



# Universidad Nacional Autónoma de México

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Interacción Optoacústica Modificaciones  
Impuestas por el Transductor

**TESIS PROFESIONAL**

Que para obtener el Título de

F I S I C O

P r e s e n t a

**MARIA DOLORES V. MONTIEL ESTRADA**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## INTRODUCCION

A partir de los trabajos iniciados por León Brillouin en 1921, un campo que dentro de la Acústica ha resultado prometedor, ha sido la interacción luz-sonido, particularmente en las regiones de alta frecuencia donde la longitud de onda del sonido es relevante, pues permite la investigación de ciertas propiedades de los medios. En la actualidad, esta técnica optoacústica es útil para realizar estudios de esfuerzos en sólidos transparentes y ofrece amplias perspectivas en la investigación de características en flúidos, por ejemplo, por este método puede determinarse el módulo de compresibilidad isotérmica.

En este trabajo se lleva a cabo una revisión del fenómeno de difracción de luz por ultrasonido, basada en el primero de una serie de artículos que C.V.Raman y N.S.Nath publicaron durante 1935-1936. Además se pretende hacer una corrección en donde se toma en cuenta la modificación del patrón de difracción producida por la forma como vibra el transductor.

En la publicación original de Raman y Nath se consideraba a la onda ultrasónica como una onda plana de intensidad constante, cosa que experimentalmente no puede ser del todo cierto, ya que el transductor posee dimensiones finitas y

condiciones de frontera a las que se encuentra sujeto. Como consecuencia de ésto, la onda plana ultrasónica no tiene la misma intensidad en todos los puntos de su frente de onda.

El trabajo consta de una introducción histórica y - - tres capítulos. En la introducción histórica se revisan - los resultados obtenidos por diversos investigadores a partir de 1921.

En el capítulo I se analiza el primer artículo publicado por Raman y Nath; en él, los autores tratan el caso - cuando un haz luminoso incide perpendicularmente sobre una onda ultrasónica que se propaga en un medio. Las intensidades del patrón de difracción resultante se encuentran a través de una integral de difracción.

En el capítulo II, fundamentado en el capítulo anterior, se exponen hipótesis a través de las cuales se introduce la corrección ya mencionada. En un desarrollo matemático paralelo al de Raman-Nath, es decir, por medio de una integral de difracción se determinan las intensidades relativas del patrón de difracción. Se presentan también un - conjunto de gráficas para intensidades relativas y para valores de las funciones Bessel correspondientes.

El capítulo final describe un diseño experimental por medio del cual se pretenden corroborar los resultados obtenidos del capítulo II. La parte óptica del experimento es un arreglo de lentes en donde se aprovechan las técnicas del filtraje espacial y la óptica de Fourier. Para la detección y registro de la intensidad del patrón de difracción, se propone un procesamiento electrónico a través de un fotómetro acoplado a un graficador X-Y o a una microcomputadora.

Con el advenimiento del laser y la instrumentación electrónica, la optoacústica actualmente presenta una amplia gama de aplicaciones y un campo abierto a la investigación.

## INTERACCION OPTOACUSTICA ANTECEDENTES HISTORICOS

En un artículo publicado en 1921, León Brillouin<sup>1</sup> pre dice y trata teóricamente el problema de luz dispersada por ondas sonoras de alta frecuencia. El atribuye que la densi dad de fluctuaciones térmicas en un cuerpo producidas por una onda sonora es responsable de la dispersión de la onda luminosa. Establece además la aparición de un sólo orden en el espectro de difracción.

La demostración experimental del fenómeno se realiza simultáneamente en 1932 por P. Debye y F.W. Sears<sup>2</sup> en Estados Unidos, y R. Lucas y P.J. Biquard<sup>3</sup> en Francia. Ambos grupos de investigadores usaron ondas ultrasónicas de alta frecuencia ( $10^6$  a  $10^7$  hertz, producidas por un cristal piezoeléctrico) y un haz de luz paralelo incidiendo normalmente sobre el haz ultrasónico.

Debye y Sears usaron como condiciones experimentales luz de longitud de onda  $\lambda = 5.46 \times 10^{-7}$  m. (verde), la frecuencia de la onda ultrasónica fue  $\nu^* = 5.7$  Mhz. y tolueno como medio. Mientras que Lucas y Biquard realizaron su experimento utilizando un intervalo de frecuencias ultrasónicas entre  $\nu^* = 4.94$  Mhz. a  $\nu^* = 7.96$  Mhz. y xilol como medio; el experimento mostró un número de órdenes dispersados

de acuerdo con la fórmula para la dispersión en una rejilla en general:  $n\lambda = d \sin \theta$ , donde  $d$  es el espaciamiento de la rejilla y es igual a la longitud  $\lambda^*$  de la onda ultrasónica. Para tratar de explicar este fenómeno desde el punto de vista teórico, se han publicado varios análisis: Debye<sup>4</sup> obtiene nuevamente un resultado que indica la presencia de un sólo orden de difracción y como explicación a los múltiples órdenes observados, sugiere la posibilidad de una relación no lineal entre densidad y constante dieléctrica a altas frecuencias, o bien, que la presencia de armónicos en la vibración del cristal piezoeléctrico produzca un número de órdenes de difracción simples que a su vez sufren dispersión.

Lucas y Biquard<sup>5</sup> afirmaron que ambas proposiciones son improbables; la primera porque las amplitudes de presión involucradas son relativamente pequeñas y la segunda porque el cristal piezoeléctrico sólo resonará en armónicos impares. Desarrollaron una teoría basada en un efecto de espejismo (mirage effect), en la cual obtienen la amplitud y la fase de un rayo de luz individual que avanza a través de un medio perturbado. Esta teoría predice múltiples órdenes que se incrementan en número con la longitud de la trayectoria óptica en el medio y la intensidad ultrasónica, sin embargo, la distribución de la energía luminosa para longitudes de trayectorias ópticas e intensidades ultrasónicas donde los rayos luminosos no se enfocan en el campo so-

nor, está dada por las intensidades relativas de los órdenes de difracción y decrece monotonamente cuando aumenta el número de éstos. Este no siempre es el caso, como R. Bär lo demostró experimentalmente. En 1933, R. Bär<sup>6</sup> observó que sólo el orden cero (fuerte) y el primer orden (débil) estaban presentes cuando la intensidad ultrasónica no era muy grande y encontró que los demás órdenes aparecían cuando se incrementaba la intensidad ultrasónica, pero que la intensidad del orden cero decrecía mientras que el primer orden ganaba intensidad; al aumentar más la intensidad ultrasónica, el primer orden se volvía débil mientras que el segundo y el tercer orden tenían aproximadamente la misma intensidad. Bär también investigó por el método de interferencia la coherencia de las componentes de difracción de la luz, producidas por una onda ultrasónica estacionaria y descubrió que los diversos órdenes pueden ser clasificados en dos grupos, uno para órdenes pares y otro para impares y que cualesquiera dos órdenes de diferente grupo son completamente incoherentes, mientras que dos órdenes del mismo grupo son parcialmente coherentes. Bär recalca además que la coherencia observada indica la presencia de componentes de series de frecuencia en cada uno de los espectros de difracción.

Durante los años de 1935 y 1936, C.V. Raman y N.S. Nath<sup>7</sup> publicaron una serie de artículos donde se trata la dispersión de la luz por una perturbación periódica del me-



dio, de manera análoga a la desarrollada por Rayleigh para la difracción de una onda plana que incide normalmente sobre una superficie periódicamente alterada. En el primer artículo se hacen consideraciones simples de la transmisión de un haz de luz en un medio, limitandose al caso de incidencia normal mientras que en el segundo, la luz incidente forma un ángulo con la dirección de propagación de la onda ultrasónica.

Los resultados se obtienen por el método geométrico y son confirmados por medio de un tratamiento analítico. Estos resultados explican las variaciones de intensidad entre los diversos órdenes, reportados por Debye y Sears para variaciones de ángulo.

En el tercer artículo los autores toman en cuenta la variación del índice de refracción con respecto al tiempo y se muestra que la luz difractada por una onda ultrasónica progresiva presenta efecto Doppler de un tipo muy simple. En el caso de difracción de luz por una onda estacionaria, los resultados son mucho más interesantes: cualesquiera dos órdenes pares o impares son parcialmente coherentes, mientras que un orden par y uno impar son incoherentes; todo lo anterior coincide con los resultados experimentales de Bär.

Raman y Nath proponen en el cuarto artículo un método

para obtener la función de onda de luz, tomando en consideración la ecuación diferencial parcial que gobierna la propagación de la luz a través de un medio en el cual se propaga una onda ultrasónica. Este procedimiento toma en cuenta los cambios de fase y amplitud que acompañan al haz luminoso. El tratamiento anterior se aplica al caso de incidencia oblicua (artículo 5) y se encuentra que en general, la distribución de la intensidad no es simétrica, lo cual explica los resultados de Debye y Sears, Lucas y Biquard y Bär. Asimismo, las consideraciones en los cambios de amplitud en el haz luminoso explican los resultados de Heideman, Lucas y Bär.

Resumiendo, esta teoría predice la dependencia del carácter espectral de la luz difractada con el número de órdenes, tanto para ondas progresivas como para ondas estacionarias.

