
 & + n f)^2) \cdot \sum_q \left[ -\sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{P_{2q}}) + v_q \exp(i \right. \\
 & \alpha_q) \left. \right] \cdot \exp(i 2\pi(\theta/\lambda + n f) x_{P_{2q}}) \cdot \exp(i \pi/\lambda l (x + x_{P_{2q}})^2) \\
 & + 1/i l \lambda \sum_j \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + u_j \exp(i \right. \\
 & \rho_j) \left. \right] \cdot \sum_q \left[ -\sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{P_{2q}}) + v_q \exp(i \right. \\
 & \alpha_q) \left. \right] \cdot \exp(i 2\pi \theta/\lambda x_{P_{1j}}) \cdot \exp(i \pi/\lambda l (x + x_{P_{2q}})^2) \\
 & \left. \exp(i \pi/\lambda l (x_{P_{1j}} - x_{P_{2q}})^2) \right\} \quad (26)
 \end{aligned}$$

El primer término de la ecuación (26) representa el campo difractado en la estructura periódica de  $G_1$  y luego por la estructura periódica de  $G_2$ . El segundo término corresponde al campo que se difractó en las perturbaciones de  $G_1$  y luego en la estructura periódica de  $G_2$ ; el tercero al campo difractado por la estructura periódica de  $G_1$  y luego por las perturbaciones de  $G_2$ . El cuarto término representa al campo difractado por las perturbaciones de ambas redes.

Teniendo esto en cuenta y suponiendo que solo una pequeña porción  $\Delta$  de las superficies de las redes se halla dañada, entonces el segundo y tercer término deben ser  $\Delta$  veces menores en magnitud que el primero. En tanto el cuarto será  $\Delta^2$  veces menor.

La distribución de intensidad sobre el plano  $\Pi$  vendrá dada por :

$$I_{z=2l}(x) = \int_{\lambda} \int_{\theta} |E_{z=2l}(\theta, \lambda, x)|^2 d\lambda d\theta$$

Calcularemos primero la expresión  $|E_{z=2l}(\theta, \lambda, x)|^2$ . Para ello tendremos en cuenta el orden de magnitud de los términos relacionados con las perturbaciones y despreciaremos aquellos que sean menores que  $\Delta$  del correspondiente a las redes sin perturbar. Entonces

$$|E_{z=2l}(\theta, \lambda, x)|^2 = s(\theta, \lambda) \left\{ \sum_{n=-N}^N A_n^2 B_{-n}^2 + \sum_{\substack{n'=-N \\ n' \neq n}}^N A_n A_{n'}^* B_{-n} B_{-n'}^* \right. \\ \left. \exp(i 2\pi(n-n')fx) \exp(-i 2\pi\lambda l f^2(n^2-n'^2)) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_j \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right]^* \cdot \\
& \exp(-i \pi/2\lambda l (x+x_{P_{1j}})^2) 1/\sqrt{-i2l\lambda} \exp(-i 2\pi l \lambda (n^2 f^2 \\
& + \theta^2/\lambda^2)) \exp(-i 2\pi \theta/\lambda (x+x_{P_{1j}})) \left[ \sum_{n=-N}^N A_n B_{-n}^2 \cdot \right. \\
& \exp(i 2\pi l n^2 f^2 \lambda) \exp(i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + \sum_{n=-N}^N \sum_{\substack{n'=-N \\ n' \neq -n}}^N A_n B_{-n} \\
& B_{-n'}^* \exp(-i 2\pi (n'-n) f x) \exp(i 2\pi l n'^2 f^2 \lambda) \exp(i 2\pi \\
& n' f x_{P_{1j}}) \left. \right] + \sum_j \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right] \exp(i \pi/2\lambda l (x+x_{P_{1j}})^2) 1/\sqrt{i2l\lambda} \exp(i 2\pi \theta/\lambda \cdot \\
& (x+x_{P_{1j}})) \exp(i 2\pi l \lambda (n^2 f^2 + \theta^2/\lambda^2)) \left[ \sum_{n=-N}^N A_n^* B_{-n}^2 \cdot \right. \\
& \exp(-i 2\pi l n^2 f^2 \lambda) \exp(-i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + \sum_{n=-N}^N \sum_{\substack{n'=-N \\ n' \neq -n}}^N A_n^* \\
& B_{-n'}^* B_{-n} \exp(i 2\pi (n'-n) f x) \exp(-i 2\pi l n'^2 f^2 \lambda) \cdot \\
& \exp(-i 2\pi n' f x_{P_{1j}}) \left. \right] + \sum_q \left[ -\sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{P_{2q}}) \right. \\
& + v_q \exp(i \alpha_q) \left. \right]^* \exp(-i \pi/\lambda l (x+x_{P_{2q}})^2) 1/\sqrt{-i\lambda l} \\
& \exp(-i 2\pi \lambda l (n^2 f^2 + \theta^2/\lambda^2)) \exp(-i 2\pi \theta/\lambda (x+x_{P_{2q}})) \\
& \exp(i 2\pi n f x) \left[ \sum_{n=-N}^N A_n^2 B_{-n} \exp(i \pi l (\theta/\lambda + n f)^2) \right. \\
& \exp(-i 2\pi n f x_{P_{2q}}) + \sum_{n=-N}^N \sum_{\substack{n'=-N \\ n' \neq -n}}^N A_n A_{n'}^* B_{-n} \exp(i \pi l \\
& (\theta/\lambda + n' f)^2) \exp(-i 2\pi n' f x_{P_{2q}}) \left. \right] + \sum_q \left[ -\sum_{n=-N}^N B_{-n} \right. \\
& \exp(-i 4\pi n f x_{P_{2q}}) + v_q \exp(i \alpha_q) \left. \right] \cdot 1/\sqrt{i\lambda l} .
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \exp \left( i \pi / \lambda l \left( x + x_{P_2^q} \right)^2 \right) \exp \left( i 2 \pi l \lambda \left( n^2 f^2 + \theta^2 / \lambda^2 \right) \right) \\
& \exp \left( i 2 \pi \theta / \lambda \left( x + x_{P_2^q} \right) \right) \exp \left( -i 2 \pi n f x \right) \left[ \sum_{n=-N}^N A_n^2 B_{-n}^* \right. \\
& \exp \left( -i \pi \lambda l \left( \theta / \lambda + n f \right)^2 \right) \exp \left( i 2 \pi n f x_{P_2^q} \right) + \sum_{n=-N}^N \cdot \\
& \left. \cdot \sum_{\substack{n'=-N \\ n' \neq n}}^N A_n^* A_{n'} B_{-n}^* \exp \left( -i \pi \lambda l \left( \theta / \lambda + n' f \right)^2 \right) \cdot \right. \\
& \left. \exp \left( i 2 \pi n' f x_{P_2^q} \right) \right] \} \quad (27)
\end{aligned}$$

Tomaremos , al igual que como lo hicimos anteriormente , los haces  $n = 0, m = 0$  ;  $n = 1, m = -1$  ;  $n = -1, m = 1$  ; además supondremos que  $s(\theta, \lambda)$  varía lentamente con  $\theta$  en el intervalo de integración y que  $s(\lambda) = s_0 \text{ rect}[\lambda - \lambda_0 / \Delta \lambda]$  . Teniendo en cuenta estas aproximaciones vamos a integrar la expresión (27) primero en la variable  $\theta$  y luego en  $\lambda$  .

El primer cálculo involucra integrales del tipo Fresnel lo que hace necesario para su resolución estimar ciertos parámetros a los que les asignaremos los valores  $\Delta \theta \cong 0.01$  ;  $\lambda \cong 4580 \text{ \AA}$  ;  $l \cong 25 \text{ cm}$  ;  $f \cong 600 \text{ líneas/mm}$  .

Adoptando dichas cantidades los resultados para estas integrales varían muy poco alrededor de la cifra  $\pm 0.5$  cualquiera sea el valor de  $(x + x_{P_1^j})$  y  $(x + x_{P_2^q})$  (ver apéndice IV)

Para integrar en la variable  $\lambda$  consideraremos la forma de  $s(\lambda)$  y además eligiéremos , como antes ,  $f^2 \lambda_0 l = \rho$  con  $\rho$  un número natural .

Resolviendo estas integrales y teniendo en cuenta las

hipótesis realizadas , la expresión para la intensidad en el plano  $\Pi$  queda :

$$\begin{aligned}
 I_{z=2l}(x) = & 4 \Delta\theta \Delta\lambda \operatorname{senc} \left\{ A_{-1}^2 B_1^2 + A_0^2 B_0^2 + A_1^2 B_{-1}^2 + \operatorname{senc} (2\pi f^2 l \Delta\lambda) \right. \\
 & [A_0 A_{-1}^* B_0 B_1^* \exp(i 2\pi f x) + A_0^* A_{-1} B_0^* B_1 \exp(-i \\
 & 2\pi f x) + A_0^* A_1 B_0^* B_{-1} \exp(i 2\pi f x) + A_0 A_1^* B_0 B_{-1}^* \\
 & \exp(-i 2\pi f x)] + A_1 A_{-1}^* B_{-1} B_1^* \exp(i 4\pi f x) + A_1^* \\
 & A_{-1} B_{-1}^* B_1 \exp(-i 4\pi f x) + \sum_j \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{p_1 j}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right]^* \\
 & 1/\sqrt{-i\delta} [A_0 B_0^2 + B_0^* \\
 & \operatorname{senc} (2\pi l f^2 \Delta\lambda) [A_1 B_{-1} \exp(i 2\pi f x) + A_{-1} B_1 \exp(-i \\
 & 2\pi f x)] + [B_1^* \exp(-i 2\pi f x_{p_1 j}) \exp(i 2\pi f x) + B_{-1}^* \\
 & \exp(i 2\pi f x_{p_1 j}) \exp(-i 2\pi f x)] \cdot [A_1 B_{-1} \exp(i 2\pi f x) \\
 & + A_{-1} B_1 \exp(-i 2\pi f x) + A_0 B_0 \operatorname{senc} (2\pi l f^2 \Delta\lambda)] + \\
 & \sum_j \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{p_1 j}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right] 1/\sqrt{i\delta} \\
 & [A_0^* B_0^2 + B_0 \operatorname{senc} (2\pi l f^2 \Delta\lambda) [A_1^* B_{-1}^* \exp(-i 2\pi f x) + \\
 & A_{-1}^* B_1^* \exp(i 2\pi f x)] + [B_1 \exp(i 2\pi f x_{p_1 j}) \exp(-i \\
 & 2\pi f x) + B_{-1} \exp(-i 2\pi f x_{p_1 j}) \exp(i 2\pi f x)] [A_1^* B_{-1}^* \\
 & \exp(-i 2\pi f x) + A_0^* B_0^* \operatorname{senc} (2\pi l f^2 \Delta\lambda) + A_{-1}^* B_1^* \\
 & \exp(i 2\pi f x)] + \sum_q \left[ -\sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{p_2 q}) + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& v_q \exp(i \alpha_q)]^* 1/\sqrt{-i2} [A_0^2 B_0 + A_0^* \operatorname{senc}(2\pi f^2 \Delta \lambda) \\
& [A_1 B_{-1} \exp(i 2\pi f x) + A_{-1} B_1 \exp(-i 2\pi f x)] + [-A_1^* \\
& \exp(-i 4\pi f x_{P_{2q}}) \exp(-i 2\pi f x) + A_{-1}^* \exp(i 4\pi f x_{P_{2q}}) \\
& \exp(i 2\pi f x)] [A_1 B_{-1} \exp(i 2\pi f x) + A_{-1} B_1 \exp(-i \\
& 2\pi f x) + A_0 B_0 \operatorname{senc}(2\pi f^2 \Delta \lambda)] + \sum_q \left[ -\sum_{n=-N}^N B_{-n} \right. \\
& \left. \exp(-i 4\pi n f x_{P_{2q}}) + v_q \exp(i \alpha_q) \right] 1/\sqrt{i2} [A_0^2 B_0^* \\
& + A_0 \operatorname{senc}(2\pi f^2 \Delta \lambda) [A_1^* B_{-1}^* \exp(-i 2\pi f x) + A_{-1}^* B_1^* \\
& \exp(i 2\pi f x)] + [-A_1 \exp(i 4\pi f x_{P_{2q}}) \exp(i 2\pi f x) \\
& + A_{-1} \exp(-i 4\pi f x_{P_{2q}}) \exp(-i 2\pi f x)] [A_1^* B_{-1}^* \\
& \exp(-i 2\pi f x) + A_{-1}^* B_1^* \exp(i 2\pi f x) + A_0^* B_0^* \\
& \operatorname{senc}(2\pi f^2 \Delta \lambda)] \left. \right\} \quad (28)
\end{aligned}$$

De acuerdo a los métodos anteriormente propuestos, la amplitud y fase de las cantidades  $A_0 B_0$ ,  $A_1 B_{-1}$  y  $A_{-1} B_1$  se podían modificar convenientemente obteniéndose los nuevos valores designados por  $a_0$ ;  $a_1 \exp(i \beta_1)$ ;  $a_2 \exp(i \beta_2)$  respectivamente Sin embargo ahora dicho procedimiento también afectará a las magnitudes:

$$\begin{aligned}
B_0 & 1/\sqrt{i8l} \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right] \\
B_1 & 1/\sqrt{i8l} \left[ -\sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{P_{1j}}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right]
\end{aligned}$$

$$B_{-1} 1/\sqrt{i8l} \left[ - \sum_{n=-N}^N A_n \exp(i 2\pi n f x_{P_1 j}) + u_j \exp(i \varphi_j) \right]$$

$$A_0 1/\sqrt{i2l} \left[ - \sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{P_2 q}) + v_q \exp(i \alpha_q) \right]$$

$$A_1 1/\sqrt{i2l} \left[ - \sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{P_2 q}) + v_q \exp(i \alpha_q) \right]$$

$$A_{-1} 1/\sqrt{i2l} \left[ - \sum_{n=-N}^N B_{-n} \exp(-i 4\pi n f x_{P_2 q}) + v_q \exp(i \alpha_q) \right]$$

Denominaremos ahora a estas como  $b_{oj} \exp(i \gamma_{oj})$

$$\begin{array}{ccc} b_{1j} \exp(i \gamma_{1j}) & b_{-1j} \exp(i \gamma_{-1j}) & c_{0q} \exp(i \epsilon_{0q}) \\ c_{1q} \exp(i \epsilon_{1q}) & c_{-1q} \exp(i \epsilon_{-1q}) & \text{respectivamente.} \end{array}$$

Ahora bien, es de esperar que al efectuar las sumatorias sobre todas las perturbaciones, los términos oscilatorios que contengan las posiciones de dichos puntos ( $x_{P_1 j}, x_{P_2 q}$ ) se promedien anulándose ya que los mismos estarán distribuidos aleatoriamente. En principio los términos que contengan las fases relacionadas con dichas perturbaciones no se anularán, pues pueden existir daños de cuya estadística resulte que estas fases varíen poco de una perturbación a otra. Con estas aproximaciones la expresión final para la intensidad sobre el plano  $\Pi$  es:

$$I_{z=2l}(x) = 4 \Delta\theta \Delta\lambda s_0 \left\{ a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + 2a_0 \operatorname{senc}(2\pi f^2 l \Delta\lambda) \left[ (a_2 \cos \beta_2 + a_1 \cos \beta_1) \cos(2\pi f x) + (a_2 \operatorname{sen} \beta_2 - a_1 \operatorname{sen} \beta_1) \operatorname{sen}(2\pi f x) \right] + 2a_1 a_2 \left[ \cos(4\pi f x) (\cos \beta_1 \cos \beta_2 + \operatorname{sen} \beta_1 \operatorname{sen} \beta_2) - \operatorname{sen}(4\pi f x) (\operatorname{sen} \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \beta_1 \operatorname{sen} \beta_2) \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
& \cos \beta_2 - \text{sen } \beta_2 \cos \beta_1) ] + \sum_j [ 2a_0 b_{0j} \cos \gamma_{0j} + 2 \\
& \text{senc } (2\pi f^2 l \Delta \lambda) b_{0j} ( [a_1 \cos (\beta_1 - \gamma_{0j}) + a_2 \cos (\beta_2 - \\
& \gamma_{0j}) ] \cos (2\pi f x) + [a_2 \text{sen } (\beta_2 - \gamma_{0j}) - a_1 \text{sen } (\beta_1 - \\
& \gamma_{0j}) ] \text{sen } (2\pi f x) ) ] + \sum_q [ 2a_0 c_{0q} \cos \epsilon_{0q} + 2 \text{senc } (2 \\
& \pi f^2 l \Delta \lambda) c_{0q} ( [a_1 \cos (\beta_1 - \epsilon_{0q}) + a_2 \cos (\beta_2 - \epsilon_{0q}) ] \\
& \cos (2\pi f x) + [a_2 \text{sen } (\beta_2 - \epsilon_{0q}) - a_1 \text{sen } (\beta_1 - \epsilon_{0q}) ] \\
& \text{sen } (2\pi f x) ) ] \} \quad (29)
\end{aligned}$$

En esta expresión pueden identificarse términos que son independientes de las perturbaciones, los mismos constituyen la distribución de intensidad en el caso ideal. En dicho caso mediante elecciones adecuadas de  $a_0$ ;  $a_1$ ;  $\beta_1$ ;  $a_2$ ;  $\beta_2$  se logra el perfil triangular asimétrico deseado. Por el contrario cuando se toman en cuenta las perturbaciones, aparecen otros términos que afectan la distribución anterior. Sin embargo estos términos presentan la ventaja de poseer una dependencia en la coordenada  $x$  del mismo tipo que la existente en la intensidad ideal ( $\cos (2\pi f x)$ ;  $\text{sen } (2\pi f x)$ ). Esta propiedad permite en principio reagrupar los coeficientes que multiplican a estas funciones de modo tal que podamos redefinir su valor; obteniéndose así nuevamente el perfil asimétrico ideal.

Dicho esto de otra manera, sobre el plano  $\Pi$  inciden siempre tres haces; en el caso ideal, con las amplitudes y



fases correctas En el otro , cuando están presentes las perturbaciones las amplitudes y fases de los haces intervinientes no son las deseadas , pero pueden corregirse apropiadamente para que lo sean , siempre que se trate de daños pequeños y uniformemente distribuidos .

Vemos aquí nuevamente las ventajas que presenta el segundo método por sobre el primero ya que permite realizar estas correcciones sin necesidad de construir una red Gz nueva que contemple el cambio de fases adicional

**CAPITULO III**

**DISEÑO Y CONSTRUCCION DEL INTERFEROMETRO**

En el capítulo anterior se presentó el análisis teórico de un método propuesto por nosotros para realizar la síntesis de Fourier de un perfil de exposición asimétrico mediante un interferómetro de dos redes. En este capítulo describiremos el diseño y construcción de un interferómetro apropiado para llevar a cabo la implementación experimental de dicho método.

Esta tarea puede dividirse básicamente en dos etapas. En la primera de ellas el único objetivo fue comprobar experimentalmente la capacidad del dispositivo para generar perfiles asimétricos. En la segunda, se buscó analizar la forma de dichos perfiles como así también se estudió la pérdida de asimetría debida a desajustes del sistema y se la comparó con los valores teóricos hallados con anterioridad. Los resultados experimentales obtenidos se presentan en el próximo capítulo.

Dado que la calidad requerida para los elementos constitutivos del interferómetro varió de una a otra etapa, vamos a describir su construcción por separado. Esto es, llamaremos sistema interferométrico 1 al utilizado en la primera experiencia y sistema interferométrico 2 al utilizado en la segunda.

### III.1 - DESCRIPCIÓN DEL INTERFEROMETRO 1

El sistema interferométrico utilizado en esta primera experiencia se esquematiza en la figura 13. Para la iluminación del dispositivo se utilizaron distintos tipos de

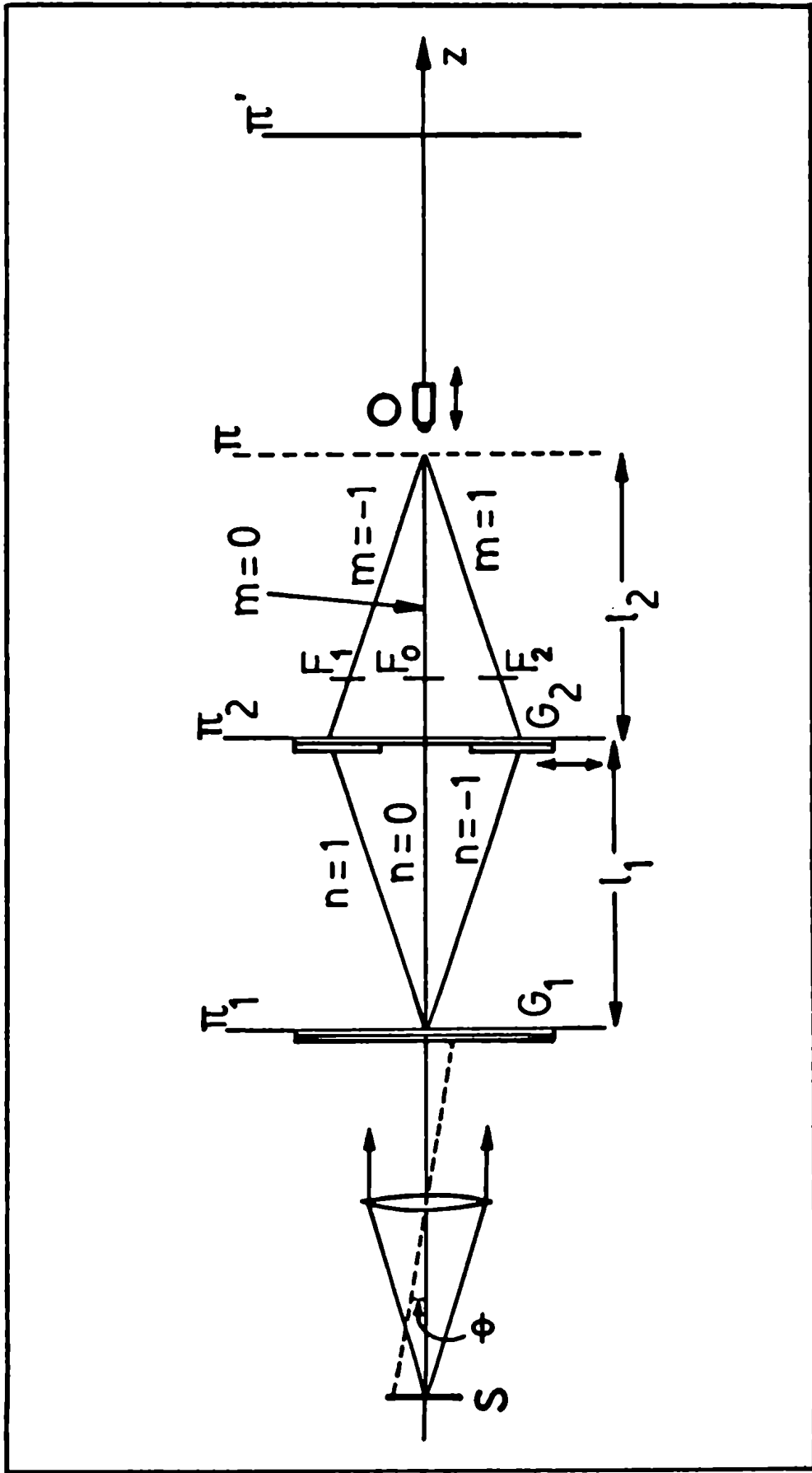


Figura 18 - Interferómetro consistente en dos redes  $G_1$  y  $G_2$  iluminadas por una fuente lineal  $S$ , donde  $\theta$  es el ángulo de incidencia,  $F_j$  ( $j=0,1,2$ ) son filtros neutros;  $O$  es un objetivo de microscopio;  $\Pi$  es el plano de localización de las franjas y  $\Pi'$  es el plano de observación.

fuentes  $S$  (lo veremos en el capítulo IV) que , dependiendo de la necesidad podían ser enfocadas sobre el plano de registro mediante una lente  $L$  . La luz emergente de la misma incidía sobre la red  $G_1$  y los haces luminosos difractados por ella correspondientes a los órdenes  $n = 1, 0, -1$  arribaban a  $G_2$  . Esta última red se encontraba montada sobre un microposicionador , el cual permitía desplazar a la misma en forma perpendicular al eje  $z$  . Los haces difractados por  $G_2$  que seguían la trayectoria  $n = 1, m = -1$  ;  $n = 0, m = 0$  ;  $n = -1, m = 1$  se superponían sobre el plano  $\Pi$  luego de pasar por el correspondiente filtro neutro  $F_j$  ( $j = 1, 0, 2$ ) . La distancia entre  $G_1$  y  $G_2$  ( $l_1$ ) así como la distancia entre  $G_2$  y el plano  $\Pi$  ( $l_2$ ) se eligieron  $l_1 \cong l_2 \cong 38.5 \text{ cm}$  .

Tal como dijimos , en esta primera experiencia solo se buscó mostrar la capacidad de este tipo de interferómetro para generar perfiles asimétricos . En consecuencia , y con el propósito de lograr un control más rápido y sencillo sobre la asimetría del perfil , se prefirió realizar una ampliación del diagrama de interferencia . Para ello se utilizó un objetivo de microscopio  $O$  que enfocaba las franjas de interferencia localizadas en  $\Pi$  sobre una pantalla  $\Pi'$  con un aumento de aproximadamente  $200 \times$  . El objetivo  $O$  se ubicó sobre otro microposicionador que permitía de este modo controlar su movimiento a lo largo del eje  $z$  (ver figura 13).

La distancia de  $\Pi$  a  $\Pi'$  , así como la frecuencia espacial de las redes , se eligió de manera tal que el diagrama de interferencia en  $\Pi'$  fuera comodamente visible a ojo desnudo .

Sobre dicho plano se registró el perfil asimétrico en una placa fotográfica .

Para controlar los desplazamientos de la red  $G_2$  y del objetivo  $O$  se utilizaron microposicionadores Newport Corporation modelos 420 y 430 .

Luego de esta descripción global del interferómetro analicemos individualmente las características de los principales elementos constitutivos .

### III.1.1 - Construcción de los filtros neutros

Los filtros neutros  $F_j$  se contruyeron depositando aluminio por evaporación sobre un sustrato de vidrio . Este método es simple tanto en su mecanismo como en su aplicación práctica . Se calienta un trozo pequeño del metal a evaporar en un alto vacío , hasta que su tensión de vapor sea de  $10^{-2}$  mm de Hg , o mayor , con lo cual emite rayos moleculares en todas direcciones .

El vacío necesario para llevar a cabo el proceso es tal que el camino libre medio de las moléculas es mayor que el diámetro del recipiente donde se hace vacío . Por esta razón los rayos moleculares se propagan desde su fuente sin ningún obstáculo hasta que chocan con las paredes del recipiente ó con algún objeto dentro de él . La superficie a espejar se expone a dichos rayos moleculares , condensándose sobre la misma una película metálica que tiene la característica que presenta , aparentemente , el mismo grado de pulido que el

vidrio y por lo tanto no requiere de un pulido posterior

El dispositivo empleado para esta técnica de espejado constaba en esencia de una campana de vidrio donde se realizaba la operación evacuada por una bomba difusora de aceite y en serie con esta una bomba mecánica .

Para evaporar el aluminio empleamos un filamento de tungsteno calentado electricamente Las características geométricas de dicho filamento así como su ubicación con respecto a la superficie a espejar , deben ser las adecuadas como para obtener sobre esta la distribución deseada .

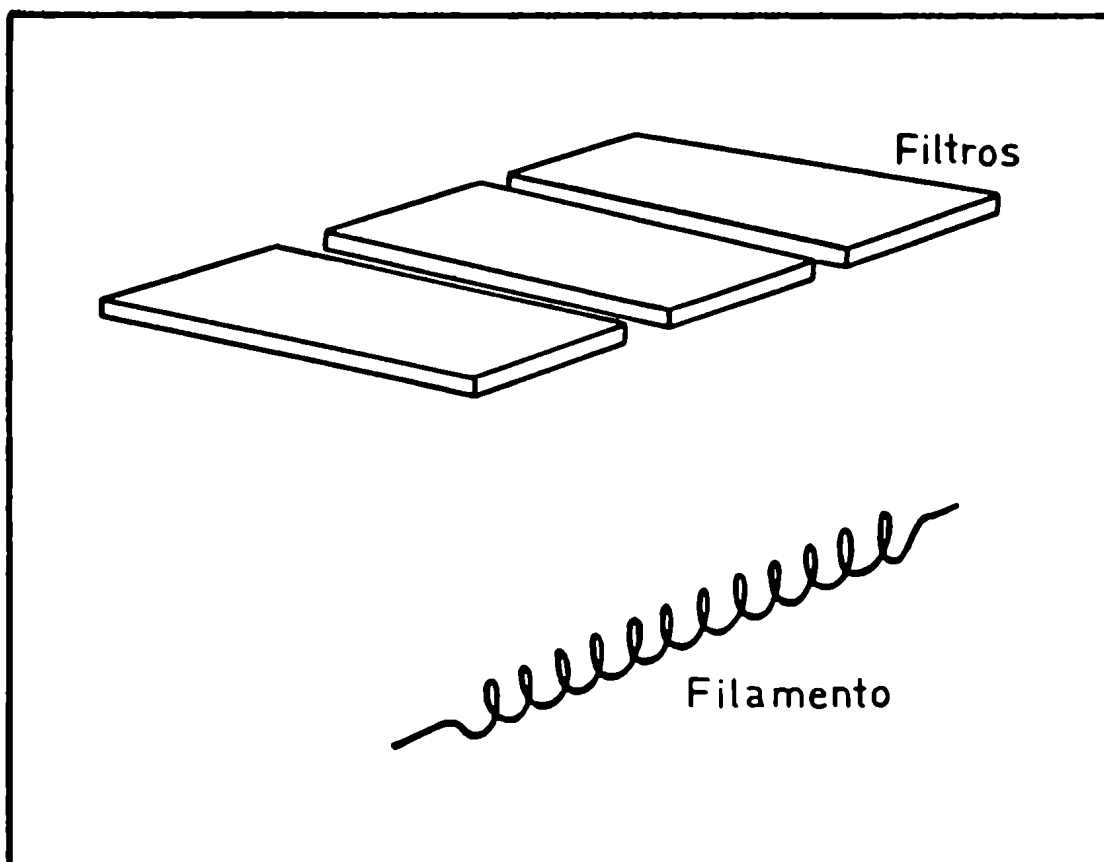


Figura 14 - Disposición geométrica del filamento y los vidrios en el proceso de evaporación para obtener filtros neutros de transmisión variable .

En nuestro caso se buscó que los filtros tuvieran una transmisión variable para facilitar el ajuste de la intensidad de cada haz. Así pues, las placas de vidrio se ubicaron de manera tal que el filamento se encontrara aproximadamente en un extremo y no muy alejado de las mismas (ver figura 14). Con esta disposición la transmisión de los filtros variaba en forma aproximadamente gaussiana.

### III.1.2 - Construcción de las redes intermedias

Las redes  $G_1$  y  $G_2$  no eran del tipo comercial, sino que se las sintetizó holográficamente (interferencia de dos haces planos). Se empleó para ello la disposición experimental esquematizada en la figura 15. El diagrama de interferencia fue registrado sobre placas holográficas Agfa - Gevaert 8E75 eligiéndose para  $G_1$  una frecuencia espacial de 74 líneas/mm y para  $G_2$  una de 148 líneas/mm.

Como sabemos la eficiencia (relación entre la intensidad difractada en el primer orden y la intensidad incidente) de un holograma de absorción apenas alcanza el 4%, lo que no lo hace apropiado para nuestros propósitos. Sin embargo un holograma de este tipo puede ser convertido en un holograma de fase mediante un proceso de blanqueo aumentando de esta forma su eficiencia.

Existen básicamente dos tipos de blanqueo. Los denominados de rehalogenación o directos y los solventes o inversos.





Este último método brinda imágenes de mejor calidad en el caso de hologramas de objetos extensos<sup>(15)</sup> pero para nuestra experiencia (interferencia de luz proveniente de dos fuentes puntuales) ambos métodos dan resultados similares .

Vamos a describir entonces el método de blanqueo directo que fue el utilizado por nosotros . Dentro del mismo podemos encontrar dos técnicas diferentes una es la que convierte la variación de transmisión de la placa en una variación de espesor de la gelatina<sup>(16)</sup>; la otra convierte dicha diferencia de transmisión en una variación del índice de refracción

En un holograma blanqueado generalmente están presentes ambos procesos aunque el efecto de la variación de espesor disminuye sustancialmente para frecuencias mayores que 100 líneas/mm . Para frecuencias menores el efecto predominante dependerá de las drogas empleadas.

Un proceso típico de blanqueo por rehalogenación se esquematiza en la figura 16 . En el mismo una vez que la placa holográfica se halla revelada y fijada , se blanquea con una solución que convierte la plata metálica en una sal transparente e insoluble cuyo índice de refracción es significativamente mayor que el de la gelatina . El valor de dicho índice depende del agente utilizado como blanqueador y por lo tanto este último determinará en cierta forma la eficiencia del holograma

Existe una gran variedad de compuestos aptos para realizar un blanqueo directo<sup>(17,18)</sup>, de los cuales algunos

permiten alcanzar una eficiencia del 70 % . Estos últimos no resultan apropiados para nuestro caso debido a la baja intensidad que presenta el orden cero de difracción

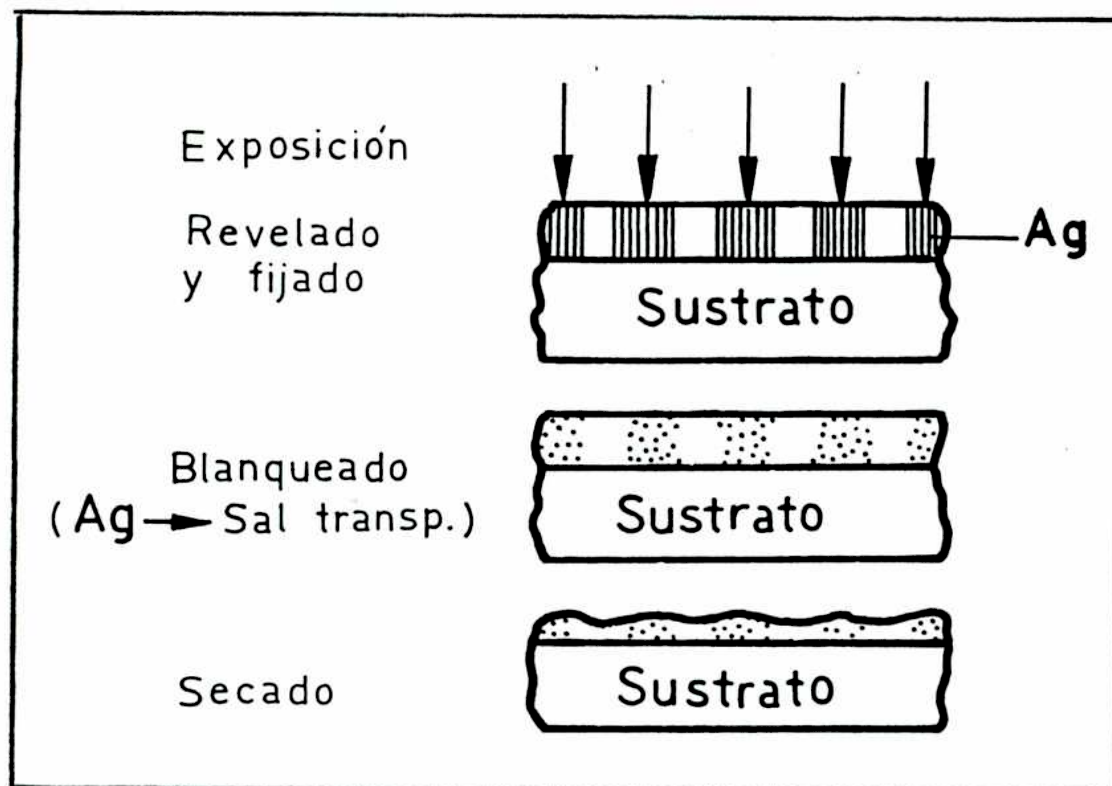


Figura 16 - Esquema de una sección transversal de la emulsión en el proceso de blanqueo por rehalogenación .

El agente blanqueador elegido por nosotros fue el ferrocianuro de potasio ( $K_3Fe(CN)_6$ ) pues él produce hologramas relativamente estables (no todos los compuestos lo logran) y que proporcionan una distribución de luz adecuada en los órdenes difractados .