Por el año de 1936, F.H.Sanders<sup>8</sup> en Canadá, realiza medidas de la distribución de energía luminosa en un patrón de difracción, producido cuando se hace pasar un haz de luz monocromática a través de un líquido sujeto a una perturbación ultrasónica de alta frecuencia (5 Mhz.). Se estudian ondas progresivas y estacionarias y los resultados experimentales, tanto para la variación en grado de dispersión al variar la intensidad ultrasónica, como para las medidas ab-



$$\mu_0 = 1.365$$

$$L = .023 \text{ m.}$$

Posteriormente a los trabajos de Sanders, Nomoto<sup>9</sup> en 1940 realiza experimentos similares, pero para diferentes líquidos y determina las intensidades del orden cero al siete para valores de  $v$  ( $v=2\pi L/\lambda$ ) entre 1.44 y 5.

Datos Experimentales:

Medio: aceite

$$\lambda = 5.46 \times 10^{-7} \text{ m.}$$

$$\lambda^* = 5.05 \times 10^{-4} \text{ m.}$$

$$\mu_0 = 1.1$$

$$L = 7 \times 10^{-2} \text{ m.}$$

A.B.Bathia y W.J.Noble<sup>10</sup> en 1953 formulan el problema de la difracción de la luz por ondas ultrasónicas en términos de la dispersión de ondas electromagnéticas por un medio que se perturba periódicamente. El problema conduce a una ecuación integral que se resuelve para un campo eléctrico polarizado. La teoría fue desarrollada para el caso de ondas progresivas, pero la difracción debida a ondas estacionarias puede ser tratada de manera similar. Sin embargo, la validez de la teoría de Bathia-Noble no es aplicable en general, ya que es incapaz de explicar los órdenes superio-

res que aparecen en el experimento.

En 1958 P. Phariseau<sup>11</sup> desarrolla un tratamiento matemático para la difracción ocasionada por un sistema ultrasónico tridimensional, donde el ultrasonido y el haz luminoso son mutuamente independientes y no ortogonales. Se considera un medio isotrópico y homogéneo, como el medio es perturbado por tres ondas sonoras progresivas e independientes, viajando en direcciones arbitrarias, se producen ondas armónicas de compresión que ocasionan fluctuaciones en la densidad del medio. También se postula que el índice de refracción es una función lineal de la densidad, es decir, la máxima variación en el índice de refracción es directamente proporcional a la máxima variación en la densidad.

En un trabajo reportado en 1963, W.R. Klein y E.A. Heideman<sup>12</sup> hacen consideraciones solamente para el orden cero y comparan sus resultados con una función Bessel corregida, siguiendo la teoría propuesta por Raman y Nath.

En el año de 1980, en el Laboratorio de Acústica de la Facultad de Ciencias de la UNAM., se realizó como trabajo de Tesis de Licenciatura<sup>13</sup> un análisis detallado de la teoría de Raman-Nath y de los resultados experimentales que corroboran dicha teoría. Se muestran de manera cualitativa

algunos efectos producidos por una onda ultrasónica que se desplaza a través de un líquido y que son similares a los observados en óptica.

## CAPITULO I

Como justificación al presente trabajo, se debe enfatizar el adelanto que Raman y Nath lograron en la descripción del fenómeno de interacción optoacústica, al publicar su serie de artículos en la revista Proceedings Indian Academic Science. El origen de los mencionados artículos está contenido dentro de los trabajos de Brillouin, que como se indicó en la introducción histórica, predice la existencia del fenómeno y en las investigaciones experimentales previas a 1936 y que a pesar de que verifican el fenómeno, no explicaban satisfactoriamente los resultados, en particular, no proporcionaban una fundamentación clara de la relación:  $d \sin \theta = \pm n\lambda$  y que experimentalmente se cumple.

En este capítulo se discuten los conceptos desarrollados en el primer artículo publicado, puesto que es suficiente para las ideas y análisis que se exponen aquí. Sin embargo, es precisamente en este artículo en donde se propone una explicación verdaderamente relevante del fenómeno. Por otra parte, en lo que resta del capítulo se hace mención al trabajo anterior realizado en México y cuyo objetivo fundamental fue mostrar el efecto y visualizar experimentalmente algunas de las leyes de la óptica.

Como se mencionó anteriormente, la importancia del estudio realizado por Raman y Nath es el hecho de enfocar el problema de una forma distinta y apoyarse en la teoría de Rayleigh para proponer un modelo de red de difracción y un índice de refracción variable, de esta manera los resultados obtenidos concuerdan con los datos experimentales. En este artículo los autores analizan el fenómeno desde un punto de vista teórico, en un arreglo experimental semejante al usado por R.Bär y que consiste en lo siguiente: un haz de luz monocromático de frente de onda plano que proviene de una rendija rectangular y colimado por una lente, incide perpendicularmente sobre la cara de una celda rectangular que contiene un líquido de índice de refracción  $\mu_0$ .

Si el índice de refracción es el mismo en todos los puntos del líquido, el haz que emerge por la pared opuesta de la celda no manifiesta alteraciones. Sin embargo, cuando una onda ultrasónica se transmite en el medio, se crean capas producidas por diferencia de presión, que ocasionan cambios en el índice de refracción. Considerando que los vectores de propagación de la luz y el ultrasonido ( $\vec{u}$  y  $\vec{b}$  respectivamente) son ortogonales, Raman y Nath proponen un modelo de rejilla basándose en la difracción de una onda plana que incide normalmente sobre un medio con alteraciones periódicas.



El haz luminoso que viaja a través del líquido modifica sus características dependiendo del valor del índice de refracción en las distintas partes del medio. Como éste es transparente, las variaciones regulares en el espesor óptico a través de la red producen una modulación en fase y se tiene lo que se conoce como una rejilla de fase o red de transmisión de fase. Por otra parte, los radios de curvatura de las ondas incidente y difractada son grandes comparados con la distancia  $L$  entre las paredes de la celda, por lo que el fenómeno está incluido dentro del caso de difracción de Fraunhofer.

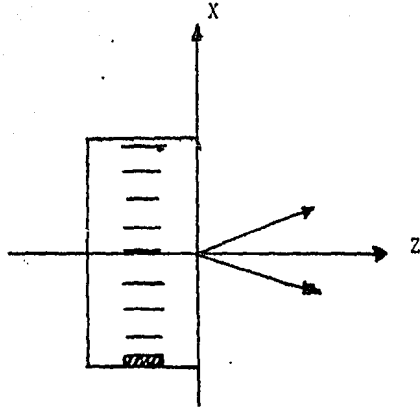
Fijando el sistema coordenado en el centro del haz incidente y sobre la cara de la celda por la que emerge el haz (figura 1.1)

Se tiene que la onda ultrasónica se propaga a lo largo del eje X y el haz de luz lo hace en la dirección del eje Z, si la expresión para la onda incidente es:

$$Ae^{2\pi i v t}$$

para la onda transmitida hay que tomar en cuenta el cambio en la fase, el cual se calcula multiplicando la longitud de camino óptico por el índice de refracción en el medio:

$$\Delta\theta = \Lambda\mu(x) = L\mu(x)$$



(fig. 1.1) Arreglo Experimental y Sistema Coordinado.

de esta manera, la onda transmitida se puede expresar como:

$$Ae^{2\pi i \nu \{t - L\mu(x)/c\}}$$

donde  $\mu(x)$  es el índice de refracción del medio a una altura  $x$  del origen.

Despreciando las variaciones en el tiempo, Raman y Nath proponen una expresión matemática que describe las variaciones periódicas del índice de refracción:

$$\mu(x) = \mu_0 - \mu \text{sen } 2\pi x / \lambda^*$$

donde  $\mu$  es la máxima variación del índice de refracción a partir de  $\mu_0$  y  $\lambda^*$  es la longitud de onda del ultrasonido.

La amplitud de la onda en un punto en una pantalla distante y surgiendo a partir del origen con un coseno director  $l$  en la dirección  $x$ , depende de la evaluación de la integral de difracción:

$$\int_{-p/2}^{p/2} e^{2\pi i \{lx + L\mu \text{sen}(2\pi x / \lambda^*)\} / \lambda} dx \dots \quad (1.1)$$

donde  $p$  es la dimensión del haz luminoso a lo largo del eje  $X$ ; usando la relación de Euler en la ec.(1.1) se obtiene:

$$\int_{-p/2}^{p/2} \{ \cos(ulx) \cos(v \text{ sen } bx) - \text{sen}(ulx) \text{sen}(v \text{ sen } bx) \} dx$$
$$+ i \int_{-p/2}^{p/2} \{ \text{sen}(ulx) \cos(v \text{ sen } bx) + \cos(ulx) \text{sen}(v \text{ sen } bx) \} dx$$

si  $u = 2\pi / \lambda$  ;  $b = 2\pi / \lambda^*$  ;  $v = 2\pi \mu L / \lambda$  , y separando las partes real e imaginaria,

Parte Real:

$$\int_{-p/2}^{p/2} \{ \cos(ulx) \cos(v \operatorname{sen} bx) - \operatorname{sen}(ulx) \operatorname{sen}(v \operatorname{sen} bx) \} dx \dots (1.2)$$

Parte Imaginaria:

$$\int_{-p/2}^{p/2} \{ \operatorname{sen}(ulx) \cos(v \operatorname{sen} bx) + \cos(ulx) \operatorname{sen}(v \operatorname{sen} bx) \} dx$$

La parte imaginaria de la integral de difracción es cero.