Una forma sencilla para blanquear un holograma utilizando este agente es el siguiente <sup>(19)</sup>:

- 1) Revelado : Agitar la placa 5 min. en revelador Kodak D-76 y continuar con 30 seg. de lavado en agua .
- 2) Fijado Agitar la placa 5 min. en Kodak Rapid Fixer y continuar con 30 seg. de lavado en agua .
- 3) Eliminación del fijador 1 1/2 min. en Kodak Hypo Clearing
- 4) Lavado : 5 min. en agua corriente .
- 5) Remoción del sensibilizador 5 min. en metanol. Continuar con 1 min. de lavado en agua
- 6) Blanqueado : 3 min. en solución acuosa de  $K_3Fe(CN)_6$  al 5 %
- 7) Lavado : 5 min. en agua corriente
- 8) Absorción del agua Agitar la placa en alcohol desnaturalizado durante 1 1/2 min y luego en isopropanol 1 1/2 min
- 9) Secado Sacar la placa del isopropanol e inmediatamente secarlo con un chorro de aire

El proceso descrito fue el utilizado por nosotros en esta primera etapa. Las placas holográficas fueron expuestas al diagrama de franjas sinusoidales de interferencia de modo que presentaran una densidad óptica antes del blanqueado de aproximadamente 4. Luego del blanqueado se midieron para ambas redes los siguientes parámetros

- a) La eficiencia o rendimiento difraccional  $\eta$ , definido como la relación entre las intensidades de la onda difractada en el primer orden  $I_{+1}$ , y la incidente  $I_i$

$$\eta = I_{+1} / I_i \times 100$$

Los valores hallados fueron : para  $G_1$  (74 líneas/mm) 11.6 % y para  $G_2$  (148 líneas/mm) 12.4 %

b) La relación  $\beta$  entre las intensidades transmitida y difractada

$$\beta = I_0 / I_{+1}$$

Encontrándose los valores 1.6 para  $G_1$  y 0.3 para  $G_2$

Debido a la baja intensidad del orden cero difractado por  $G_2$ , fue necesario eliminar la emulsión fotográfica en la zona correspondiente a dicho orden a fin de lograr un buen ajuste de las intensidades de los haces empleados en el interferómetro para sintetizar el perfil asimétrico (ver figura 13)

### III.1.3 Inconvenientes del sistema interferométrico

El sistema interferométrico aquí descripto presentaba en principio dos inconvenientes ; el primero era que no permitía controlar el paralelismo entre los surcos de  $G_1$  y los de  $G_2$  (en el capítulo IV se verá la importancia de este ajuste) El segundo era la falta de homogeneidad en los elementos ópticos intervinientes Esto es los filtros no proporcionaban las intensidades adecuadas sobre toda la sección del haz luminoso ya que su transmisión no era uniforme sobre ella Por otra parte las fases de los haces tampoco eran constantes sobre toda la sección del haz pues la variación de espesor de los filtros y de las redes (tanto del

sustrato como de la gelatina) introducían desfasajes espúreos

### III.2 - DESCRIPCIÓN DEL INTERFEROMETRO 2

En la sección anterior hemos analizado los inconvenientes del sistema interferométrico utilizado en la primera experiencia. Vamos ahora a describir el nuevo dispositivo en el que se han rediseñado los elementos que introducían los problemas anteriormente mencionados. Presentaremos además el sistema de detección necesario para llevar a cabo los objetivos de esta segunda etapa.

El interferómetro utilizado en esta ocasión se esquematiza en la figura 17. Como iluminación del mismo se eligió una fuente monocromática  $S$  espacialmente incoherente. Se empleó para ello un laser polarizado de He - Ne ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) de 7 mW cuyo haz se hizo incidir sobre una pantalla difusora rotante. La luz emergente de la misma era focalizada sobre la red  $G_2$  mediante la lente  $L$ . A continuación de dicha lente se hallaba la red  $G_1$  montada sobre un posicionador que permitía rotar la red hasta conseguir que los surcos de la  $G_1$  fuesen paralelos a los de la red  $G_2$ .

Los haces luminosos difractados por  $G_1$  y correspondientes a los órdenes  $n = 1, 0, -1$  eran atenuados convenientemente por el filtro  $F_1$  y arribaban posteriormente a la red  $G_2$ . Los haces emergentes de  $G_2$ , utilizados para realizar la síntesis, luego de pasar a través de un segundo

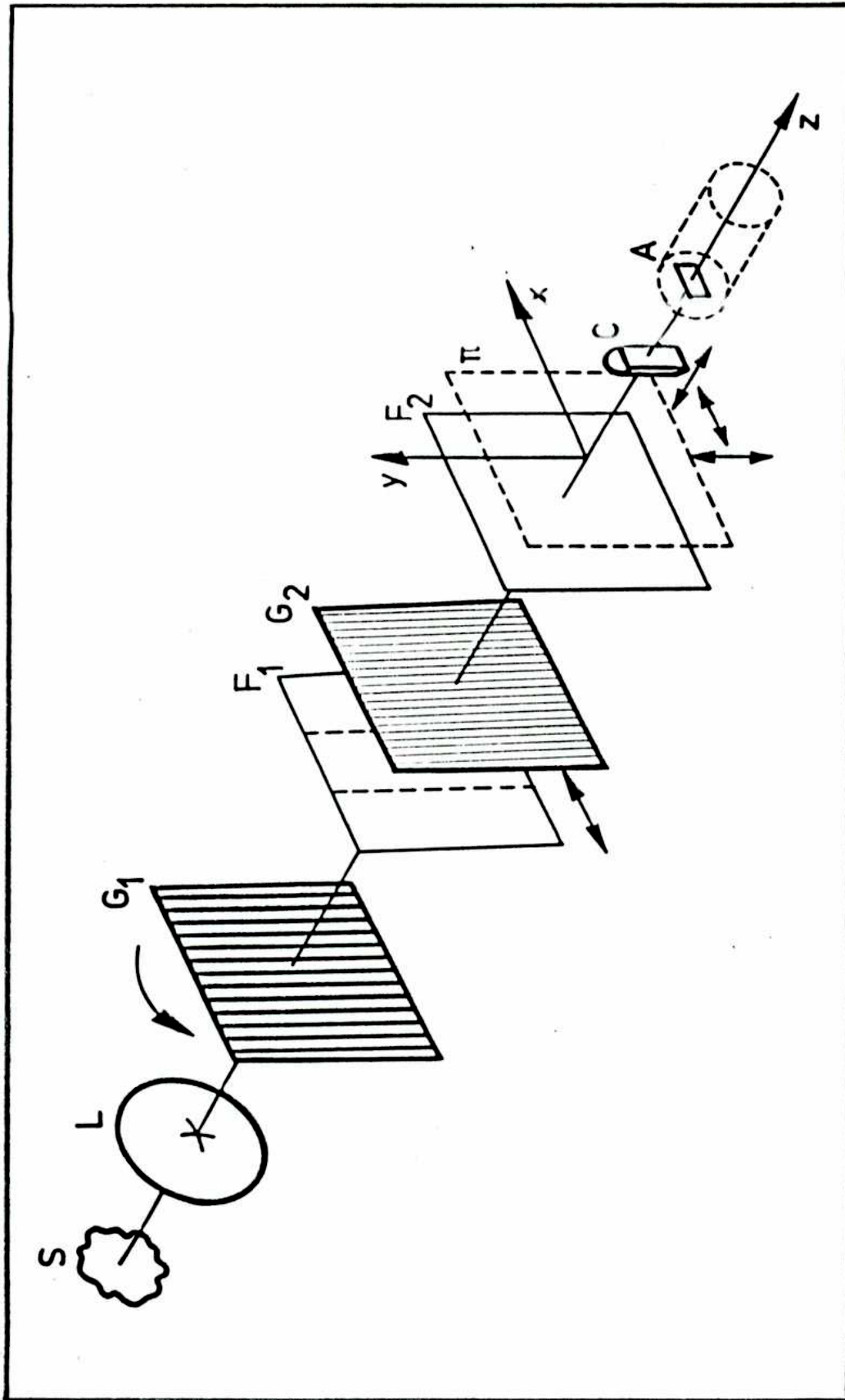


Figura 17 - Esquema del interferómetro utilizado en nuestro laboratorio. La red  $G_1$  puede rotar sobre su plano y  $G_2$  puede desplazarse perpendicularmente al eje  $z$ .  $F_1$  y  $F_2$  son filtros neutros y  $\pi$  es el plato que enfoca la lente cilíndrica  $C$ ,  $A$  es el detector de fotodiodos.

filtro  $F_2$  se superponían sobre el plano de registro  $\Pi$  .

El diagrama de interferencia así obtenido era ampliado por una lente cilíndrica  $C$  que enfocaba las franjas localizadas en  $\Pi$  sobre un detector lineal de fotodiodos  $A$  La red  $G_2$  se encontraba (de igual forma que en el caso anterior) montada sobre un microposicionador capaz de efectuar desplazamientos de la red en forma perpendicular al eje óptico del sistema , posibilitando así el control de la fase relativa entre los haces extremos (  $n = 1, m = -1$  ;  $n = -1, m = 1$  )

La lente  $C$  estaba montada sobre un dispositivo que permitía ; por una parte desplazamientos a lo largo del eje  $z$  pudiéndose controlar de esta forma la fase relativa entre el haz central y los extremos ; por otra desplazamientos en un plano perpendicular al eje  $z$  con lo cual era posible examinar la superficie de localización Para llevar a cabo estos movimientos se utilizaron microposicionadores Newport Corporation modelos LP1 y 430 y los de la red  $G_2$  se controlaron con uno modelo 420 El ajuste del paralelismo entre los surcos de ambas redes se efectuó con un posicionador de giro modelo 470-A1 y para los filtros neutros se emplearon monturas modelo GM2 .

Fotografías del sistema interferométrico pueden observarse en la figura 18

Vamos a describir ahora los elementos ópticos que fueron rediseñados , así como el sistema de detección



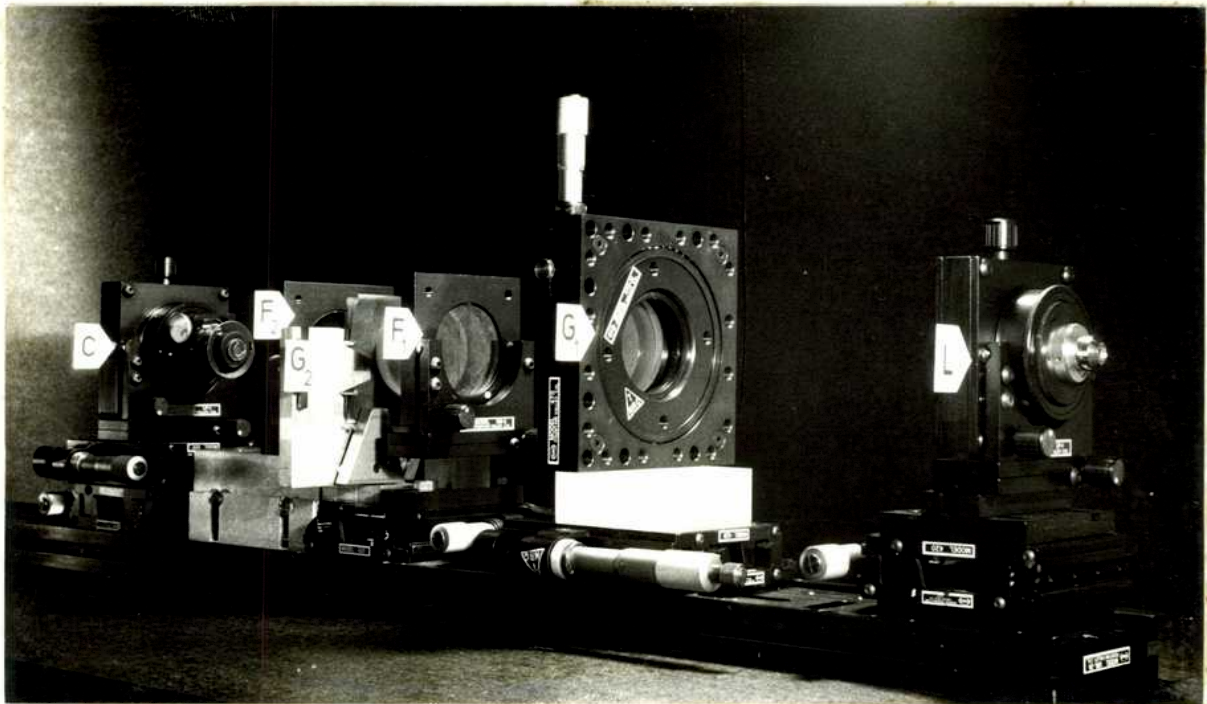
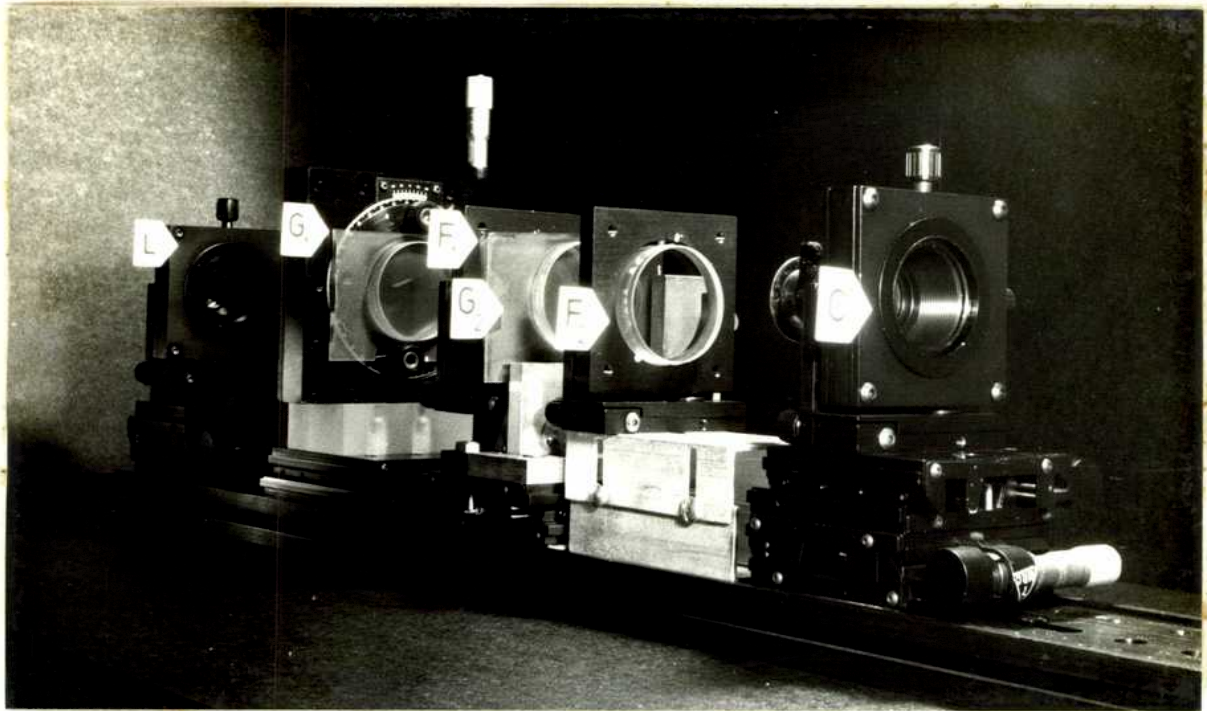


Figura 18 - Fotografías del interferómetro construido para esta experiencia .

### III.2.1 - Construcción de los filtros neutros

Para la construcción del sistema de filtros neutros  $F_1$  y  $F_2$  se tuvo en cuenta que el mismo debía permitir obtener una intensidad variable para cada haz luminoso, pero a la vez homogénea en toda su sección. Así pues, se decidió fabricar  $F_1$  y  $F_2$  con polaroids. Esto es, si tenemos una fuente polarizada  $S$ , un polaroid ( $F_1$ ) para cada haz y luego otro polaroid ( $F_2$ ) común para todos ellos, es posible regular la intensidad de cada haz luminoso girando su correspondiente polaroid con respecto a los otros dos elementos ( $F_2$  y  $S$ ).

Ahora bien, por otra parte dijimos que era necesario evitar la introducción de fases no deseadas. Para ello se deben cementar los polaroids entre vidrios planos a fin de corregir las irregularidades propias de su espesor. Dicho proceso se realizó entre vidrios planos a una franja en 5 cm de diámetro utilizándose como contacto óptico bálsamo de Canadá.