Utilizando las siguientes identidades:

$$\cos(v \operatorname{sen} bx) = J_0(v) + 2 \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r}(v) \cos(2rbx)$$

$$\operatorname{sen}(v \operatorname{sen} bx) = 2J_1(v) \operatorname{sen} bx + 2 \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r+1}(v) \operatorname{sen}(2r+1)bx$$

Sustituyendo en la parte real de la integral de difracción.

$$J_0(v) \int_{-p/2}^{p/2} \cos(ulx) dx - 2J_1(v) \int_{-p/2}^{p/2} \operatorname{sen}(ulx) \operatorname{sen} bx dx$$

$$+ \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r}(v) \int_{-p/2}^{p/2} \cos(ulx) \cos(2rbx) dx - \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r+1}(v) \int_{-p/2}^{p/2} \operatorname{sen}(ulx)$$

$$\operatorname{sen}[(2r+1)bx] dx \dots (1.3)$$

Usando las identidades siguientes, sustituyendo en la expresión anterior e integrando:

$$2\cos z_1 \cos z_2 = \cos(z_1 - z_2) + \cos(z_1 + z_2)$$

$$2\sen z_1 \sen z_2 = \cos(z_1 - z_2) - \cos(z_1 + z_2)$$

$$p J_0(v) \frac{\sen(ulp/2)}{ulp/2} + J_1(v)p \left\{ \frac{\sen(ul+b)p/2}{(ul+b)p/2} - \frac{\sen(ul-b)p/2}{(ul-b)p/2} \right\}$$

$$+p \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r}(v) \left\{ \frac{\sen(ul+2rb)p/2}{(ul+2rb)p/2} - \frac{\sen(ul-2rb)p/2}{(ul-2rb)p/2} \right\}$$

$$+p \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r+1}(v) \left\{ \frac{\sen[ul+(2r+1)b]p/2}{[ul+(2r+1)b]p/2} - \frac{\sen[ul-(2r+1)b]p/2}{[ul-(2r+1)b]p/2} \right\} \dots\dots\dots(1.4)$$

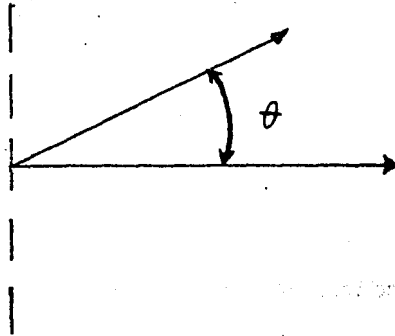
Para cada término individual, el máximo ocurre cuando el denominador tiende a cero. El máximo en la magnitud de (1.4) corresponde al máximo de las magnitudes de los términos individuales, esto sucede cuando:  $ul \pm nb = 0$ , para  $n > 0$ . entero par o impar.

Ahora bien, si  $\theta$  denota el ángulo medido respecto a la dirección de la luz incidente, en el plano a lo largo de la cual la intensidad es máxima, entonces:

$\text{sen } \theta = \pm nb/u$ , y como  $b = 2\pi/\lambda^*$ , y  $u = 2\pi/\lambda$ , se tiene:

$$\lambda^* \text{sen } \theta = \pm n\lambda$$

Esta ecuación es conocida en óptica como la ecuación de la red para incidencia normal y es además el punto más importante de éste desarrollo, pues es aquí en donde se establecen las direcciones de haz difractado, es decir, los órdenes de difracción, y proporciona una explicación satisfactoria de los resultados experimentales. figura (1.2)



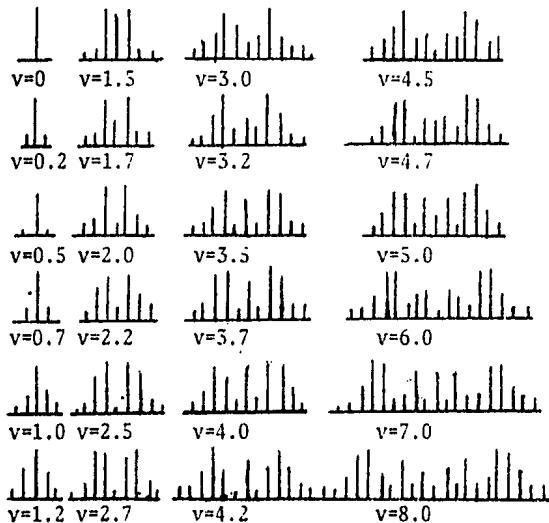
(fig. 1.2) Angulo de Dispersión.

El cociente entre las intensidades del m-ésimo y el n-ésimo órdenes, para la luz difractada se expresa por:

$$J_m^2(v) / J_n^2(v)$$

donde:  $v = 2\pi\mu L/\lambda$

Las intensidades relativas reportadas para varias componentes se observan entre valores de 0 y 8 en la Figura (1.3)



(fig. 1.3) Intensidades Relativas para varias componentes del espectro de difracción.

Como se puede apreciar, las relaciones de intensidad de las diversas componentes, dependen de la cantidad  $v = 2\pi\mu L/\lambda$ .

Por último, interpretando los resultados experimentales de Bñr se concluye lo siguiente:

Cuando se incrementa la intensidad ultrasónica aparecen más órdenes, pero la intensidad del orden central u orden cero decrece, mientras que los demás órdenes ganan intensidad; un incremento de  $\mu$  causado por un incremento en la intensidad ultrasónica produce efectos similares cuando decrece la longitud de onda de la luz. Un aumento en  $L$  ocasiona un incremento en  $v$  y también se producen efectos semejantes a cuando se incrementa la intensidad ultrasónica.

Anteriormente se menciona que en un trabajo realizado en México se hizo un estudio de éste fenómeno. En la primera parte de ese trabajo se revisan las formas de interacción optoacústica y las diversas teorías que fundamentan dicha interacción. La segunda parte consiste en un desarrollo detallado de la teoría completa propuesta por Raman y Nath y se hace una comparación entre los resultados teóricos y experimentales. Al final del trabajo se presenta una demostración experimental de algunos efectos optoacústicos como los observados en óptica geométrica.



## CAPITULO II

En éste capítulo se considera la variación que la amplitud de la onda ultrasónica tiene en la dirección perpendicular a los vectores de propagación  $\vec{u}$  y  $\vec{b}$ . Dado que el frente de la onda sonora decrece exponencialmente en la dirección Y, ésto se traduce en una modificación del patrón de difracción en el fenómeno antes mencionado.

Tomando en cuenta el decaimiento exponencial, se pretende hacer una descripción real que permita diseñar un experimento adecuado para la difracción de luz por una onda ultrasónica, producida por un transductor comercial en el que se supone un perfil de vibración cuya amplitud no sólo no es constante, sino que además se propone como parte de la hipótesis de este trabajo, una dependencia que modifica los resultados considerados para el caso de un transductor ideal.

Se han propuesto dos hipótesis de trabajo:

- 1) Las variaciones del índice de refracción son lineales con respecto a la presión dentro del intervalo de trabajo.
- 2) La modificación en la vibración de la superficie de excitación del transductor, con respecto a la posición.

Esto es debido a que se considera que la parte activa del transductor es una barra de longitud finita de material piezoeléctrico, que al menos está sujeta por un extremo (en realidad en ambos).

Del estudio del movimiento flexural de la misma, el perfil de la amplitud inicial es de carácter exponencial. Lo anterior obliga a proponer una expresión de la amplitud con una variación en la dirección  $Y$ .

La primera hipótesis, de hecho implícita en el trabajo de Raman-Nath, permite considerar que los cambios en la presión se manifiestan con la misma relación funcional en el índice de refracción, la segunda hipótesis proporciona una explicación de las causas de la variación de la onda ultrasónica, que serán consideradas dentro de un factor a lo largo de este análisis, dejando entonces que dichas hipótesis conduzcan a una ecuación para el índice de refracción que exprese tanto las variaciones periódicas del mismo en un eje coordinado, así como la pérdida debida a la forma dinámica de vibración.

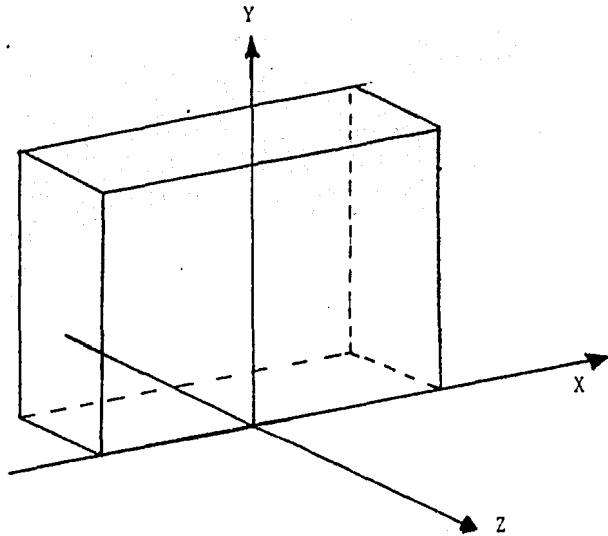
Despreciando las variaciones en el tiempo, dicha ecuación es:

$$\mu(x,y) = \mu_0 - \mu_L e^{-\beta y} \text{sen}(2\pi x/\lambda^*)$$

donde  $\mu$  es la máxima variación del índice de refracción a partir de  $\mu_0$ ,  $L$  es la distancia entre las paredes de la celda,  $\beta$  es el factor de pérdida que involucra los efectos del transductor,  $e^{-\beta y}$  representa la alteración de la onda ultrasónica a partir del centro del transductor;  $y$  es perpendicular a la dirección de propagación del ultrasonido y en la que se produce la variación, en amplitud, de la onda.