Cabe destacar que en vez de emplear un filtro para cada haz se prefirió construir un único filtro  $F_1$  compuesto por tres zonas con distintas orientaciones de polarización que fueron cementadas entre dos vidrios planos (ver figura 19). Esto se realizó a fin de evitar los problemas que introduciría el no paralelismo entre las caras de dichos vidrios en caso de emplear un conjunto de dos de ellos para cada haz. De esta forma si bien no se podía corregir separadamente la intensidad de cada uno de ellos era

posible obtener las intensidades relativas adecuadas mediante un cálculo previo de la orientación del eje de polarización de cada zona de  $F_1$  de acuerdo a la intensidad incidente sobre ella , pudiéndose después realizar un ajuste fino mediante pequeñas rotaciones

El sistema fuente polarizada- $F_1$ - $F_2$  permitió obtener experimentalmente la relación de intensidades buscada dentro de un error del 0.05 %

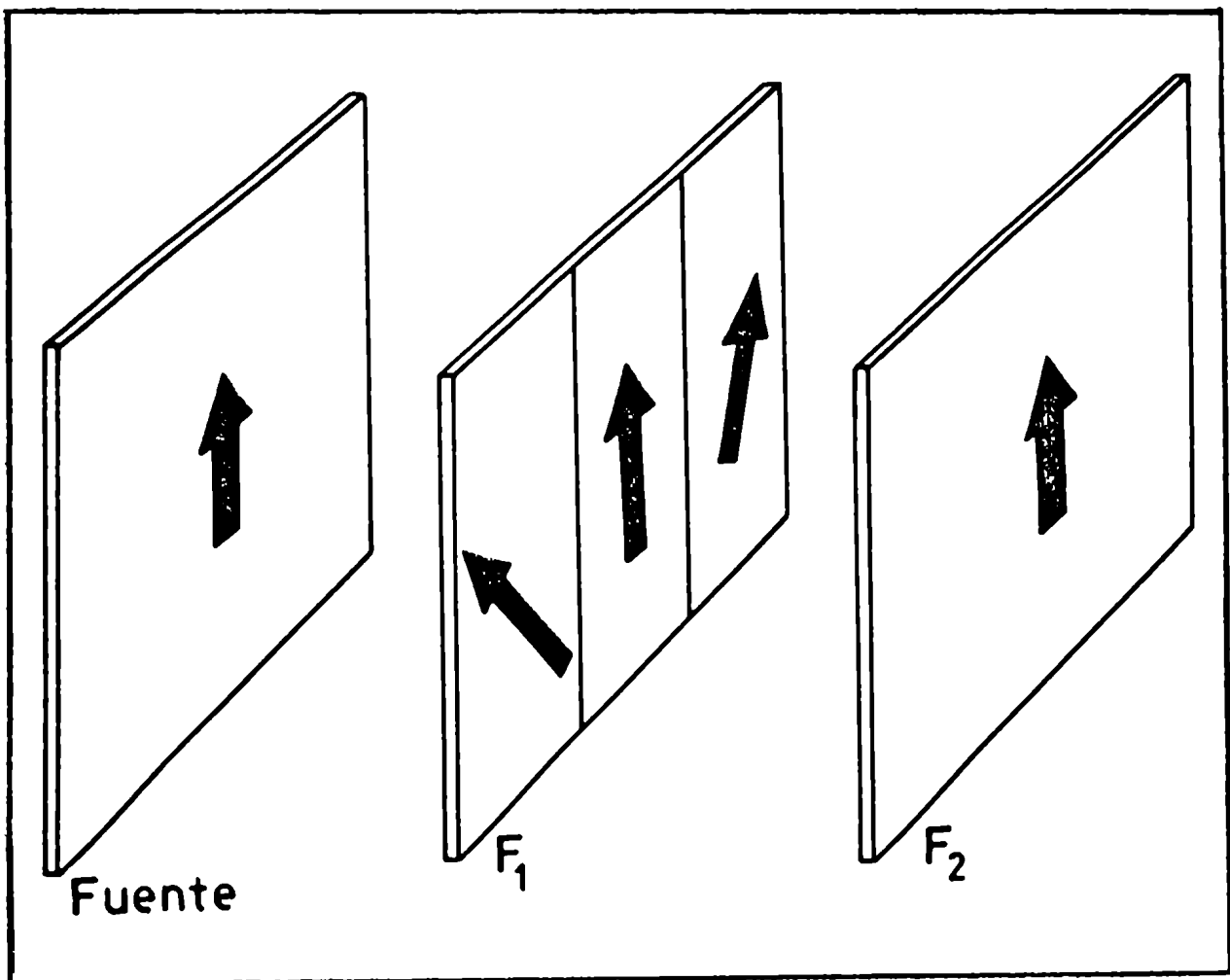


Figura 10 - Diagrama de las direcciones de polarización de la fuente y de los filtros neutros  $F_1$  y  $F_2$

### III.2.2 - Construcción de las redes intermedias

En esta etapa se comenzó por analizar distintos materiales fotográficos con el fin de obtener las redes de transmisión adecuadas. Se estudió inicialmente la posibilidad de construirlas en gelatinas dicromatadas. Para ello se llevaron a cabo distintas experiencias con resultados regulares (baja eficiencia) ya que no se poseían las placas ni el laser apropiado para sintetizar las mismas. Sin embargo pudo comprobarse que este material fotosensible no resultaba el ideal para nuestro propósito ya que presentaba el inconveniente de que la estructura periódica perdía su efecto difractante al cementarse las redes entre vidrios planos. Esto ocurría debido a que los cementos ópticos de los que disponíamos poseían un índice de refracción similar al de la gelatina.

Como ya lo hemos mencionado, el proceso de cementado resultaba necesario para corregir las irregularidades propias del espesor de la gelatina y del sustrato. Por otra parte en este caso particular dicho proceso es imprescindible para evitar que la humedad ambiente degrade la gelatina dicromatada.

Se decidió entonces realizar nuevamente las redes a partir de placas holográficas sometidas a un blanqueado. El proceso empleado en esta ocasión es el siguiente<sup>(20)</sup>:

1) Revelado con D-19 durante 4 min. a 20° C

- 2) Baño de paro 30 - 60 seg.
- 3) Fijado con F-5 durante 3 min.
- 4) Lavado en agua corriente 10 min.
- 5) Blanqueo tiempo necesario + 1 min.
- 6) Lavado en agua corriente 5 min.
- 7) Foto Flow 1/200

Las fórmulas de los baños son las siguientes

#### F-5

Tiosulfato sódico	240 gr.
Sulfito sódico anhidro	15 gr.
Acido acético al 28 % *	48 cc.
Acido bórico cristalizado	7.5 gr.
Alumbre potásico	15 gr.
Agua destilada hasta	1 l

#### Blanqueo

Ferricianuro potásico	8 gr.
Bromuro potásico	7 gr.
Agua destilada hasta	1 l

\* El ácido acético al 28 % se prepara con 11 partes de agua destilada y 3 de ácido acético .

Para construir las redes G<sub>1</sub> y G<sub>2</sub> se emplearon placas holográficas BE75 de Agfa - Gevaert Las mismas fueron

expuestas a un diagrama de interferencia de perfil sinusoidal de frecuencia espacial 200 líneas/mm y 400 líneas/mm respectivamente. Se utilizó para ello una disposición similar a la esquematizada en la figura 15. Dichas redes antes del blanqueo poseían una densidad óptica de valor 6. Después de aplicar este proceso fueron cementadas entre vidrios planos de iguales características que los empleados en la construcción de los filtros neutros. En esta ocasión se utilizó como contacto óptico Loctite 353 U.V. La eficiencia difraccional y el parámetro  $\beta$  de ambas redes fueron medidos antes y después del cementado, obteniéndose los siguientes valores:

Para $G_1$ antes del cementado :	$\eta = 8 \%$	$\beta = 1.4$
Para $G_1$ después del cementado :	$\eta = 12 \%$	$\beta = 1$
Para $G_2$ antes del cementado :	$\eta = 12 \%$	$\beta = 1.2$
Para $G_2$ después del cementado :	$\eta = 15 \%$	$\beta = 1$

Surge de las mediciones realizadas que el proceso de cementado produce una redistribución de la luz dado que de los dos efectos de difracción, por cambio de índice y por cambio de espesor, solo el primero subsiste. El aumento de la eficiencia se debe principalmente a que la luz que era difractada originalmente en órdenes superiores ahora es enviada a los órdenes +1 y -1. Por otra parte es notoria la disminución de luz difundida.

Estas mediciones así como las efectuadas en la sección

III.1.2 se realizaron empleando un fotómetro digital Tektronix J-16

### III.2.3 Dispositivo de detección

El sistema que permitía visualizar la forma del perfil de exposición , esto es la distribución de intensidades sobre el plano de registro  $\Pi$  , estaba constituido por una lente cilíndrica  $C$  que como dijimos anteriormente ampliaba el diagrama de interferencia focalizándolo sobre un detector de fotodiodos

La serie lineal de fotodiodos de barrido automático (self-scanned linear photodiode array) RL1024S producida por la compañía EG&G Reticon , es un circuito integrado en gran escala que está fabricado sobre un único cristal monolítico de silicio <sup>(24)</sup>. El dispositivo consiste en una fila de 1024 elementos sensores ubicados con un espaciado centro a centro de  $25 \mu\text{m}$  a lo largo de un circuito adaptado para una lectura secuencial de los mismos (ver figura 20) Las dimensiones del área fotosensible son de 2.5 mm de alto por 25.6 mm de ancho con una densidad de 40 fotodiodos por milímetro. Basicamente el detector está constituido por barras tipo  $p$  difundidas en un sustrato de silicio tipo  $n$ . La distancia entre centro y centro de los diodos determina la resolución en la dirección de muestreo .

La luz incidente sobre el área fotosensible genera una carga que es colectada y almacenada en las barras tipo  $p$

durante el período de integración . Luego las mismas son secuencialmente descargadas a una línea de video para su lectura posterior .

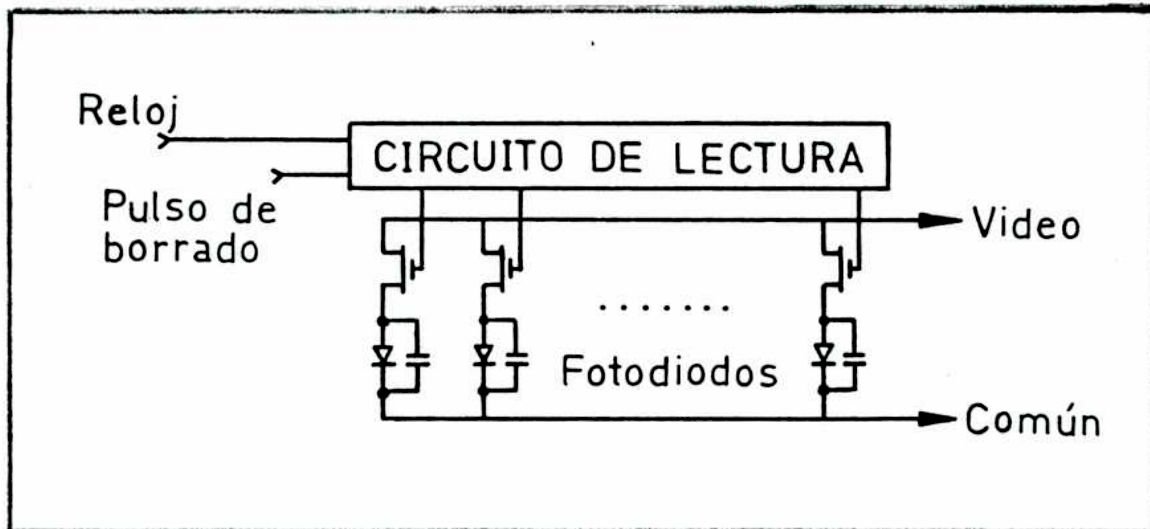


Figura 20 - Diagrama simplificado del circuito equivalente de un detector de fotodiodos

Tanto el sustrato como las barras son fotosensitivas . La luz incidente en una de las regiones  $p$  generará una carga que es almacenada en ese diodo . La carga generada por la luz incidente sobre una superficie tipo  $n$  se dividirá entre los diodos adyacentes produciendo la función respuesta idealizada de la figura 21 .

La eficiencia cuántica de los fotodiodos alcanza el 80 % En la figura 22 se grafica la respuesta de los mismos en función de : a) la exposición recibida ; b) la longitud de onda de la luz incidente .

La lectura secuencial de los fotodiodos es regulada por medio de un reloj el cual también produce un pulso periódico



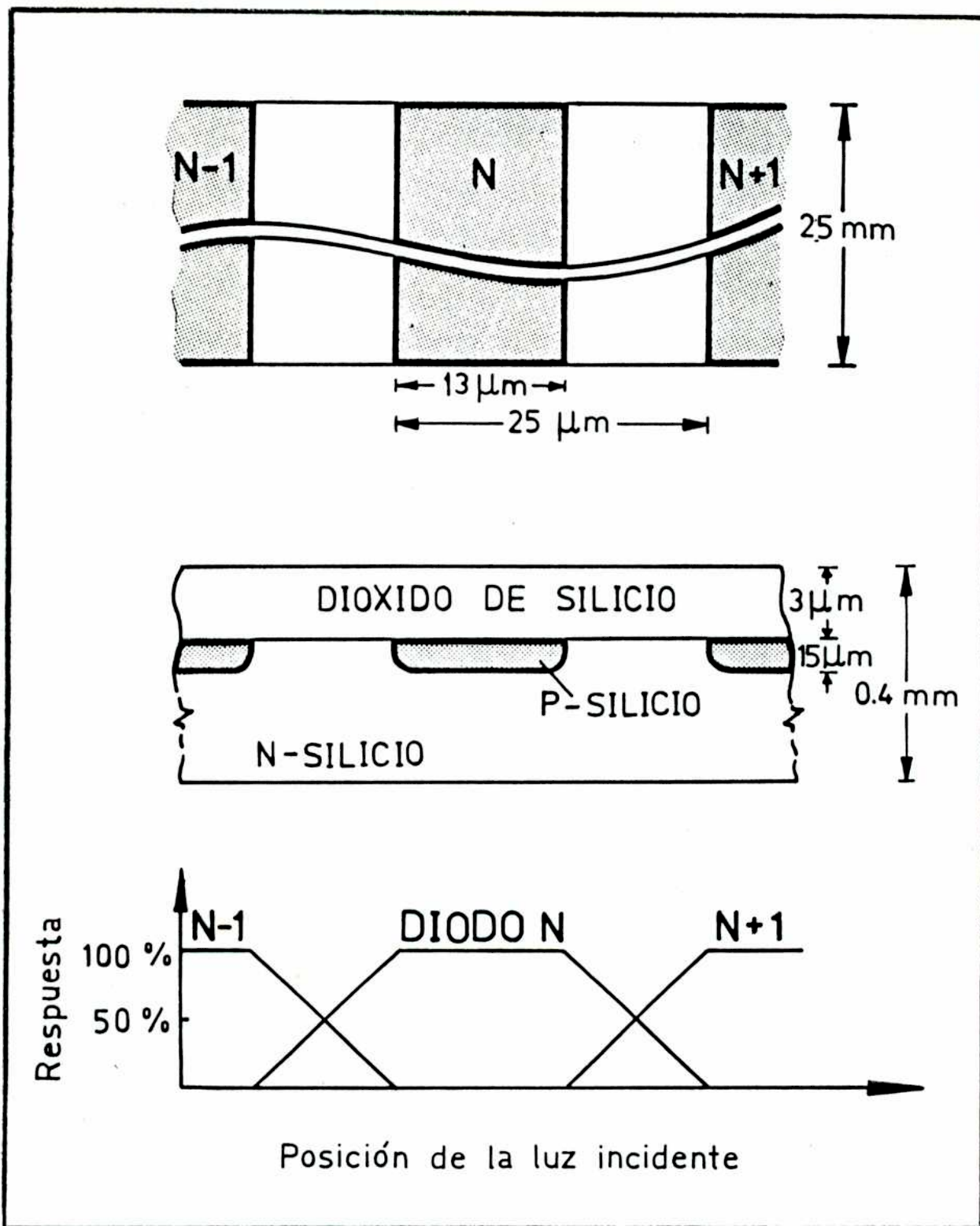


Figura 21 - Geometría del sensor (diodo) y su función respuesta idealizada .

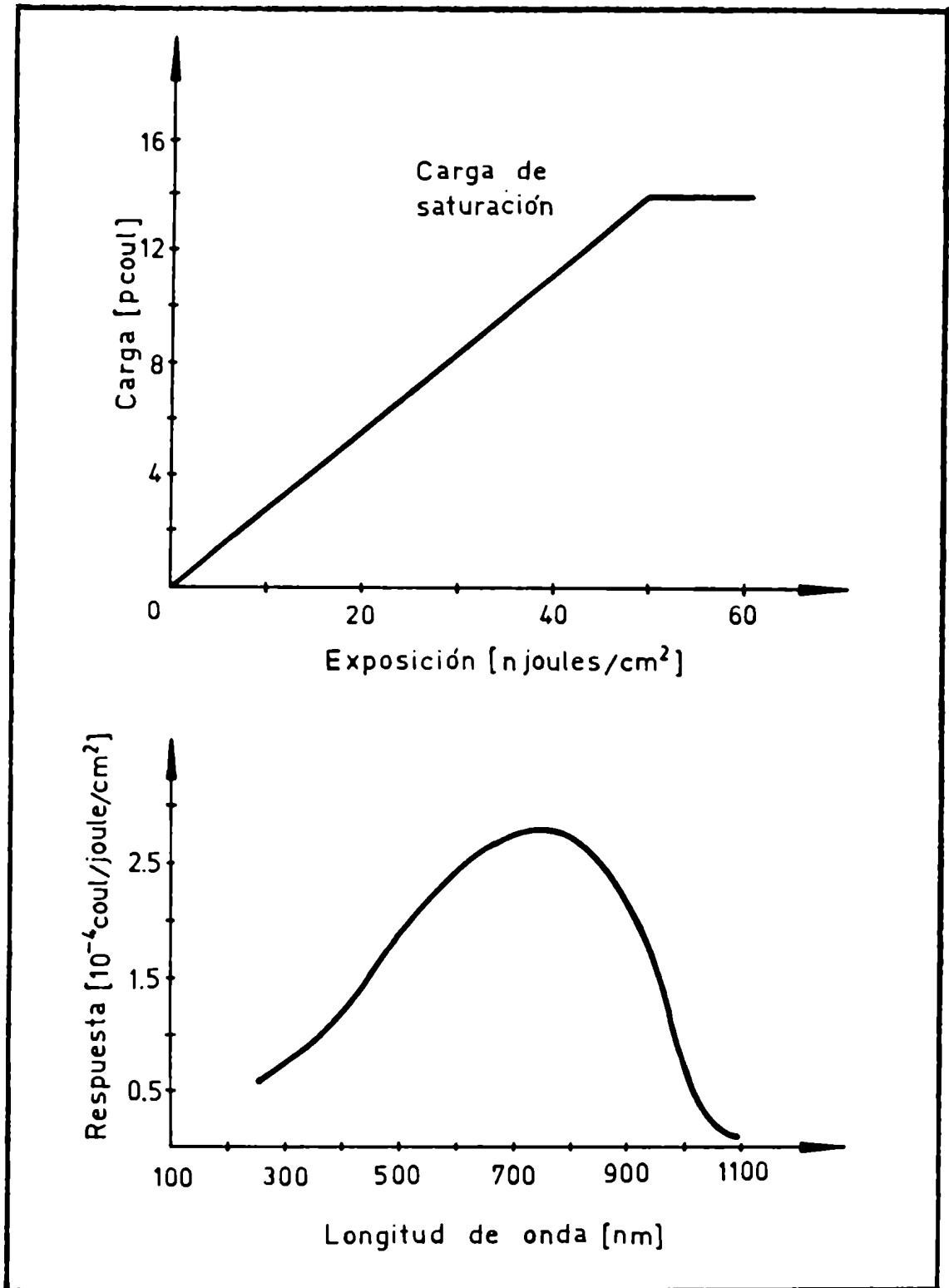


Figura 22 - a) Señal emitida versus la exposición recibida para un detector RL1024S iluminado con una longitud de onda  $\lambda = 7500 \text{ \AA}$   
 b) Respuesta espectral típica del detector

de borrado antes de iniciar cada lectura. El intervalo de tiempo entre dos pulsos de borrado se denomina período de integración. el mismo puede regularse entre 64  $\mu$ seg y 0.3 seg a temperatura ambiente, siendo necesario refrigerar el sistema para exposiciones de mayor tiempo.

La señal de salida obtenida a partir del barrido de los 1024 elementos consiste en un tren de 1024 pulsos cuya carga es proporcional a la intensidad de luz que llegó sobre cada fotodiodo.

La figura 23 muestra un diagrama en bloque del sistema de detección y procesado de datos. A partir de la misma vemos que la serie de pulsos analógicos puede observarse en tiempo real mediante una pantalla de osciloscopio ó bien procesarse en un conversor analógico - digital de 8 bits (resolución digital 256 niveles). A la salida de este último los datos, ahora digitalizados, son almacenados en una memoria de 1 Kbyte de capacidad para luego ser elaborados mediante la computadora.