El arreglo experimental es semejante al propuesto por Raman y Nath y que se revisó en el capítulo anterior, no obstante, se considera útil mencionarlo nuevamente:

Un haz de luz monocromática de frente de onda plano, que proviene de una rendija, incide perpendicularmente sobre una celda de caras paralelas que contiene un líquido con índice de refracción  $\mu_0$ . El líquido sigue siendo transparente por lo que también existe una modulación en fase, igualmente los radios de curvatura de las ondas incidente y difractada son muy grandes comparados con la distancia entre las paredes de la celda, lo cual significa que se trata de difracción de Fraunhofer. El sistema coordinado se muestra a continuación: figura (2.1)



(fig. 2.1) Arreglo Experimental y Sistema Coordinado.

La onda ultrasónica se propaga en la dirección X, el haz luminoso en la dirección Z y los vectores de propagación  $\vec{u}$  y  $\vec{b}$  son perpendiculares.

La expresión para la onda de luz incidente es:

$$Ae^{2\pi i \nu t}$$

para la onda transmitida:

$$Ae^{2\pi i \{lx - L\mu(x,y)/c\}}$$

donde  $lx$  es el coseno director en la dirección X. Tomando en cuenta el cambio en la fase:

$$\Delta\phi = L\mu(x,y)$$

La amplitud de la onda luminosa en un punto del plano imagen depende de la evaluación de la integral de difracción:

$$\int_0^A \int_{-p/2}^{p/2} e^{2\pi i\{lx + \mu Le^{-\beta y} \text{sen}(2\pi x/\lambda^*)\}}/\lambda \, dx \, dy \dots \quad (2.1)$$

aplicando la fórmula de Euler a:

$$e^{2\pi i lx/\lambda} e^{2\pi i \mu Le^{-\beta y} \text{sen}(2\pi x/\lambda^*)/\lambda}$$

y si  $u=2\pi/\lambda$ ;  $b=2\pi/\lambda^*$ ;  $v'=2\pi\mu Le^{-\beta y}/\lambda$ , sustituyendo en (2.1) se obtiene:

$$\int_0^A \int_{-p/2}^{p/2} \{\cos(ulx)\cos(v' \text{sen } bx) - \text{sen}(ulx)\text{sen}(v' \text{sen } bx)\} \, dx \, dy \dots \quad (2.2)$$

para la parte real, y para la parte imaginaria:

$$\int_0^A \int_{-p/2}^{p/2} \{ \text{sen}(ulx) \cos(v' \text{sen } bx) + \cos(ulx) \text{sen}(v' \text{sen } bx) \} dx dy.$$

La parte imaginaria de la integral de difracción es -  
cero.

### INTEGRACION DE LA EC.(2.2)

Usando las siguientes identidades:

$$\cos(v' \text{sen } bx) = J_0(v') + 2 \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r}(v') \cos(2rbx)$$

$$\text{sen}(v' \text{sen } bx) = 2J_1(v') \text{sen } bx + 2 \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r+1}(v') \text{sen } (2r+1) bx$$

Sustituyendo en (2.2):

$$\begin{aligned} & \int_0^A \left\{ J_0(v') \int_{-p/2}^{p/2} \cos(ulx) dx - 2J_1(v') \int_{-p/2}^{p/2} \text{sen}(ulx) \text{sen } bx dx \right. \\ & + 2 \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r}(v') \int_{-p/2}^{p/2} \cos(ulx) \cos(2rbx) dx \\ & \left. - 2 \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r+1}(v') \int_{-p/2}^{p/2} \text{sen } (ulx) \text{sen} \{ (2r+1)bx \} dx \right\} dy \dots (2.3) \end{aligned}$$

Utilizando las identidades trigonométricas del capítulo

lo anterior, evaluando y agrupando:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^A \left\{ p J_0(v') \frac{\text{sen}(ulp/2) + J_1(v') p}{(ulp/2)} \left[ \frac{\text{sen}(ul+b)p/2 - \text{sen}(ul-b)p/2}{(ul+b)p/2 - (ul-b)p/2} \right] \right. \\
 & + p \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r}(v') \left[ \frac{\text{sen}(ul+2rb)p/2}{(ul+2rb)p/2} + \frac{\text{sen}(ul-2rb)p/2}{(ul-2rb)p/2} \right] \\
 & \left. + p \sum_{r=1}^{\infty} J_{2r+1}(v') \left\{ \frac{\text{sen}[ul+(2r+1)b]p/2}{[ul+(2r+1)b]p/2} - \frac{\text{sen}[ul-(2r+1)b]p/2}{[ul-(2r+1)b]p/2} \right\} \right\} dy \\
 & \dots (2.4)
 \end{aligned}$$

La expresión anterior es el resultado de la integración de la ec.(2.2) con respecto a x. Integrando ahora con respecto a y:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^A J_0(v') dy + \int_0^A J_1(v') dy + \int_0^A J_{2r}(v') dy \\
 & + \int_0^A J_{2r+1}(v') dy \dots (2.5)
 \end{aligned}$$

Se tiene que  $v' = 2\pi\mu L e^{-\beta y} / \lambda = v e^{-\beta y}$ , evaluando entre cero y A:

$$\text{Si: } \begin{cases} y = A, & v' = v e^{-\beta y} \\ y = 0, & v' = v \quad (\text{caso Raman-Nath}) \end{cases}$$

De aquí se deduce que los límites de integración están entre  $ve^{-\beta y}$  y  $v$ , usando la siguiente propiedad:

$$\int_0^a f = \int_0^b f + \int_0^a f$$

se puede concluir que:

$$\int_v^{ve^{-\beta y}} f = \int_0^{ve^{-\beta y}} f - \int_0^v f$$

Por otra parte, el argumento de la función Bessel es  $v'$  y la diferencial está expresada en términos de  $y$ , por lo que es necesario hacer un cambio de variable,

$$\text{Sea } v' = ve^{-\beta y}$$

$$\ln v' = \ln v - \beta y \quad ; \quad \text{derivando}$$

$$\frac{dv'}{v'} = -\beta dy \Rightarrow dy = -\frac{1}{\beta} \frac{dv'}{v'}$$

Sustituyendo en las integrales de las funciones Bessel de la ec.(2.5):

$$\int_0^A J_0(v') dy = \frac{1}{\beta} \left\{ \int_0^v J_0(v')/v' dv' - \int_0^{ve^{-\beta A}} J_0(v')/v' dv' \right\}$$

.....(2.6)



$$\int_0^A J_1(v') dy = \frac{1}{\beta} \left\{ \int_0^{v^{-\beta A}} J_1(v')/v' dv' - \int_0^{ve^{-A}} J_1(v')/v' dv' \right\}$$

.....(2.7)

$$\int_0^A J_{2r}(v') dy = \frac{1}{\beta} \left\{ \int_0^{v^{-\beta A}} \frac{J_{2r}(v')}{v'} dv' - \int_0^{ve^{-\beta A}} \frac{J_{2r}(v')}{v'} dv' \right\} ..(2.8)$$

$$\int_0^A J_{2r+1}(v') dy = \frac{1}{\beta} \left\{ \int_0^{v^{-\beta A}} \frac{J_{2r+1}(v')}{v'} dv' - \int_0^{ve^{-\beta A}} \frac{J_{2r+1}(v')}{v'} dv' \right\} ..(2.9)$$

Aplicando las integrales para las funciones Bessel en contradas en las tablas, a las ecs. (2.8) y (2.9) se tiene

$$2r \int_0^Z \frac{J_{2r}(t)}{t} dt = \frac{2}{Z} \sum_{k=r+1}^{\infty} (2k-1) \frac{J(2)(2)}{2k+1} \quad r > 0$$

$$y:(2r+1) \int_0^Z \frac{J_{2r+1}(t)}{t} dt = \int_0^Z J_0(t) dt - J_1(Z) - \frac{4}{Z} \sum_{k=1}^r k \frac{J(Z)}{2k}$$

En las integrales (2.6) y (2.7) existe una singularidad en  $v' = 0$ , para removerla se recurre al desarrollo de  $J_1(v')$  y  $J_0(v')$  en serie de Taylor alrededor de cero, de donde:

$$\frac{J_0(v')}{v'} = \frac{1}{v'} - \frac{v'}{4} \tag{2.10}$$

$$\frac{J_1(v')}{v'} = \frac{1}{2} - \frac{v'^2}{16} \quad (2.11)$$

Sustituyendo (2.10) y (2.11) en las ecuaciones (2.6) y (2.7) respectivamente:

$$\frac{1}{\beta} \left\{ \int_0^v \frac{1}{v'} e^{-\beta A} dv' - \frac{1}{4} \int_0^v v' dv' + \frac{1}{4} \int_0^{ve^{-\beta A}} v' dv' \right\}$$

evaluando:

$$A + \frac{v^2}{8\beta} (e^{-2\beta A} - 1) \quad (2.12)$$

$$y: \frac{1}{\beta} \left\{ \frac{1}{2} \int_0^v dv' - \frac{1}{16} \int_0^v v'^2 dv' - \frac{1}{2} \int_0^{ve^{-\beta A}} dv' + \frac{1}{16} \int_0^{ve^{-\beta A}} v'^2 dv' \right\}$$

evaluando:

$$\frac{v}{2\beta} (1 - e^{-\beta A}) - \frac{v^3}{48\beta} (1 - e^{-3\beta A}) \quad (2.13)$$