Una fotografía del cabezal de detección puede observarse en la figura 24.

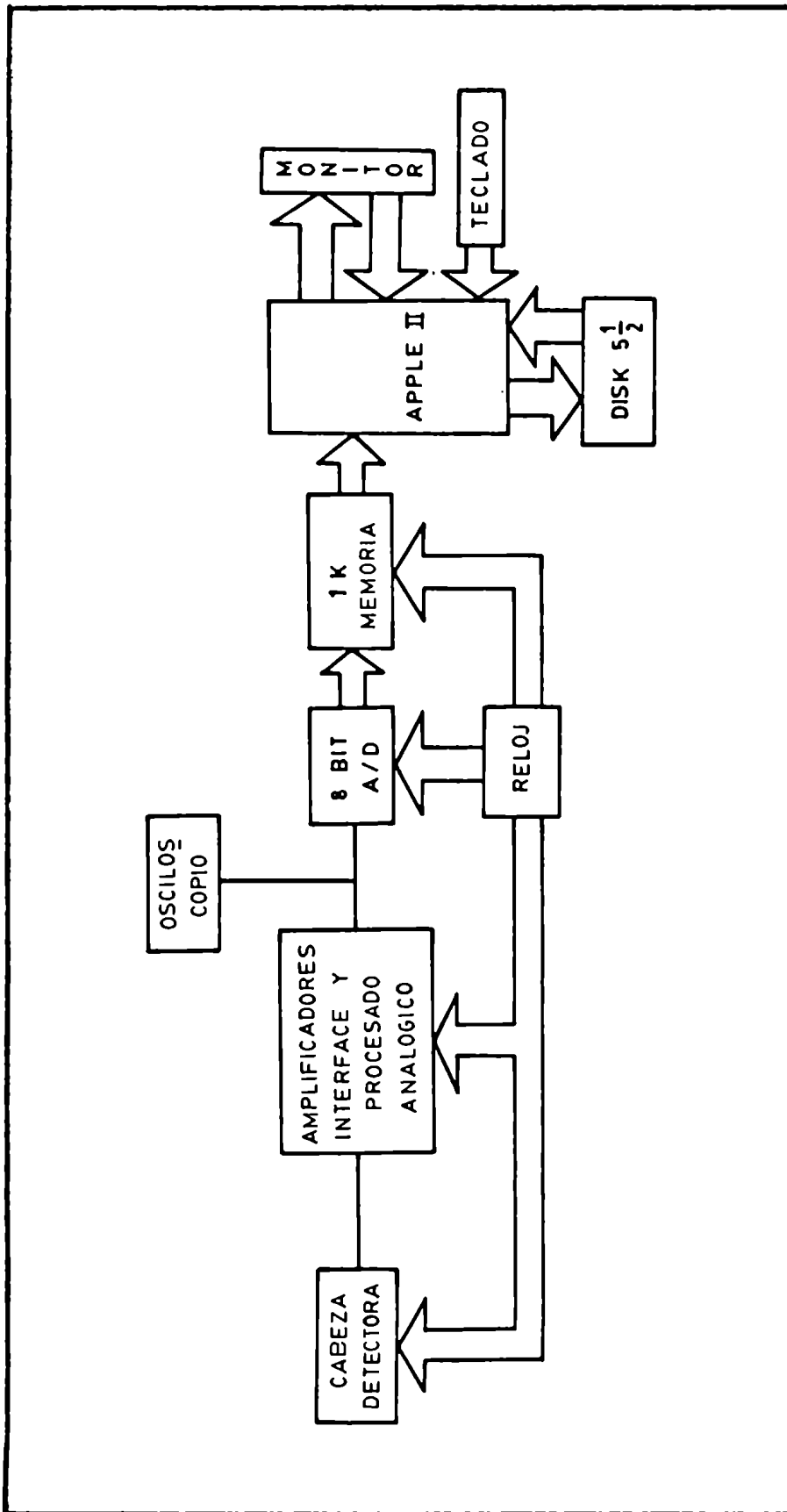


Figura 29 - Diagrama en bloque del sistema de detección y elaboración de datos .

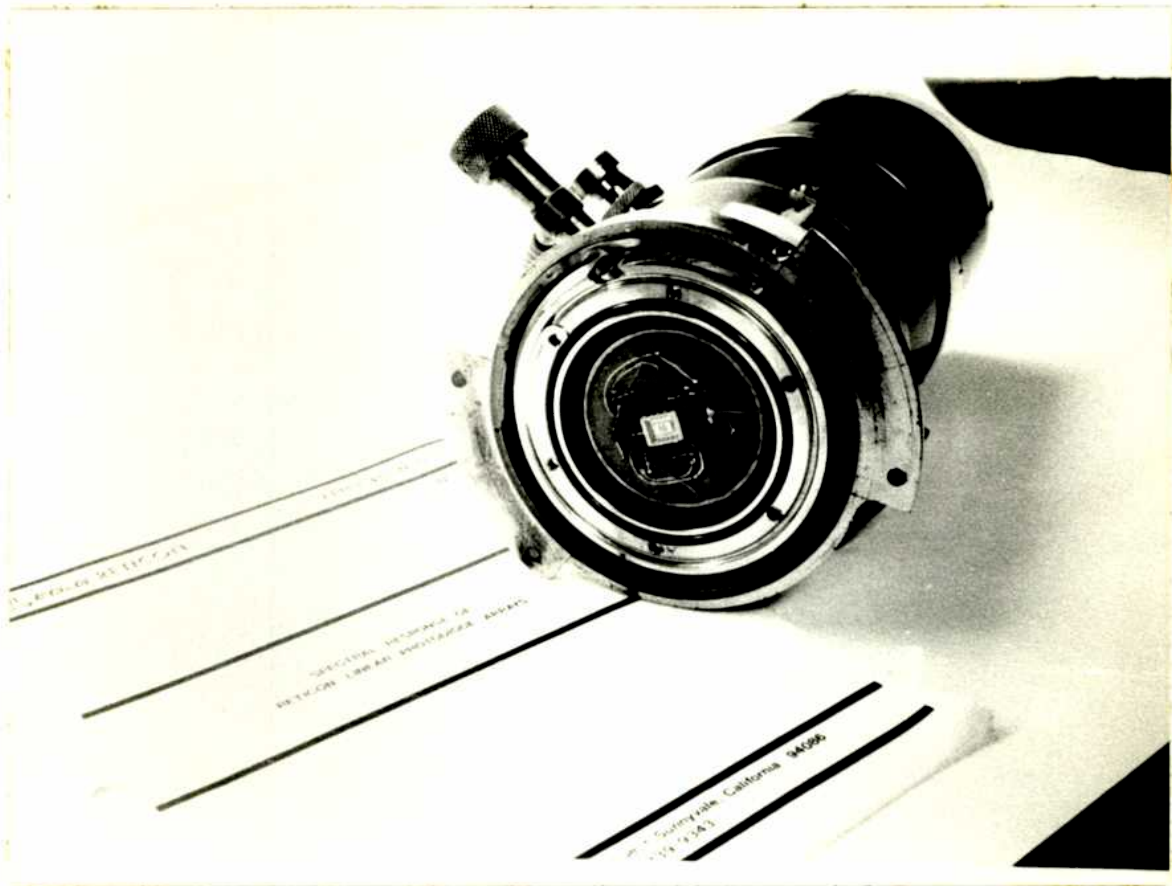


Figura 24 - Fotografía del cabezal de detección dentro del cual se halla el integrado de fotodiodos .

### III.2.4 - Inconvenientes del sistema interferométrico

En la sección III.1.3 analizamos los inconvenientes que presentaba el interferómetro utilizado en la primera experiencia. El problema relacionado con la imposibilidad de controlar el paralelismo entre los surcos de las redes  $G_1$  y  $G_2$  fue superado con este nuevo sistema interferométrico al montar la red  $G_1$  sobre un microposicionador que permitía rotarla sobre su plano (ver los resultados en el capítulo IV). En lo que respecta a la falta de homogeneidad de los elementos ópticos, este inconveniente fue solucionado a medias. Esto es, se logró que los filtros proporcionaran una intensidad homogénea y con el valor apropiado en toda la sección del haz. Sin embargo el problema ocasionado por la introducción de fases espúreas debidas a la variación de espesor de las placas holográficas así como de los polaroids si bien logramos disminuirlo, no fue enteramente resuelto.

En el proceso de cementado de los filtros y de las redes entre vidrios planos, se introducen tensiones internas que deben minimizarse controlando por ejemplo los gradientes de temperatura durante dicha tarea. A este efecto debe sumarse el proveniente de un ajuste incorrecto de los índices de refracción correspondientes al elemento óptico a cementar y al material utilizado para ello. En el caso de los filtros neutros no se obtuvo un buen resultado pues se empleó bálsamo de Canadá como medio de contacto. El índice de refracción del mismo es bastante mayor que el del polaroid por lo tanto

este resultado era previsible ; pero no se disponía de otro cemento que permitiera salvar este obstáculo .

Para las redes en cambio , empleamos Loctite 353 U.V. que posee un índice de refracción adecuado para cementar las placas holográficas .

Un estudio sobre la homogeneidad de estos elementos ópticos se presenta en el apéndice V .





En el comienzo del capítulo anterior dijimos que la implementación experimental del método propuesto para sintetizar perfiles de exposición vía Fourier se dividió en dos etapas. Posteriormente se describió el interferómetro diseñado para cada una de ellas analizándose detalladamente la construcción de los principales elementos del sistema. Vamos a presentar en este capítulo los resultados alcanzados en las experiencias realizadas.

#### IV.1 PRIMERA EXPERIENCIA

Hemos dicho con anterioridad que en esta primera etapa solo se buscó mostrar la capacidad del sistema interferométrico propuesto para sintetizar, vía Fourier, perfiles de exposición asimétricos. Se empleó para ello el dispositivo descrito como interferómetro 1.

La implementación de las amplitudes y las fases adecuadas para los haces emergentes de la red  $G_2$ , se llevó a cabo como sigue:

La intensidad correspondiente al haz  $n = 1, m = -1$  se tomó igual al 58 % de la intensidad del haz central ( $n = 0, m = 0$ ); y la del haz  $n = -1, m = 1$  se eligió del orden del 12 % de la intensidad del haz central. Esto se obtuvo experimentalmente variando los filtros neutros  $F$  hasta que las intensidades resultantes para los tres haces alcanzaran las relaciones adecuadas (las mismas se midieron con un fotómetro digital Tektronix J-16).

Una vez efectuado el anterior ajuste , se procedió a controlar las fases relativas . Para los haces extremos esto se logró a través de desplazamientos de la red  $G_2$  mediante el posicionador sobre el cual estaba montada . Las fases relativas entre los haces extremos y el central se controló variando la posición del plano  $\Pi$  , esto es , desplazando el objetivo  $O$  a lo largo del eje  $z$

Ambos desplazamientos (el de la red  $G_2$  y el del objetivo  $O$ ) se realizaron alternadamente hasta visualizar en la pantalla  $\Pi'$  un perfil marcadamente asimétrico , completándose así el proceso de ajuste

Tres tipos distintos de iluminación fueron empleados en la experiencia

- a) Espacial y temporalmente coherente , para lo cual se empleó un laser de He - Ne ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) de 0.5 mW
- b) Fuente monocromática espacialmente incoherente . Aquí se utilizó un laser del mismo tipo que en a) pero de mayor potencia (5 mW) cuyo haz se hizo incidir sobre una pantalla difusora rotante
- c) Fuente lineal espacialmente incoherente con un cierto ancho espectral . Se usó aquí la línea verde ( $\bar{\lambda} = 5461 \text{ \AA}$ ) de una lámpara de Hg de alta presión (80 W) , la cual fue filtrada mediante un monocromador a prisma

Para el caso b) , inmediatamente después de la pantalla difusora rotante se ubicó un diafragma circular de 2.5 mm de diámetro , focalizándolo sobre el objetivo  $O$  . En el caso c) la ranura de salida del monocromador , cuyo ancho era de

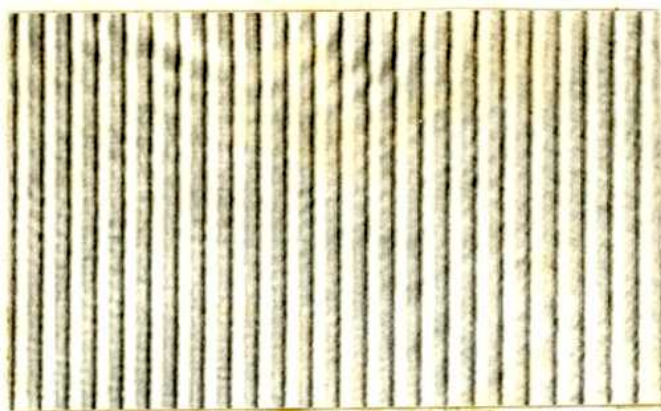
0.5 mm , fue focalizada sobre el objetivo  $O$  .

Las fotos de la figura 25 a) , b) y c) corresponden a los casos a) , b) y c) respectivamente Las mismas fueron registradas en película Kodak Tri-X , y reveladas con Refinal En las tres fotos se puede observar una sucesión de franjas de perfil asimétrico Si bien en la foto b) se ha reducido el speckle respecto de a) , el contraste en la misma es ligeramente inferior

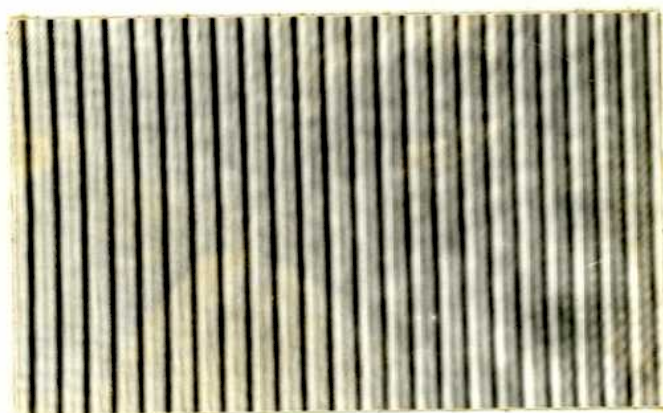
El ruido óptico residual que se observa en la foto c) se debe a imperfecciones de las redes  $G_1$  y  $G_2$  , en los filtros y en el objetivo  $O$  empleado El sistema de franjas registrado en la misma presenta una asimetría menos notoria que en los otros dos casos , lo cual es atribuible al ancho espectral de la fuente aquí empleada Vimos en el capítulo II que dicha asimetría dependía fuertemente del ancho espectral y de la frecuencia espacial de la red a sintetizar Es de esperar que una fuente luminosa de este tipo no resulte apropiada para construir una red de algunos cientos de líneas/mm .

Surge de las fotos presentadas que el interferómetro y el método propuesto para el ajuste de amplitudes y fases permite obtener perfiles asimétricos a pesar de la baja calidad de los elementos ópticos empleados

a



b



c

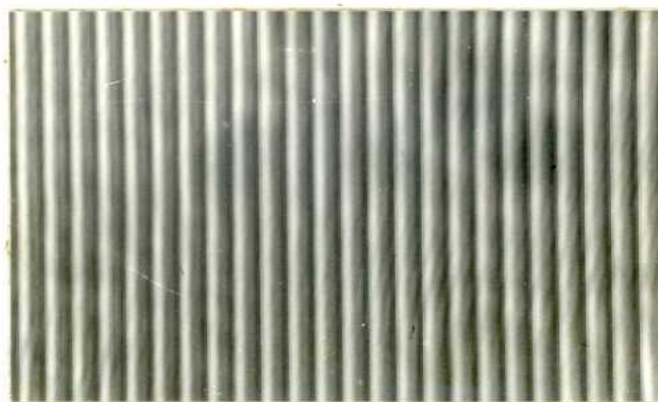


Figura 25 - Franjas de interferencia de perfil asimétrico obtenidas con : a) iluminación laser espacialmente coherente b) iluminación laser incidente sobre un difusor rotante utilizado para romper su coherencia espacial c) lámpara de Hg filtrada ( $\lambda=5461 \text{ \AA}$ )

## IV.2 - SEGUNDA EXPERIENCIA

En esta segunda experiencia , habiendo rediseñado los elementos ópticos que introducían inconvenientes en el sistema interferométrico y mediante el empleo de un detector de fotodiodos de 1024 elementos , se registró la forma exacta del perfil de exposición sintetizado y se implementó un método que permitió visualizar en tiempo real la variación de dicho perfil frente a desajustes del interferómetro .

Tal como lo mencionamos en la sección III.2 , el sistema de detección podía desplazarse a lo largo del eje  $z$  , en consecuencia la lente  $C$  iba enfocando distintos planos perpendiculares a dicho eje y por lo tanto se obtenía en cada uno de ellos franjas de interferencia con distinto perfil de intensidades

La posibilidad de realizar una observación en tiempo real de la variación de estos perfiles a medida que desplazábamos  $C$  nos permitió elegir el plano de localización donde la asimetría de los mismos era la deseada. Una vez hallado dicho plano los datos correspondientes a esa distribución de intensidad fueron digitalizados y archivados en una memoria. Posteriormente ,mediante una computadora era posible analizar ese registro por regiones y con diferentes escalas .

De acuerdo a los resultados teóricos alcanzados en el capítulo II , el plano de localización que contiene franjas con la asimetría apropiada (síntesis del perfil triangular a

partir de dos componentes de Fourier) está ubicado en  $z = 2l + \Delta z$ , donde  $l$  es la distancia de  $G_1$  a  $G_2$  y  $l + \Delta z$  la distancia de  $G_2$  al plano  $\Pi$ . La cantidad  $\Delta z$  vimos que era el pequeño corrimiento que ajustaba la fase relativa entre el haz central y los haces extremos. Los apartamientos de dicho plano los denotamos  $\Delta l$  siendo positivos los corrimientos hacia valores mayores de la coordenada  $z$ .

Los resultados obtenidos para distintas posiciones del plano de registro se hallan graficados en la figura 26.  $I(x)$  es la distribución de intensidad (en unidades arbitrarias) y  $x$  la coordenada sobre dicho plano. La frecuencia espacial de las franjas es de 200 líneas/mm. La figura 26 a) muestra el mejor perfil de exposición obtenible a partir de una síntesis con dos componentes de Fourier (perfil teórico); la figura 26 c) es el perfil experimental correspondiente al plano  $z = 2l + \Delta z$ , con  $l = 13$  cm. Vemos en la figura 26 e) que la asimetría también es la apropiada, pero debido al cambio de fase originado en el desplazamiento ( $\Delta l = 10 \mu\text{m}$ ) se produjo una inversión en su forma. La situación intermedia, con una degradación total del perfil buscado, se puede observar en la figura 26 d) correspondiente al plano  $\Delta l = 5 \mu\text{m}$ . La figura 26 b) exhibe una pérdida casi total de la asimetría para  $\Delta l = -10 \mu\text{m}$ , análogamente la figura 26 f) lo hace para  $\Delta l = 20 \mu\text{m}$ .