El resultado de la evaluación en  $x$  y  $y$  de la parte real de la integral de difracción (ec. 2.2) es:

$$\begin{aligned} & p \frac{\text{sen}(ul + p/2)}{ul + p/2} \left\{ A + \frac{v^2}{8\beta} (e^{-2\beta A} - 1) \right\} + p \left\{ \frac{\text{sen}(ul+b)p/2}{(ul+b)p/2} \right. \\ & \left. - \frac{\text{sen}(ul-b)p/2}{(ul-b)p/2} \right\} \left\{ \frac{v}{2\beta} (1 - e^{-\beta A}) - \frac{v^3}{48\beta} (1 - e^{-3\beta A}) \right\} \\ & + p \sum_{r=1}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{\text{sen}(ul+2rb)p/2}{(ul+2rb)p/2} + \frac{\text{sen}(ul-2rb)p/2}{(ul-2rb)p/2} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\left[ \frac{1}{r\beta v} \sum_{k=r+1}^{\infty} (2k-1) J_{2k-1}(v) - \frac{1}{r\beta v e^{-\beta A}} \sum_{k=r+1}^{\infty} (2k-1) J_{2k-1}(ve^{-\beta A}) \right] \left\{ \right.$$

$$+ p \sum_{r=1}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{\text{sen}\{ul+(2r+1)b\}p/2}{\{ul+(2r+1)b\}p/2} - \frac{\text{sen}\{ul-(2r+1)b\}p/2}{\{ul-(2r+1)b\}p/2} \right] \right.$$

$$\left[ \frac{1}{\beta(2r+1)} \left( \int_0^v J_0(v') dv' - \int_0^{ve^{-\beta A}} J_0(v') dv' + \frac{4}{ve^{-\beta A}} \sum_{k=1}^r k J_{2k}(ve^{-\beta A}) \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{4}{v} \sum_{k=1}^r k J_{2k}(v) + J_1(ve^{-\beta A}) - J_1(v) \right) \right] \left. \right\} \quad (2.14)$$

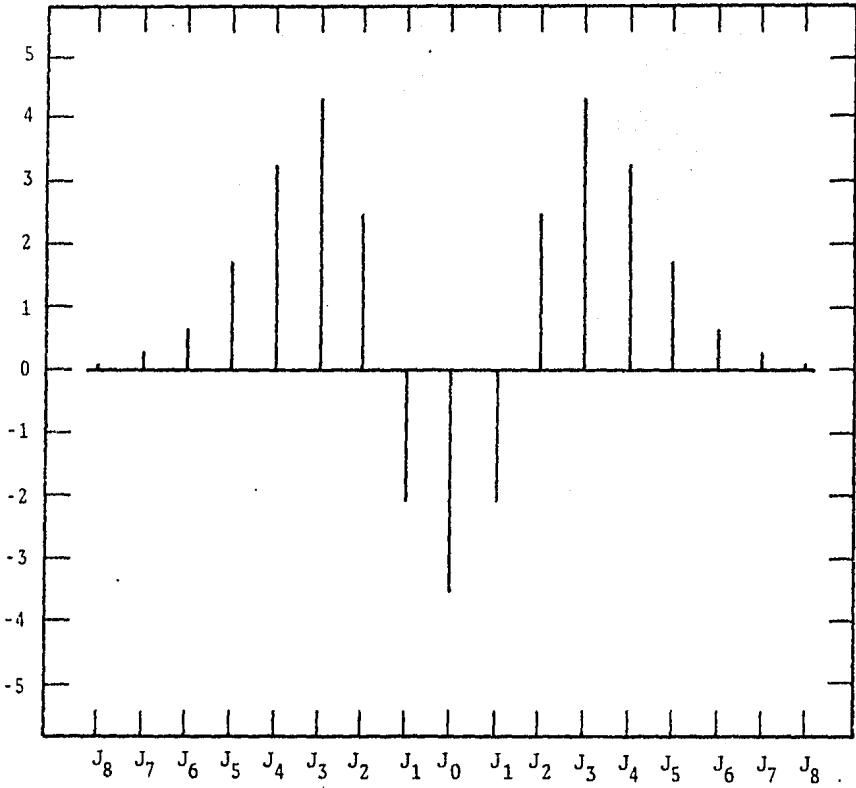
De la expresión (2.14) se puede observar que la amplitud de la onda luminosa es modificada por el término que contiene a  $\beta$ , además cada término incluye la contribución dada por la diferencia de las sumas de las funciones Bessel para el mismo orden y cuyos argumentos son  $v$  y  $v'$ . Esto significa que cada orden contiene información adicional debida al comportamiento de la amplitud y que está dada por dicha diferencia.

En el caso límite, es posible recuperar la expresión obtenida por Raman y Nath en su primer artículo, en este caso aquí tratado la intensidad relativa del patrón de difracción no puede obtenerse como el cociente de los cuadrados de las funciones Bessel, en consecuencia no resulta fácil

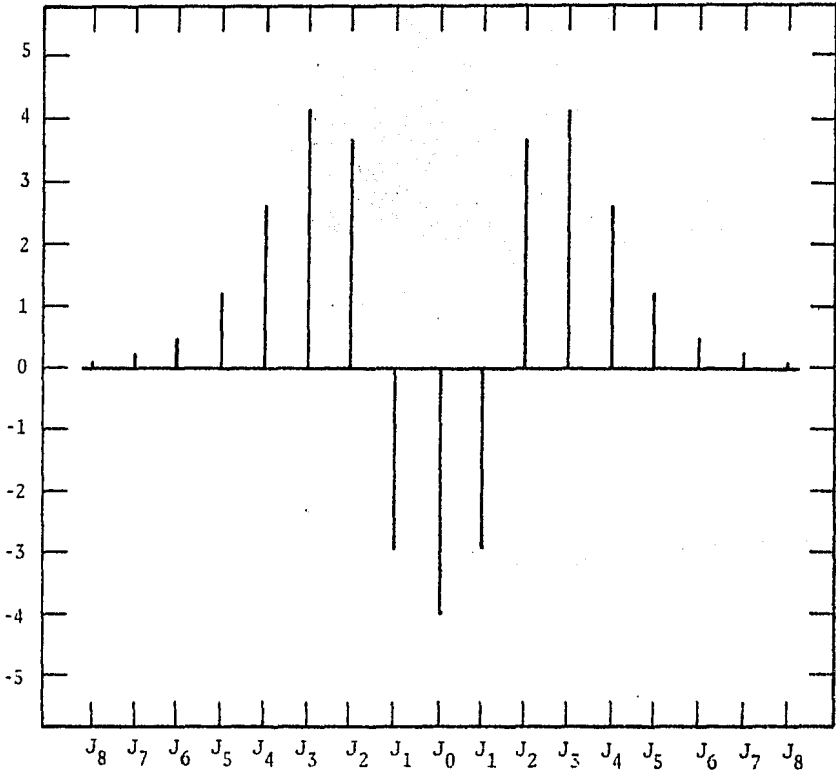
obtener la gráfica de las intensidades relativas.

Con el fin de tener una idea más clara de las modificaciones impuestas por el término  $e^{-\beta y}$ , se presentan a continuación las gráficas de los espectros que corresponden a los valores de las funciones Bessel  $J_n(v')$ , para diferentes parámetros y que permiten apreciar los cambios producidos en la intensidad relativa y se muestran las gráficas de los espectros de líneas que corresponden al cociente de las intensidades para valores de  $\beta = 0.2$  y  $\beta = 0.6$ .

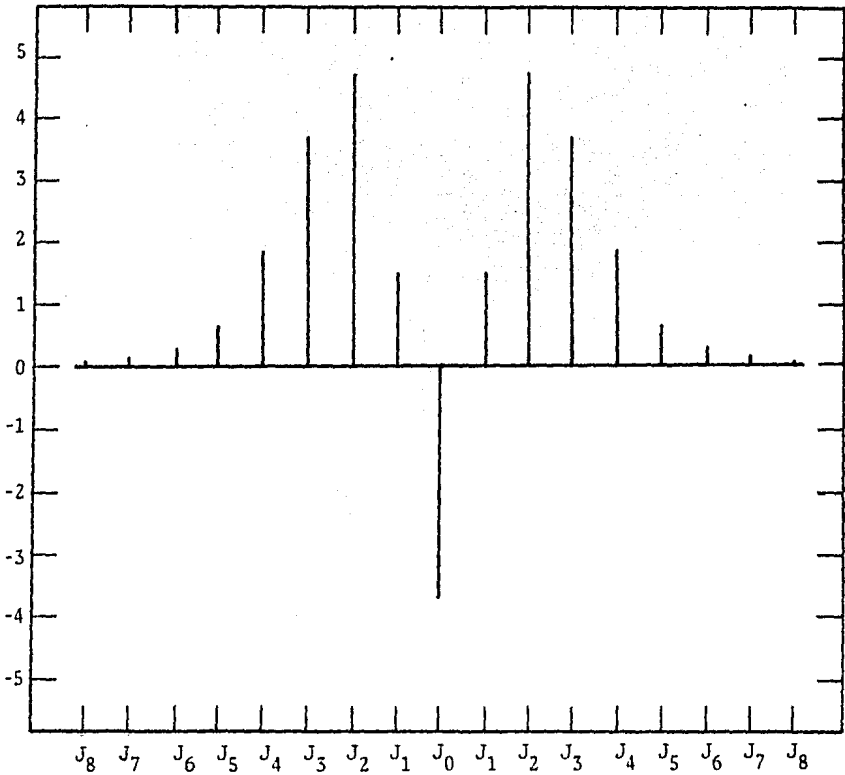
Hay que notar que el cambio en un factor de tres en el valor de  $\beta$  ocasiona un cambio en el argumento  $v'$  en un orden de magnitud, con lo cual se producen patrones de difracción totalmente diferentes, que se presentan a modo de comparación con la figura (1.3) del capítulo I.