En los estudios teóricos realizados con anterioridad habíamos visto que se producía un marcado deterioro del perfil cuando el parámetro  $\alpha = 3\pi\lambda_0 f^2 \Delta l > 0.5$

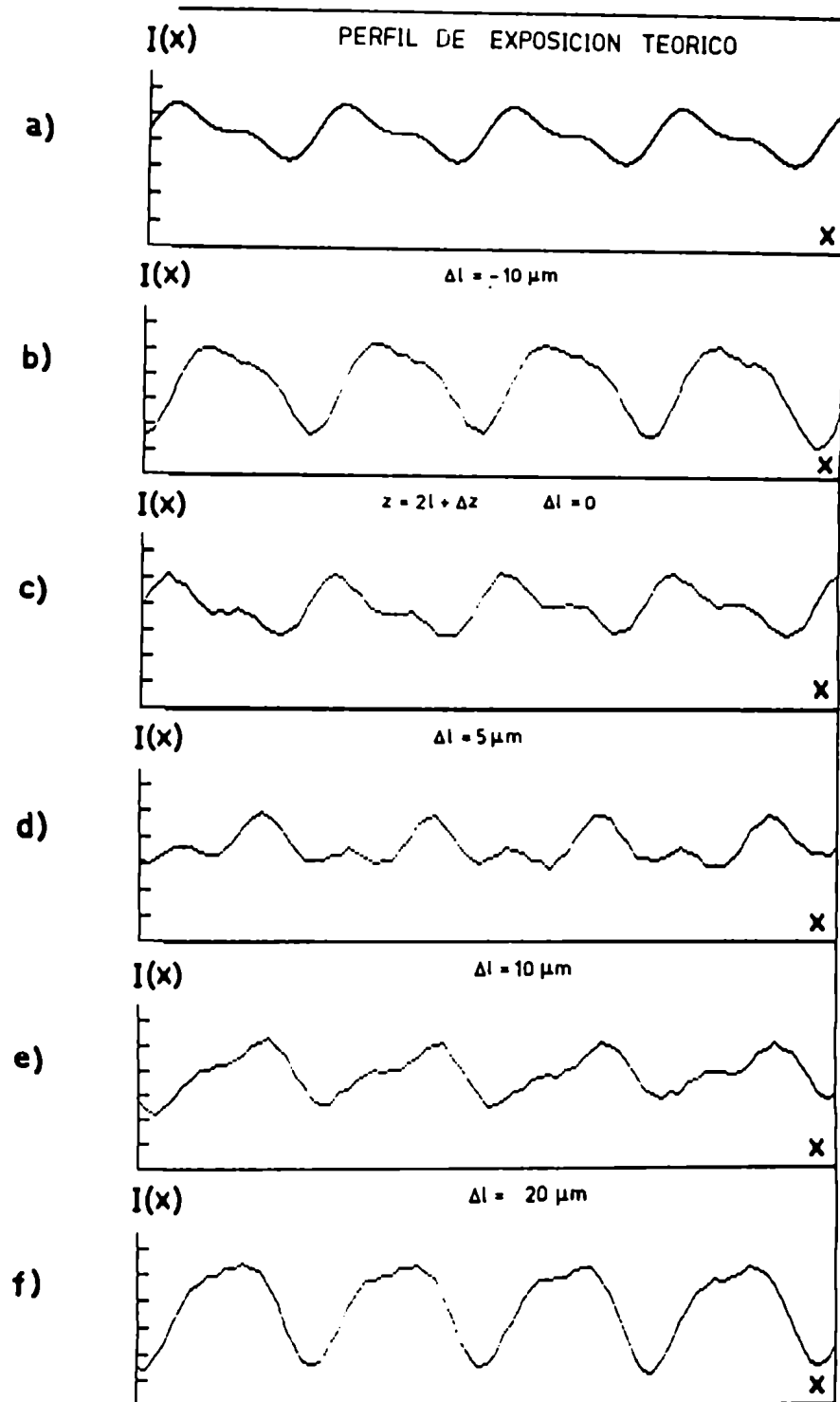


Figura 26 - a) Perfil de exposicion teorico .  
 b-f) Distribucion de intensidad  $I(x)$  (en unidades arbitrarias) sobre el plano de registro para distintas posiciones del mismo a lo largo del eje  $z$

Surge entonces que para un perfil de exposición de 200 líneas/mm y utilizando una longitud de onda  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  se produce una pérdida de asimetría notable para  $\Delta l = \pm 2 \mu\text{m}$  lo que concuerda con los resultados hallados experimentalmente

Veamos ahora la pérdida de asimetría ocasionada por la falta de paralelismo entre los surcos de  $G_1$  y  $G_2$ . En la figura 27 a) y b) podemos observar dicho efecto para rotaciones de la red  $G_1$  sobre su plano; la magnitud del giro es de  $0.04^\circ$  en ambas direcciones.

Cabe destacar que en cada caso, una inspección general del plano enfocado, revelaba cierta falta de homogeneidad en el perfil de las franjas debido al problema de la introducción de fases espúreas por el cementado no apropiado de los filtros neutros

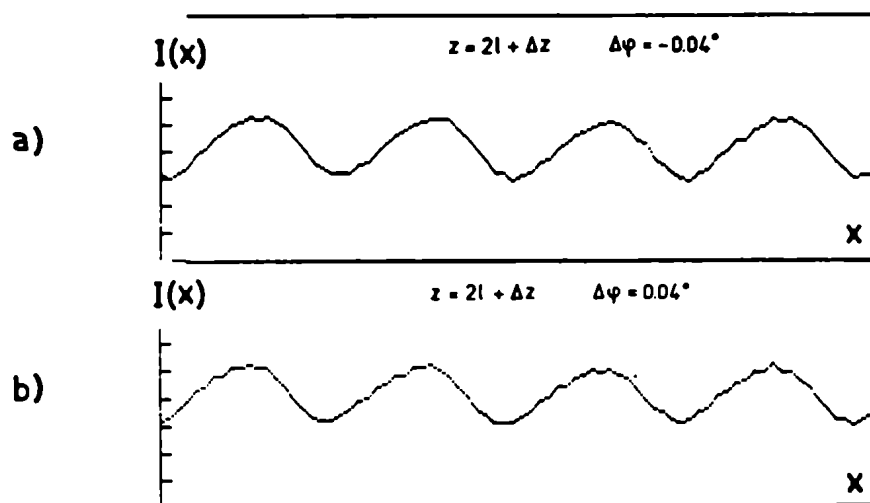


Figura 27 - a y b) Pérdida de asimetría en el perfil de exposición debido a la falta de paralelismo entre los surcos de la red  $G_1$  y  $G_2$ . La red  $G_1$  fue rotada sobre su plano  $0.04^\circ$  hacia ambos lados de su posición ideal



**CAPITULO V.**

**DISCUSION Y CONCLUSIONES**

## V - DISCUSION Y CONCLUSIONES

Inicialmente se analizó en términos de las frecuencias espaciales de los haces intervinientes , la posibilidad de obtener perfiles de exposición asimétricos mediante el empleo de un interferómetro de dos redes . Se mostró que el mismo no genera franjas de Moiré en caso de que  $f_2$  no sea estrictamente igual a  $2f_1$  ó que el plano que contiene a la red  $G_1$  no sea paralelo a primer orden en  $\varphi$ , al que contiene la red  $G_2$  . Tomando como ejemplo del perfil a sintetizar uno de tipo triangular , se mostró la factibilidad del método en dos variantes del mismo .

Se estudió el efecto del ancho espectral  $\Delta\lambda$  de la fuente luminosa empleada , el cual interviene a través del factor  $\text{senc}(2\pi l f^2 \Delta\lambda)$  . Para valores de esta función comprendidos entre 1 y 0.77 resulta posible ajustar las variables intervinientes , de manera que la curva resultante coincida con la mejor aproximación posible para el perfil dado . Para  $\Delta\lambda$  tales que dicho senc tome valores fuera de dicho intervalo la distribución de intensidad que se obtiene , se degrada conforme aumenta el ancho de banda .

Se mostró que no influye fuertemente el ancho angular  $\Delta\theta$  de la fuente . Por ejemplo para el caso de  $\Delta\theta = 0.01$  y la frecuencia de la red a sintetizar de 600 líneas/mm , para que dicho efecto sea despreciable basta con posicionar la red  $G_2$  y el plano de registro , a lo largo del eje  $z$  , con un error  $\Delta l \leq 5 \mu\text{m}$  .

Se discutió el efecto de errores de posicionado  $\Delta l$  a lo largo del eje  $z$ , de la red  $G_2$  y del plano final  $\Pi$  (lo cual equivale a estudiar la estabilidad del sistema, si suponemos que dichos elementos fueron correctamente ubicados a lo largo del mencionado eje) Por ejemplo si se usa un laser cuya longitud de onda sea  $4580 \text{ \AA}$  y para  $f = 600 \text{ líneas/mm}$ , la asimetría del perfil obtenido se deteriora para  $\Delta l > 0.32 \text{ }\mu\text{m}$

Se demostró que los errores de posicionado de la red  $G_2$  a lo largo del eje  $x_2$  no influyen apreciablemente, si los mismos son menores que  $1/8f$

Por otra parte se estudió para este sistema interferométrico el efecto que producían sobre la intensidad final la presencia de pequeñas perturbaciones (polvo, picaduras, etc.) sobre las redes intermedias Para ello, al igual que en el caso anterior, se desarrolló la teoría a primer orden De los resultados obtenidos surge que los términos que toman en cuenta el efecto de las perturbaciones presentan la ventaja de poseer una dependencia en la coordenada  $x$  del mismo tipo que la existente en la intensidad ideal ( $\cos(2\pi fx)$   $\text{sen}(2\pi fx)$ ). Esta propiedad permite reagrupar los coeficientes que multiplican a estas funciones de modo tal que se puede redefinir su valor obteniéndose así nuevamente el perfil asimétrico ideal

Posteriormente, con el objeto de implementar el método propuesto, se llevaron a cabo dos experiencias, siendo necesario diseñar y construir un interferómetro apropiado para cada una de ellas En la primera de dichas experiencias

se comprobó la capacidad del dispositivo para generar perfiles asimétricos. Así pues se registró sobre película Kodak Tri-X un diagrama de interferencia a partir del cual surgía claramente la asimetría de las franjas.

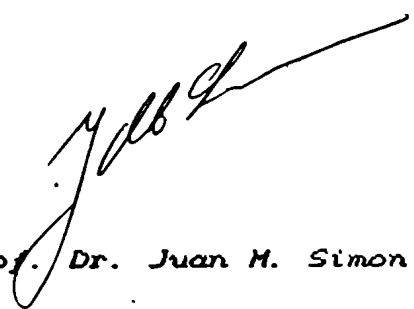
En la segunda etapa se buscó analizar la forma de dichos perfiles como así también se estudió la pérdida de asimetría debido a desajustes del sistema y se la comparó con los valores teóricos hallados con anterioridad. Para realizar esta experiencia fue necesario mejorar la calidad de los elementos ópticos utilizados. Se estudiaron a tal efecto distintos materiales y procesos fotográficos.

En esta oportunidad se empleó como medio de registro un detector de fotodiodos de 1024 elementos. Este dispositivo permitió por una parte efectuar un control sobre el ajuste óptimo del sistema interferométrico, pues brindaba una salida en tiempo real; por otra obtener la forma exacta del perfil asimétrico ya que su respuesta es lineal con la exposición.

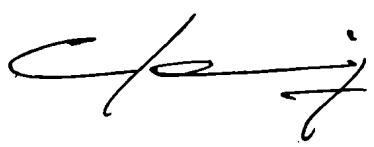
Surge de las mediciones realizadas que el perfil experimental ajusta satisfactoriamente con la curva teórica. Además la evaluación de las tolerancias a desajustes calculadas a partir de las ecuaciones del capítulo II coinciden con las halladas experimentalmente.

Si bien los resultados alcanzados en esta última experiencia son alentadores con respecto a la factibilidad de obtener redes holográficas con blaze mediante este método; es necesario para ello solucionar por una parte, el problema relacionado con la homogeneidad óptica de los elementos

constitutivos del interferómetro ; por otra se debería implementar un servomecanismo que controle el posicionado de la red intermedia  $G_2$  y del plano de registro  $\Pi$  .



*Prof. Dr. Juan M. Simon*  
*Director de Tesis*



*Lic. Claudio C. Iemmi*  
*Tesista*



## A. I - APENDICE I

### Síntesis de la red intermedia $G_2$

Veremos aquí como se puede sintetizar la red  $G_2$  de manera que proporcione las fases relativas adecuadas  $\beta_1$  y  $\beta_2$  (cuyos valores se obtienen como dijimos , a partir de la resolución del sistema de ecuaciones (16) y (18) )

La red  $G_2$  debe afectar de manera distinta a cada uno de los tres haces que provenientes de  $G_1$  inciden sobre ella ( $n = -1, n = 0, n = 1$ ) Por lo tanto la misma constará de tres zonas distintas , una para cada haz .

Considérese al respecto el sistema ilustrado en la figura AI-1 En el plano  $P$  se ubica una placa fotosensible montada sobre un posicionador Se expone una zona de ella manteniendo las otras dos cubiertas . A continuación se cubre la región anteriormente expuesta ,se desplaza la placa perpendicularmente a la dirección de las franjas de interferencia una cantidad  $\delta_1$  y se expone entonces la región contigua a la antes iluminada Por último se repite este procedimiento para la tercer zona pero esta vez aplicándose un corrimiento  $\delta_2$  La placa resultante se esquematiza en la figura AI-2 .

Así pues el factor de transmisión de la red  $G_2$  sintetizada de esta manera será de la forma :

$$T_2^{(j)}(x_2) = \sum_{m=-M}^M B_m \exp [i 4\pi m f(x_2 + \delta_j)] \quad (I-1)$$



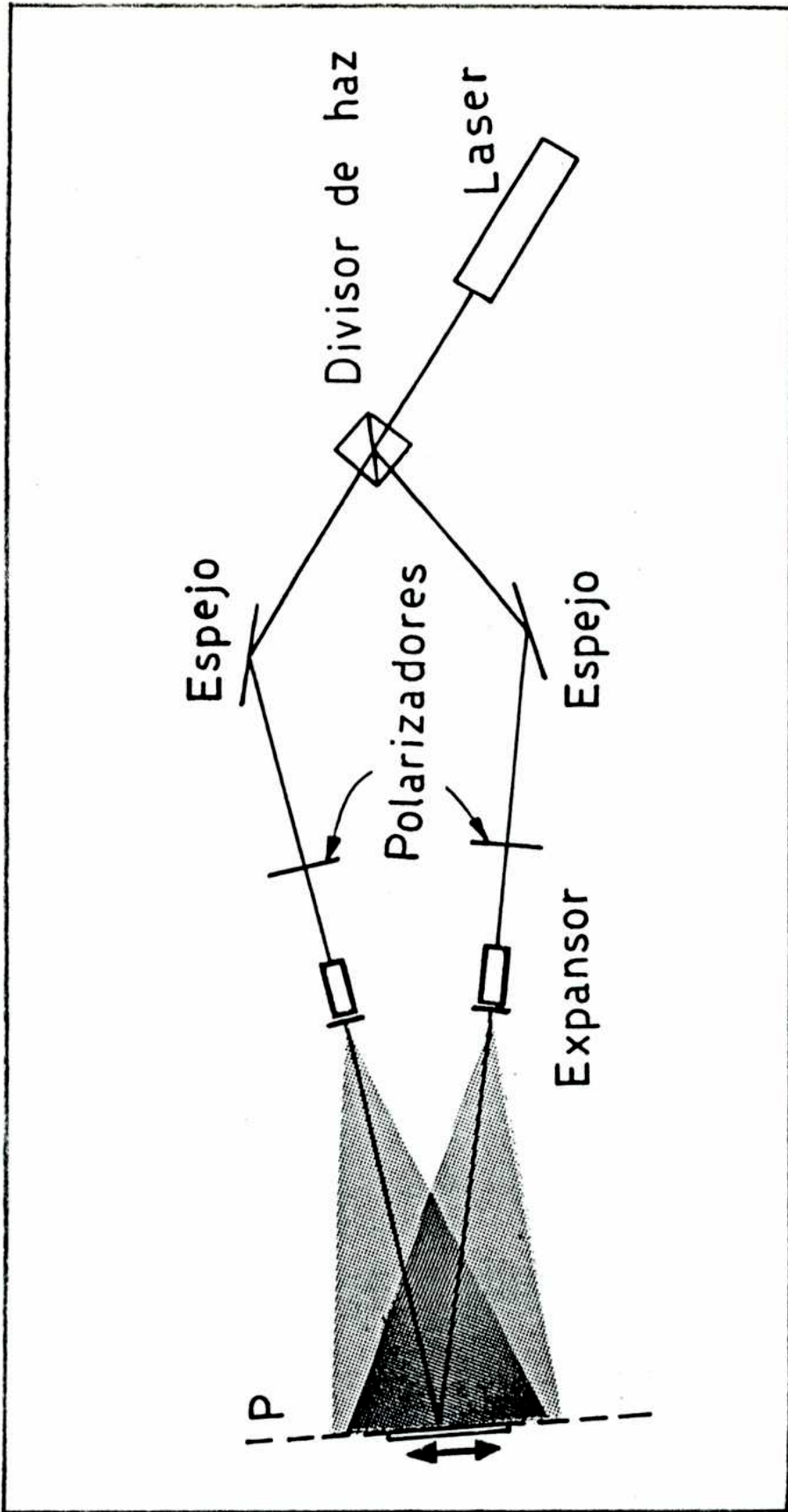


Figura AI-1 - Esquema del dispositivo experimental para sintetizar la red G2.

donde  $j = 0, 1, 2$  designa la zona de la red que afectará a los haces  $n = 0, n = 1, n = -1$  respectivamente .