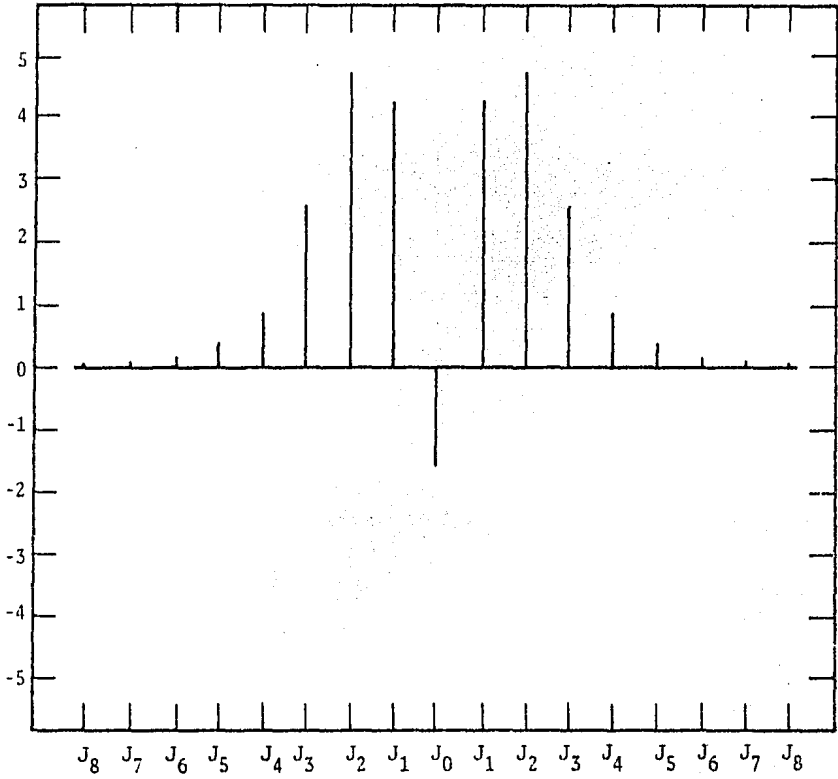
Graf. 2.1 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $y = 0.2$   
Constantes :  $\beta = 0.6$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 4.40$



Graf. 2.2 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\gamma = 0.4$   
Constantes :  $\beta = 0.6$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 3.90$  .



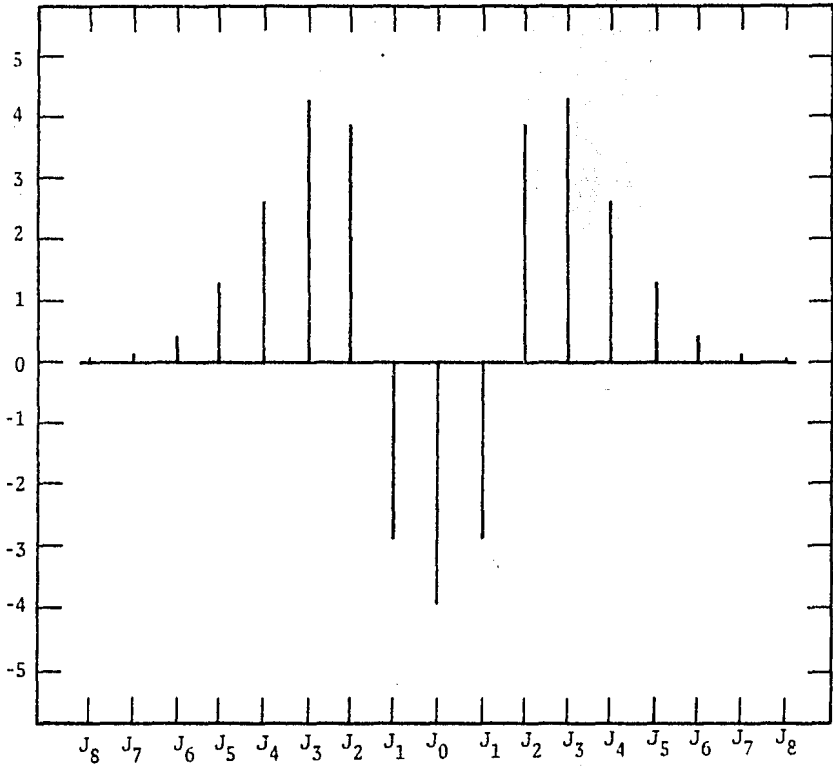
Graf. 2.3 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $y = 0.6$   
Constantes :  $\beta = 0.6$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 3.46$



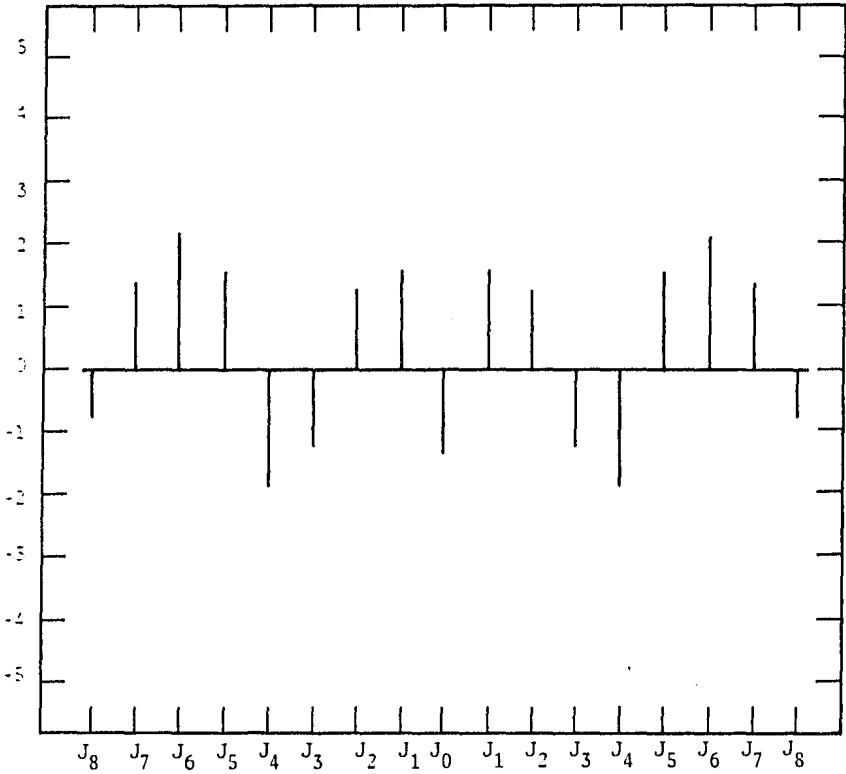
Graf. 2.4 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $y = 1$

Constantes :  $\beta = 0.6$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 2.72$