Los desplazamientos  $\delta_j$  se relacionan con las fases  $\beta_j$  de la siguiente manera

$$\delta_1 = -\beta_1 / 4\pi f \quad \delta_0 = 0 \quad \delta_2 = -\beta_2 / 4\pi f \quad (I-2)$$

Dado que es irrelevante el papel que juega la red que atraviesa el haz central , puede sustituirse la misma por un vidrio plano paralelo de igual espesor que el sustrato de las redes que afectan los haces laterales

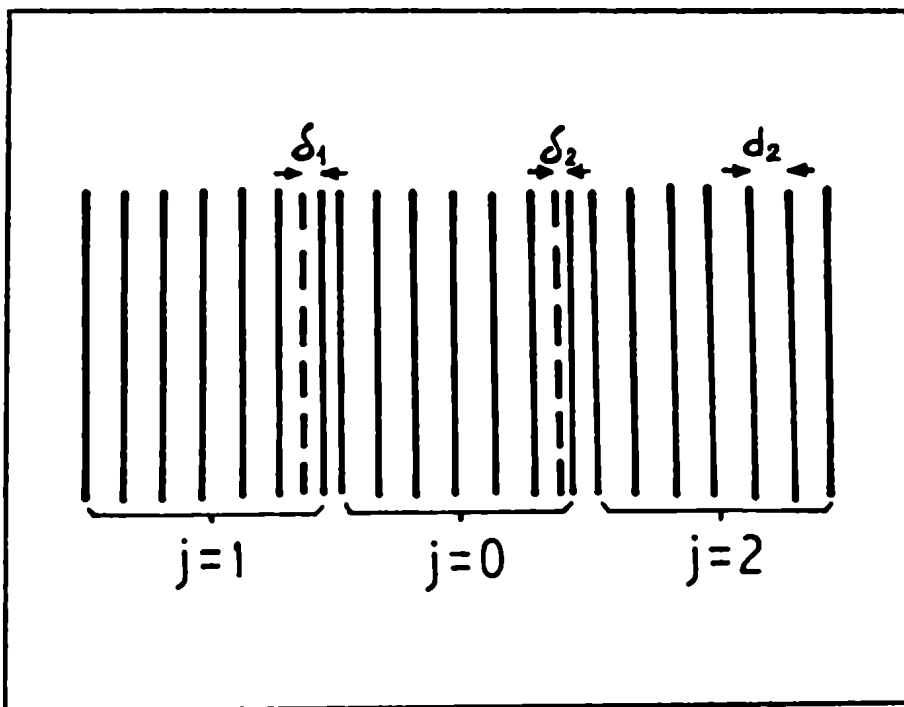


Figura AI-2 - Esquema de las tres zonas  $j = 0, 1, 2$  que constituyen la red  $G_2$  de periodo  $d_2$  ;  $\delta_1$  y  $\delta_2$  son los desplazamientos relativos entre las zonas

## A. I - APENDICE 00

### Calculo de las amplitudes y fases de los haces empleados en la sintesis del perfil asimetrico

En este apéndice presentaremos en forma detallada la resolución del sistema de ecuaciones (16) y (18) de la sección II.3 Allí habíamos obtenido las siguientes relaciones

$$a_2 \cos \beta_2 = - a_1 \cos \beta_1 \quad (\text{II-1})$$

$$a_1 a_2 \cos \beta_1 \cos \beta_2 = - a_1 a_2 \operatorname{sen} \beta_1 \operatorname{sen} \beta_2 \quad (\text{II-2})$$

$$1/\sqrt{2} = a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 \quad (\text{II-3})$$

$$-1/\pi = 2a_0 \operatorname{senc} (2\pi f^2 l \Delta \lambda) (a_2 \operatorname{sen} \beta_2 - a_1 \operatorname{sen} \beta_1) \quad (\text{II-4})$$

$$-1/\sqrt{2}\pi = 2a_1 \cos \beta_1 (a_1 \operatorname{sen} \beta_1 + a_2 \operatorname{sen} \beta_2) \quad (\text{II-5})$$

donde  $a_0, a_1, \beta_1, a_2$  y  $\beta_2$  son las incógnitas y la función  $\operatorname{senc} (2\pi f^2 l \Delta \lambda)$  actúa como parámetro .

La ecuación (II-2) implica que :

$$\beta_1 = \beta_2 + \pi/\sqrt{2} \quad (\text{II-6})$$

por lo tanto reemplazando en (II-1) tenemos que

$$a_2/a_1 = \operatorname{tg} \beta_2 \quad (\text{II-7})$$

y estas dos últimas en (II-5) dan

$$1/2\pi = 2a_1 a_2 \quad (\text{II-8})$$

Por otra parte reemplazando (II-8) en (II-3) llegamos a

$$1/2 = a_0^2 + a_1^2 + 1/16\pi^2 a_1^2 \quad (\text{II-9})$$

En consecuencia si conseguimos obtener una ecuación en  $a_0$  podremos despejar  $a_1$  de (II-9) luego  $a_2$  de (II-8) y posteriormente  $\beta_2$  de (II-7) y  $\beta_1$  de (II-6) Vamos a buscar ahora esa ecuación Para ello escribamos (II-3) como :

$$1/2 = a_0^2 + a_1^2 \text{sen}^2 \beta_1 + a_1^2 \text{cos}^2 \beta_1 + a_2^2 \text{sen}^2 \beta_2 + a_2^2 \text{cos}^2 \beta_2 \quad (\text{II-10})$$

a su vez de (II-1) en (II-2)

$$a_1 a_2 \text{sen} \beta_1 \text{sen} \beta_2 = a_1^2 \text{cos}^2 \beta_1 \quad (\text{II-11})$$

Ahora bien desarrollemos la expresión

$$(a_2 \text{sen} \beta_2 - a_1 \text{sen} \beta_1)^2 = a_2^2 \text{sen}^2 \beta_2 + a_1^2 \text{sen}^2 \beta_1 - 2a_1 a_2 \text{sen} \beta_1 \text{sen} \beta_2 \quad (\text{II-12})$$

teniendo en cuenta (II-11) ; (II-10) y (II-1) tenemos que

$$(a_2 \text{sen} \beta_2 - a_1 \text{sen} \beta_1)^2 = 1/2 - a_0^2 - 4a_1^2 \text{cos}^2 \beta_1$$

y reemplazando en (II-4) elevada al cuadrado llegamos a

$$1/\pi^2 = 4 a_0^2 \operatorname{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda) (1/2 - a_0^2 - 4a_1^2 \cos^2 \beta_1) \quad (\text{II-13})$$

Veamos ahora la ecuación (II-5) elevada al cuadrado

$$4 a_1^2 \cos^2 \beta_1 = (4\pi^2 (a_1 \operatorname{sen} \beta_1 + a_2 \operatorname{sen} \beta_2)^2)^{-1} \quad (\text{II-14})$$

pero empleando (II-10) y (II-11) podemos escribir

$$(a_1 \operatorname{sen} \beta_1 + a_2 \operatorname{sen} \beta_2)^2 = 1/2 - a_0^2. \quad (\text{II-15})$$

Reemplazando (II-15) en (II-14) y esta a su vez en (II-13) obtenemos la ecuación buscada

$$1/\pi^2 = 4a_0^2 \operatorname{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda) [1/2 - a_0^2 - [4\pi^2(1/2 - a_0^2)]^{-1}]$$

Si definimos ahora  $\rho \equiv a_0^2$  y mediante algunos pasos algebraicos, puede llevarse la ecuación anterior a la forma

$$0 = \rho^3 - \rho^2 - \left[ \frac{\operatorname{senc} (2\pi f^2 l \Delta \lambda) (1 - \pi^2) - 1}{4\pi^2 \operatorname{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda)} \right] \rho - \\ - [8\pi^2 \operatorname{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda)]^{-1}$$

Llamemos <sup>(22)</sup>  $\omega \equiv \rho - 1/3$ , entonces

$$0 = \omega^3 + 3p \omega + 2q \quad (\text{II-16})$$

donde 
$$3\rho = - \left[ \frac{\text{senc}(2\pi f^2 l \Delta \lambda) (1 - \pi^2) - 1}{4\pi^2 \text{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda)} \right] - 1/\sqrt{3}$$

y 
$$2q = - 2/27 - \left[ \frac{\text{senc}(2\pi f^2 l \Delta \lambda) (1 - \pi^2) - 1}{4\pi^2 \text{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda)} \right] / \sqrt{3} -$$

$$- [8\pi^2 \text{senc}^2(2\pi f^2 l \Delta \lambda)]^{-1}$$

Un método para resolver la ecuación (II-16) consiste en aplicar valores auxiliares calculados mediante tablas. Para ello en dicha ecuación haremos  $r = \pm \sqrt{|\rho|}$ ; el signo de  $r$  debe coincidir con el signo de  $q$ . Entonces el valor auxiliar  $\varphi$  y mediante éste las raíces  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  y  $\omega_3$  se determinan en relación con los signos de  $\rho$  y  $D = q^2 + \rho^3$  según la siguiente tabla

$\rho < 0$		$\rho > 0$
$q^2 + \rho^3 \leq 0$	$q^2 + \rho^3 > 0$	
$\cos \varphi = q/r^3$	$\text{ch } \varphi = q/r^3$	$\text{sh } \varphi = q/r^3$
$\omega_1 = -2r \cos \varphi/3$	$\omega_1 = -2r \text{ch } \varphi/3$	$\omega_1 = -2r \text{sh } \varphi/3$
$\omega_2 = +2r \cos (60 - \varphi/3)$	$\omega_2 = r \text{ch } \varphi/3 +$ $+i \sqrt{3}r \text{sh } \varphi/3$	$\omega_2 = r \text{sh } \varphi/3 +$ $+i \sqrt{3}r \text{ch } \varphi/3$
$\omega_3 = +2r \cos (60 + \varphi/3)$	$\omega_3 = r \text{ch } \varphi/3 -$ $-i \sqrt{3}r \text{sh } \varphi/3$	$\omega_3 = r \text{sh } \varphi/3 -$ $-i \sqrt{3}r \text{ch } \varphi/3$

El determinante  $D$  pasa de negativo a positivo cuando la función  $\text{senc} \cong 0.77$ . Si  $D > 0$  la ecuación tiene dos soluciones imaginarias y una real que conduce a valores imaginarios de las variables  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  por lo tanto no

representa una solución física del sistema. Para valores de  $D < 0$  la ecuación tiene tres raíces reales distintas dos de las cuales dan valores de  $a_1$  y  $a_2$  también reales. En consecuencia los coeficientes  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\beta_1$  y  $\beta_2$  podrán reajustarse de modo que permitan sintetizar el mejor perfil obtenible a partir de dos componentes de Fourier para valores de la función  $\text{senc}(2\pi f^2 l \Delta\lambda)$  entre 1 y 0.77. Este límite impone una restricción sobre el ancho de banda de la fuente luminosa cuyo valor dependerá a su vez de la frecuencia espacial de la red a sintetizar. En la figura AII-1 se grafica el máximo ancho de banda utilizable versus la frecuencia de dicha red.

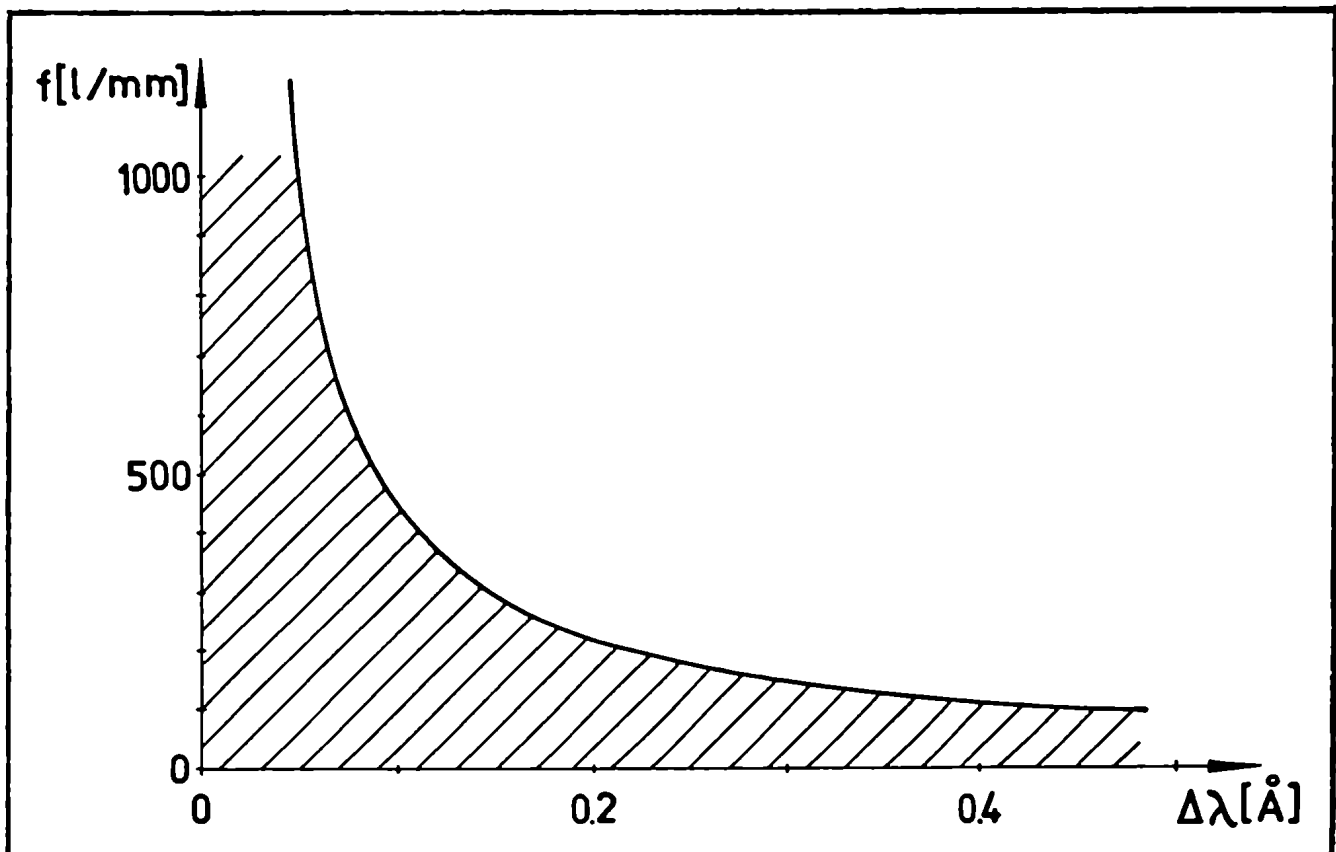


Figura AII-1 - Máximo ancho de banda utilizable para la síntesis de un perfil de exposición versus la frecuencia espacial del mismo.

### A.III - APENDICE III

#### Ajuste de las fases relativas de los haces intervinientes mediante desplazamientos de la red $G_2$ y del plano $\Pi$

En la sección II.3 presentamos dos métodos distintos a partir de los cuales era posible obtener perfiles de exposición asimétricos. La síntesis, en el segundo de estos métodos, se llevaba a cabo utilizando por un lado filtros neutros que permitieran controlar la amplitud de cada uno de los tres haces intervinientes. Por otro, el ajuste de las fases relativas se realizaba mediante desplazamientos adecuados de la red  $G_2$  y del plano de registro  $\Pi$ . Aclararemos en este apéndice como estos corrimientos posibilitan el mencionado ajuste.

Para ello veamos primero la variación de fase relativa entre los haces extremos. En la figura AIII-1 a) podemos observar en trazo grueso la posición inicial de la red  $G_2$  y los frentes de onda de los haces por ella difractados; en trazo fino su posición final y el desplazamiento que se produce en dichos frentes modificando en consecuencia la relación de fases. Por otra parte la variación de fases entre el haz central y uno extremo se pone de relieve gráficamente en la figura AIII-1 b). En la misma vemos como un desplazamiento del plano de registro  $\Pi$  introduce un cambio de fase entre los haces mencionados debido al incremento desigual de caminos ópticos.



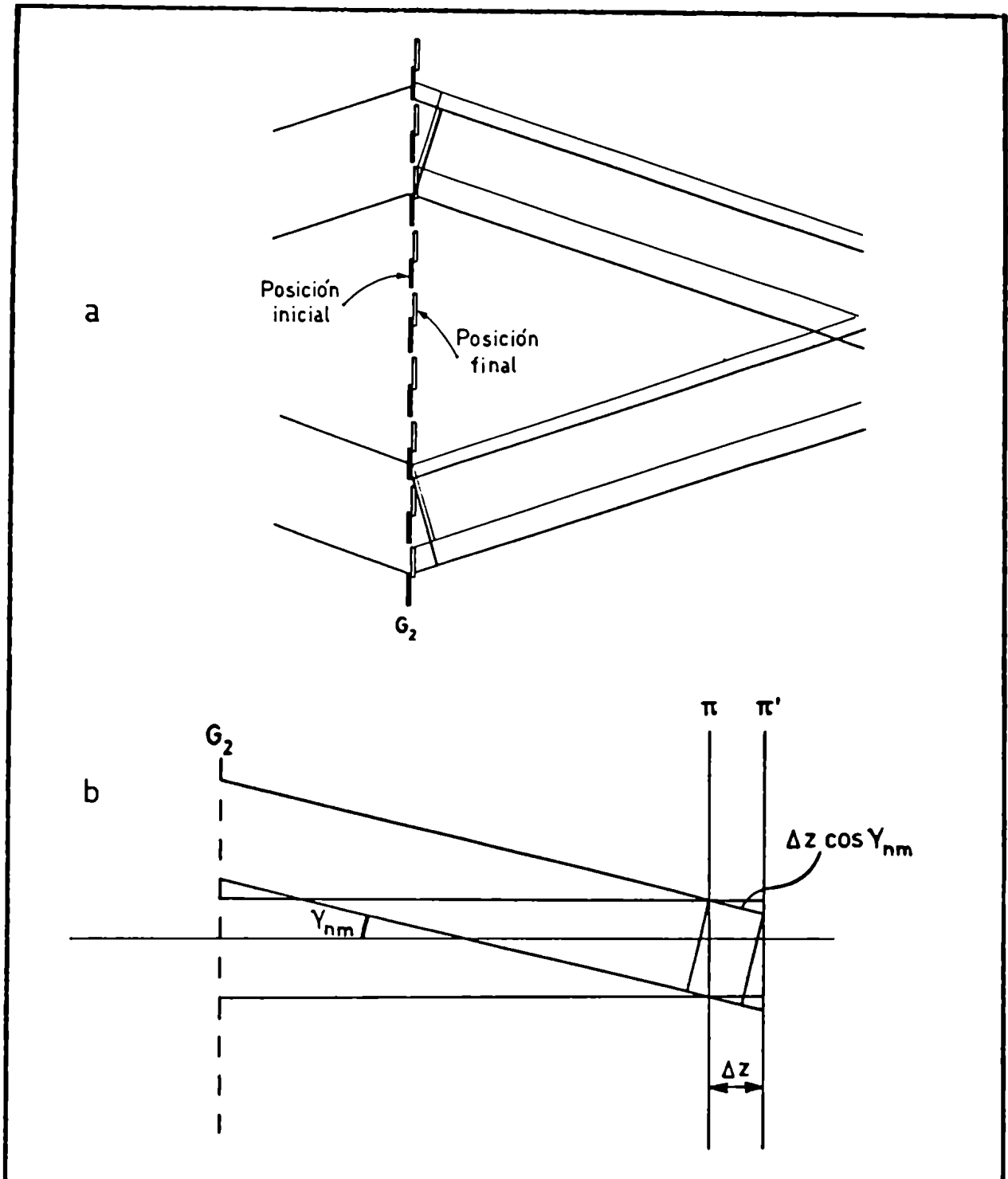


Figura A-III-1 - a) Ajuste de las fases relativas entre los haces extremos. Puede observarse el desplazamiento producido en los frentes de onda mediante el corrimiento de la red  $G_2$   
 b) Un desplazamiento del plano  $\Pi$  introduce un incremento desigual de caminos ópticos permitiendo ajustar así las fases entre el haz central y los extremos.

#### A. IV - APENDICE IV

##### Resolucion de las integrales de la seccion II.5

La ecuación (27) de la sección II.5 contiene términos que dependen de la variable  $\theta$ . La resolución de dicha ecuación involucra integrales del tipo Fresnel en esa variable. En este apéndice desarrollaremos a modo de ejemplo el cálculo de uno de tales términos en forma detallada. Tomemos para ello el de la forma

$$\exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \theta (x + x_{P_{1j}}) + \theta^2 l \right] \right] \quad (\text{IV-1})$$

(los demás poseen una dependencia en  $\theta$  semejante por lo que su resolución es similar)

Recordemos que las integrales de Fresnel son:

$$C(\omega) = \int_0^{\omega} \cos \left( \frac{\pi}{2} \omega'^2 \right) d\omega' \quad S(\omega) = \int_0^{\omega} \text{sen} \left( \frac{\pi}{2} \omega'^2 \right) d\omega'$$

la solución de las mismas se halla tabulada.

Debemos entonces transformar la expresión (IV-1) para poder emplear estas integrales. Con este propósito completaremos cuadrados en (IV-1)

$$\begin{aligned} \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \theta (x + x_{P_{1j}}) + \theta^2 l \right] \right] &= \exp \left[ i \frac{\pi}{2l\lambda} (x + x_{P_{1j}})^2 \right] \\ &\quad \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{l}\theta + (x + x_{P_{1j}}) / \sqrt{l} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

Integrando :

$$\int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \theta (x + x_{P_{1j}}) + \theta^2 l \right] \right] d\theta =$$

$$= \exp \left[ i\pi/2l\lambda (x + x_{P_{1j}})^2 \right] \cdot \int_0^{\Delta\theta} \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{l}\theta + \right. \right.$$

$$\left. \left. + (x + x_{P_{1j}})/2\sqrt{l} \right)^2 \right] d\theta$$

Si definimos

$$\omega'^2 \equiv \frac{4}{\lambda} \left( \sqrt{l}\theta + (x + x_{P_{1j}})/2\sqrt{l} \right)^2 \quad \rightarrow \quad d\omega' = \frac{2\sqrt{l}}{\sqrt{\lambda}} d\theta$$

Debemos estimar el limite de integración , tomaremos para ello los siguientes valores :  $\Delta\theta \cong 0.01$  ;  $\lambda \cong 4580 \text{ \AA}$  y  $l \cong 25 \text{ cm}$  ; en cuyo caso éste vale  $\omega \cong 15 + (x + x_{P_{1j}})/10$  . Ahora bien , para argumentos mayores que 6 el resultado de la integral  $C(\omega)$  se aparta muy poco de la cantidad 0.5 ( $C(\omega) = 0.5$ ) , en consecuencia podemos tomar dicho resultado para cualquier valor de  $x + x_{P_{1j}}$  que tenga sentido físico .

Así pues , obtenemos

$$\int_{-\Delta\theta}^{\Delta\theta} \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \theta (x + x_{P_{1j}}) + \theta^2 l \right] \right] d\theta =$$

$$= \exp \left[ i\pi/2l\lambda (x + x_{P_{1j}})^2 \right] \frac{\sqrt{\lambda}}{2\sqrt{l}}$$

## A. V - APENDICE V

### Estudio sobre la homogeneidad de los elementos opticos empleados

Como explicamos en la sección III.2 las redes intermedias  $G_1$  y  $G_2$  así como los filtros neutros  $F_1$  y  $F_2$  fueron cementados entre vidrios planos a una franja en 5 cm con el objeto de eliminar desfasajes espúreos que pudieran afectar la forma de los frentes de onda correspondientes a los haces que utilizamos para sintetizar la red final

También mencionamos los problemas que involucraba este proceso esto es la inhomogeneidad óptica debida a tensiones internas en el caso de las redes y el inconveniente de la falta de ajuste de índices que se sumaba al anterior en el caso de los polaroids .

Con el propósito de estudiar cuales eran las deformaciones de los frentes de onda , decidimos examinar los elementos ópticos mencionados utilizando para ello la técnica de interferometría holográfica en tiempo diferido

El dispositivo empleado para dicha experiencia se esquematiza en la figura AV-1

Para realizar el interferograma se procedió de la siguiente manera Primero se registró un holograma de la montura óptica  $M$  sobre la placa fotográfica  $P$  A continuación sobre la misma placa se realizó una segunda exposición , esta vez del objeto a testear  $O$  montado sobre  $M$ . Luego al observar la placa procesada se obtuvo como resultado

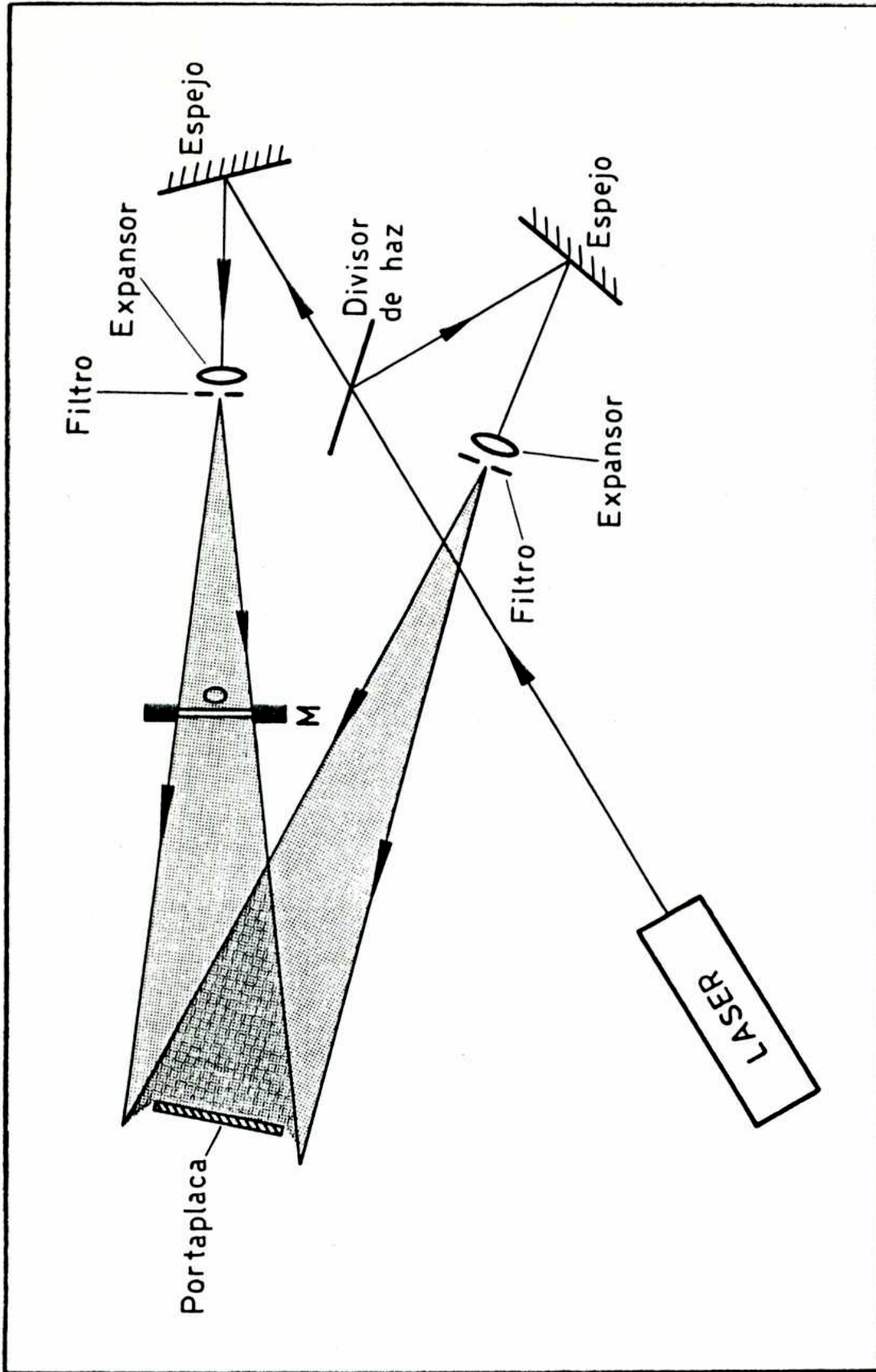


Figura AV-1 - Disposicion experimental utilizada para registrar el interferograma en tiempo diferido

un diagrama de franjas de interferencia. Ahora bien , dado que los vidrios sobre los que se hallaban cementadas las redes y los polaroids eran planos pero no paralelos , el espaciado entre dichas franjas resultaba poco conveniente para realizar un estudio de homogeneidad a partir de ellas

Se decidió entonces emplear una técnica alternativa Así utilizando la misma disposición experimental se registraron las dos exposiciones separadamente , esto es , sobre distintas placas fotográficas Una vez reveladas las mismas contábamos entonces con un holograma de la montura  $M$  y con otra del objeto  $O$  ubicado sobre  $M$

A continuación se superpusieron dichas placas y se las iluminó con un haz laser expandido y colimado . De esta forma cuando se observaba el conjunto se obtenía el mismo diagrama de franjas que en el caso anterior Sin embargo ahora el espaciado de las franjas podía regularse cambiando la orientación relativa entre los haces difractados por el primer y por el segundo holograma (ver figura AV-2) Esto podía llevarse a cabo introduciendo una cuña de espesor apropiado entre ambas placas

Los resultados encontrados para uno de los filtros neutros y para una de las redes pueden observarse en la figura AV-3 a) y b) respectivamente Vemos que si bien ambos elementos presentan inhomogeneidades , las aberraciones en el frente de onda es mayor en el primer caso (hay un corrimiento de seis franjas) que en el segundo (corrimiento de tres franjas) Esta diferencia es debida al problema

adicional de la falta de ajuste de índices de refracción en el cementado del polaroid

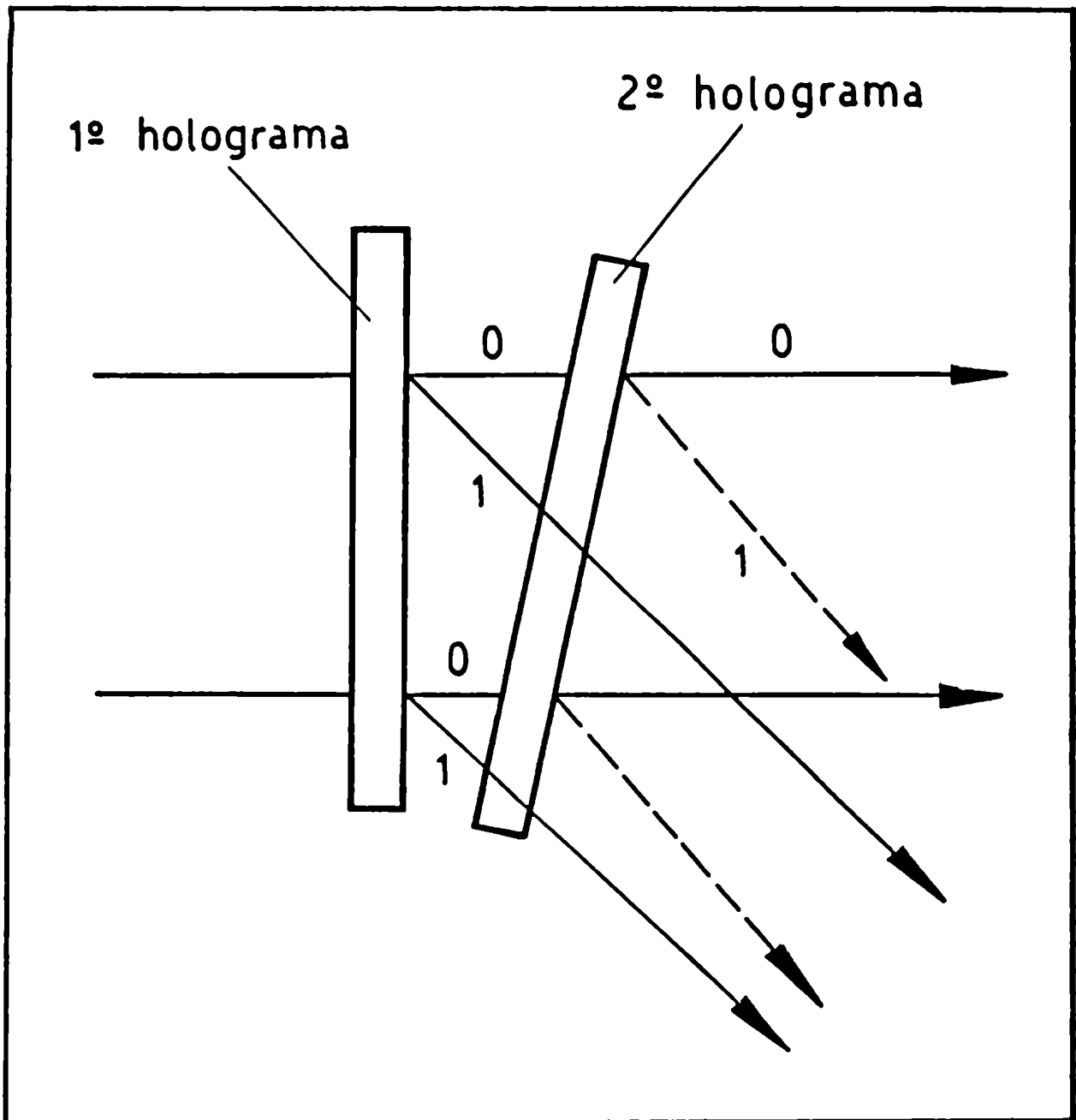


Figura AV-2 - La superposicion de los haces difractados en el primero y en el segundo holograma da lugar a la formacion de franjas de Moire. La introduccion de una cuña entre ambas placas permite regular el espaciado de dichas franjas.

a



b



Figura AV-9 - Interferogramas de: a) un filtro neutro; b) una red intermedia. Las aberraciones son mayores en el primer caso que en el segundo .





## REFERENCIAS

- (1) Rudolph, D ; Schmahl, G Umschau in Wissenschaft und Technik 67 , 225 (1967)
- (2) Sheridan, N K Appl. Phys. Lett. 12 , 316 (1968)
- (3) Schmahl, G J. Spectrosc. Soc. Japan 23 , Suppl. 1,3 (1974)
- (4) Aoyagi, Y Namba, S Jap. J. Appl. Phys. 15 , 721 (1976)
- (5) Breidne, M Johanson, S ; Nilson, L E ; Ahlen, H Opt. Acta 26 , 1427 (1979)
- (6) Breidne, M ; Maystre, D Appl. Opt. 19 , 1812 (1980)
- (7) Hutley, M C "Diffraction Gratings"(Academic , New York 1982)
- (8) Lindau, S Opt. Acta 29 , 1371 (1982)
- (9) Iemmi, C C ; Simon, J M ; Ratto, J R . Appl. Opt. 25 , 3171 (1986)
- (10) Iemmi, C C ; Simon, J M "Synthesis of asymmetric profiles. Propagation of small perturbations and their effect on the final image" (en prensa de Optik)
- (11) Iemmi, C C ; Simon, J M ; Ratto, J R Appl. Opt. 26 , 1822 (1987)
- (12) Iemmi, C C ; Simon, J M "Asymmetric exposure profiles measurements with a photodiode array" (enviado a Optics and Laser Technology)
- (13) Chang, B J ; Alferness, R C ; Leith, E N Appl. Opt. 14 , 1592 (1975)

- (14) Goodman, J W "Introduction to Fourier Optics" (Mc Graw  
-Hill , New York , 1968)
- (15) Lamberts, R L Kurtz, C N Appl. Opt. 10 , 1342  
(1971)
- (16) Smith, H M J. Opt. Soc. Amer. 58 , 533 (1968)
- (17) Upatnieks, J ; Leonard, C . Appl. Opt. 8 , 85 (1969)
- (18) Graube, A Appl. Opt. 13 , 2942 (1974)
- (19) Collier, R J ; Burckhardt, C B ; Lin, L H "Optical  
Holography" (Academic Press , New york , 1971)
- (20) Fimia, A "Materiales de registro holográfico para la  
obtención de hologramas de objetos difusores"  
Publicación interna del departamento interuniversitario  
de óptica. Universidad de Alicante (España , 1987)
- (21) EG&G - Reticon "S - Series Solid State Line Scanners  
128 512 and 1024 Elements" cartilla de  
especificaciones (1986)
- (22) Bronshtein, I ; Semendiaev, K . "Manual de Matemáticas"  
(Mir , Moscú , 1973).

## AGRADECIMIENTOS

Se dice que un buen maestro explica un maestro superior demuestra y un verdadero maestro inspira ; quiero expresarle mi gratitud al Dr. Juan Simon por su aporte de conocimientos a través de estos tres caminos.

Asimismo quiero agradecerle al Dr. Jorge Ratto su colaboración en la primera parte de este trabajo , de hecho la más dificultosa.

Agradezco también al Sr. Dato su valiosa ayuda en el preparado de drogas y copiado de fotografías ; y a la Sta. Pedernera por el pasado de los dibujos a papel calco .

Fuera del ámbito del Laboratorio un agradecimiento especial a H. Calderón y al personal del IATE (Observatorio Astronómico de Córdoba) por facilitarme el uso del detector de fotodiodos y por su colaboración durante el desarrollo de las mediciones. Gracias también al personal del Laboratorio de Optica del Observatorio Astronómico de La Plata por la realización del pulido de vidrios .

Finalmente no lo es en orden de importancia mi agradecimiento a Silvia mi esposa , por todo su amor , comprensión y paciencia

*Claudio C. Iemmi*