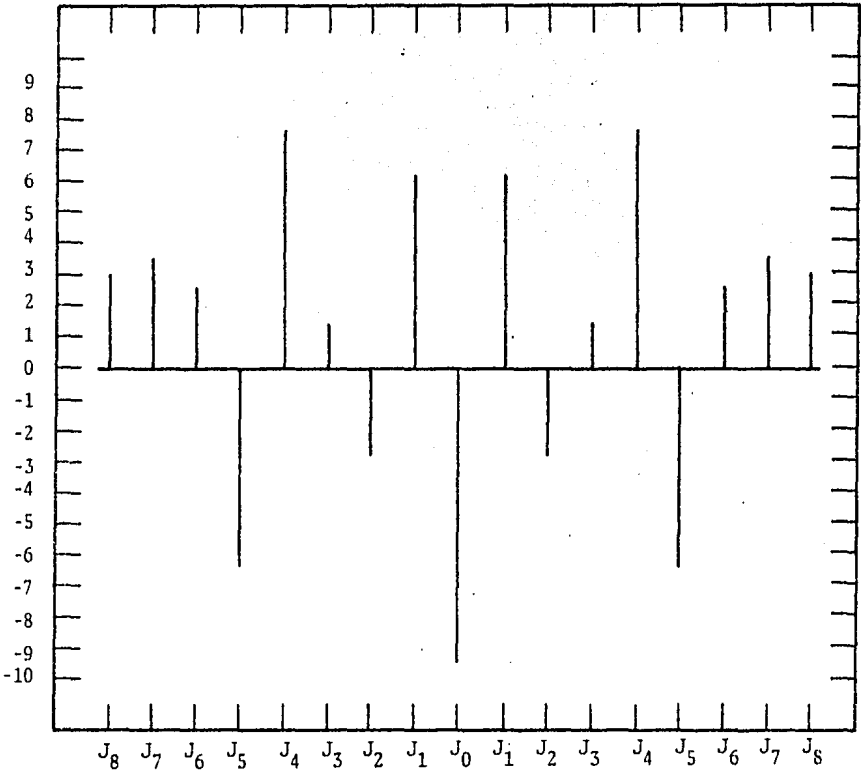




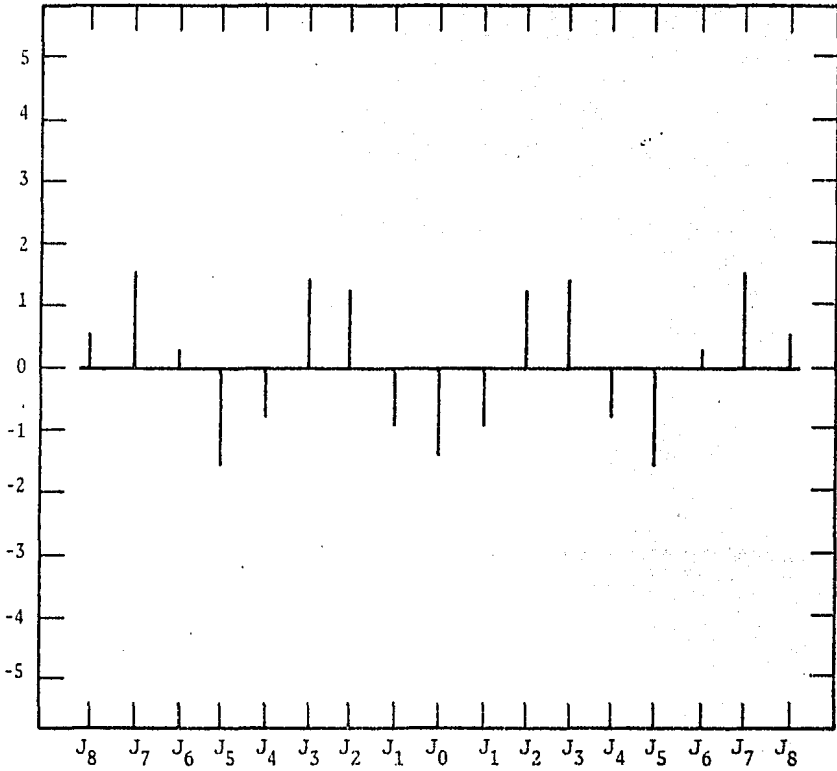
Graf. 2.5 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\mu = 1 \times 10^{-5}$   
Constantes :  $\gamma=0.4$  ;  $\beta = 0.6$  ;  $v' = 3.90$



Graf. 2.6 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\mu = 4 \times 10^{-5}$   
Constantes :  $\gamma = 0.4$  ;  $\beta = 0.6$  ;  $v' = 15.62$

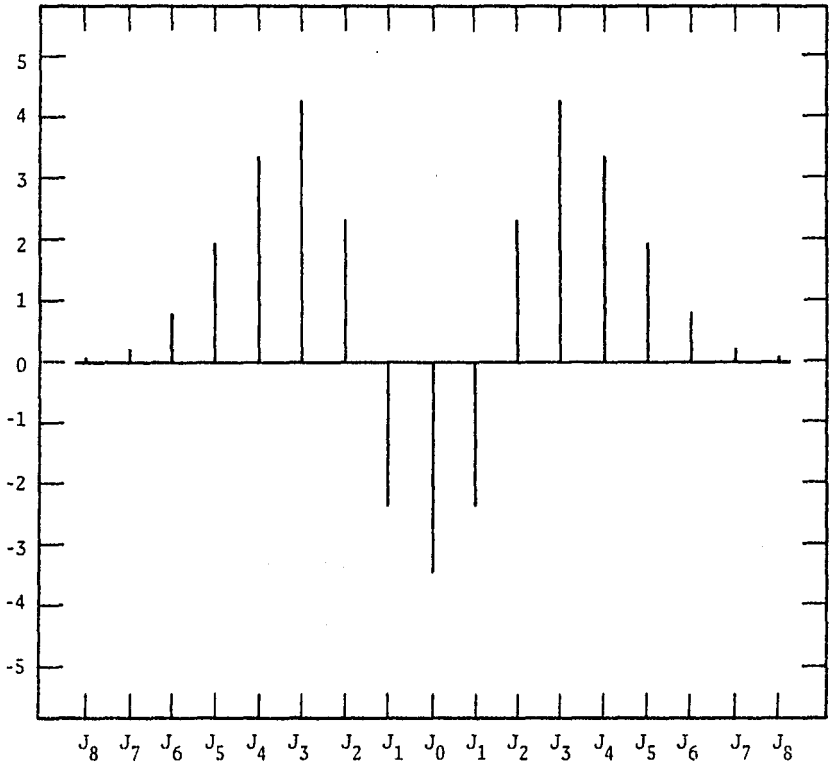


Graf. 2.7 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\mu = 8 \times 10^{-5}$   
Constantes :  $\gamma = 0.4$  ;  $\beta = 0.6$  ;  $v' = 31.24$



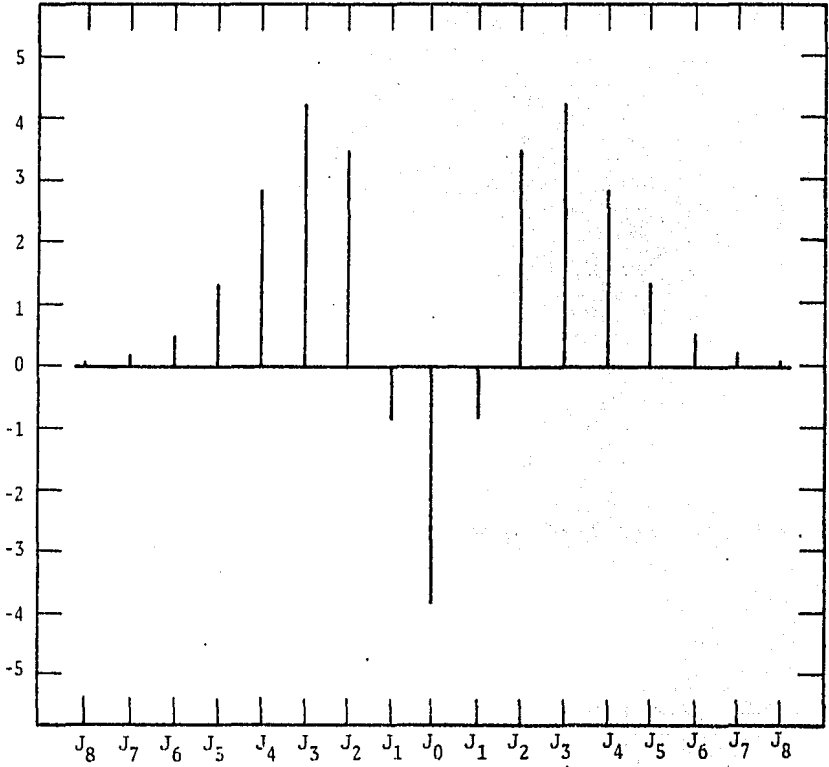
Graf. 2.8 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\mu = 6 \times 10^{-5}$

Constantes :  $y = 0.4$  ;  $\beta = 0.6$  ;  $v' = 23.43$



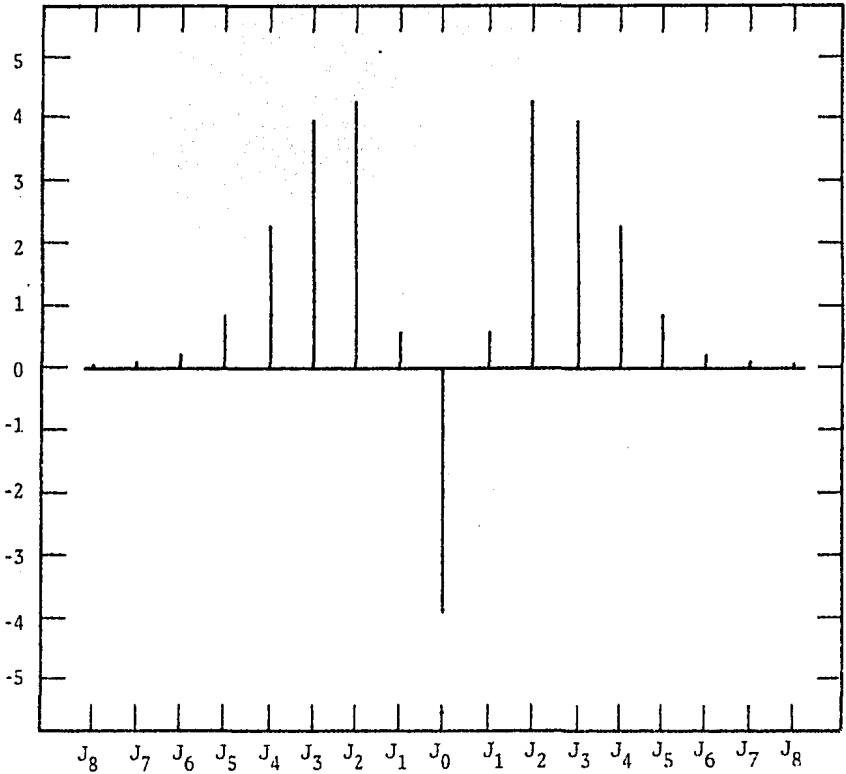
Graf. 2.9 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\beta = 0.2$

Constantes :  $\gamma = 0.5$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 4.49$



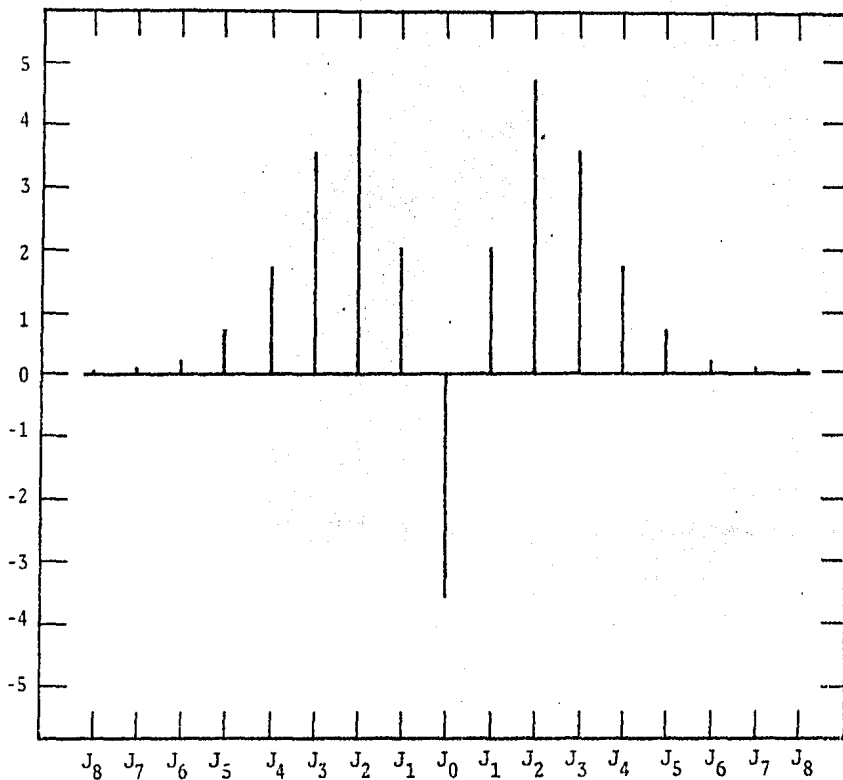
Graf. 2.10 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\beta = 0.4$

Constantes :  $\gamma = 0.5$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 4.06$



Graf. 2.11 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\beta = 0.6$

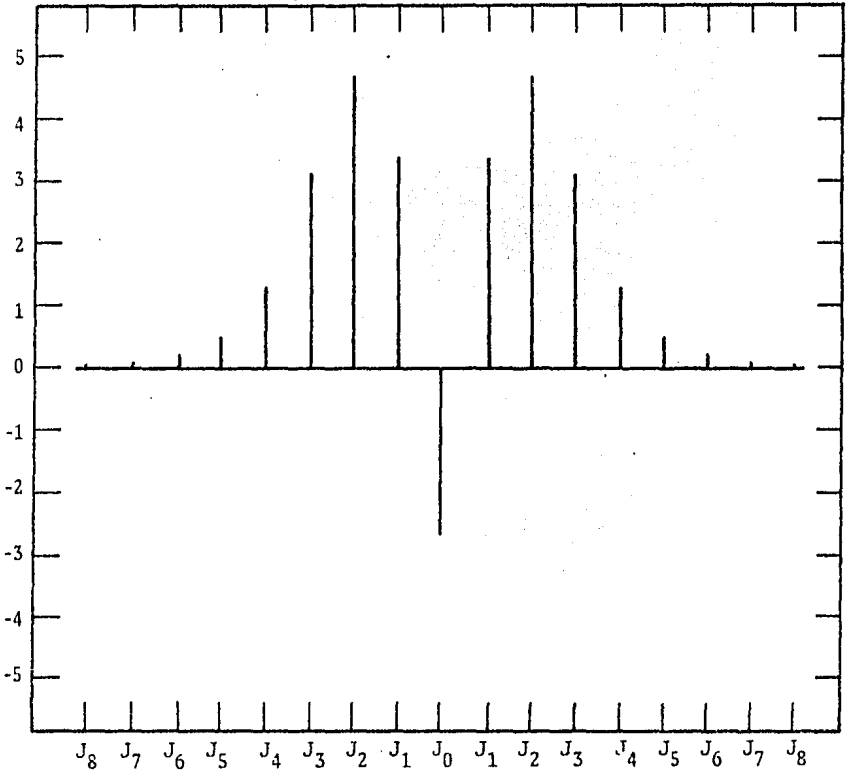
Constantes :  $\gamma = 0.5$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 3.67$



Graf. 2.12 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\beta = 0.8$

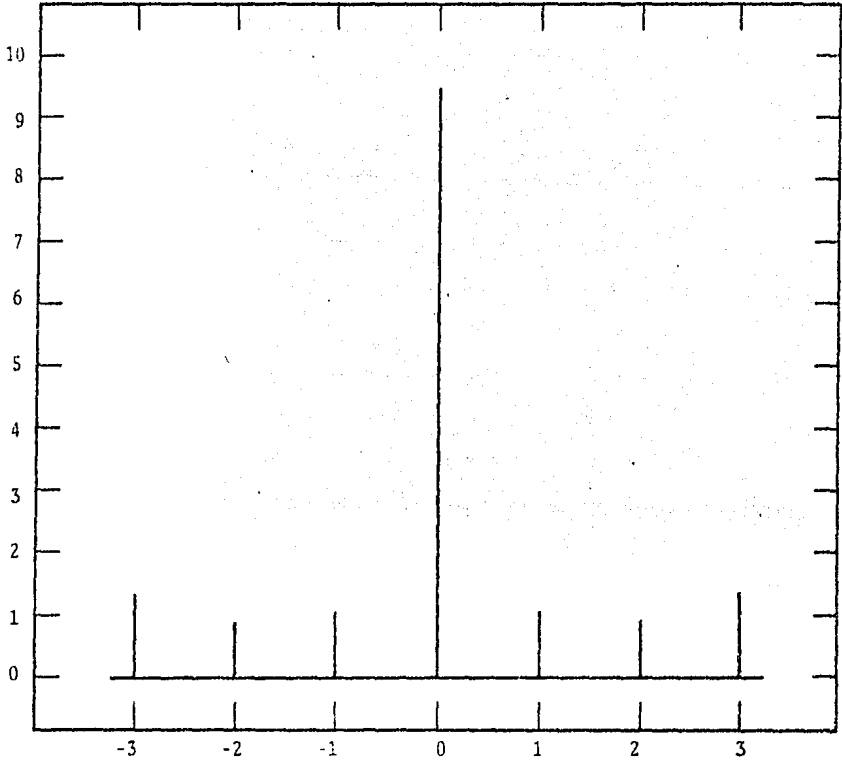
Constantes :  $\gamma = 0.5$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 3.32$





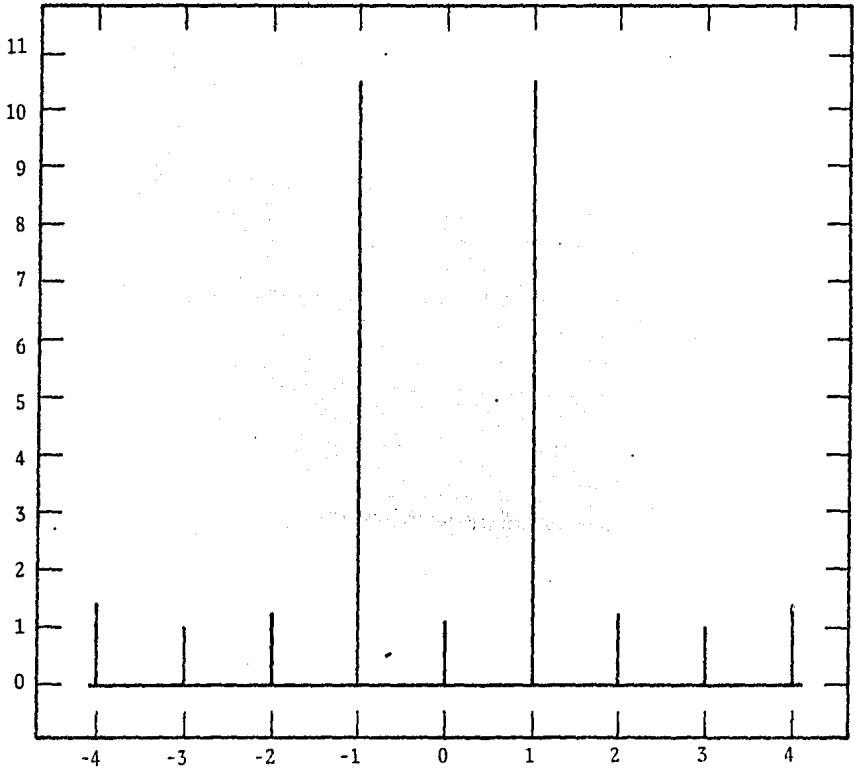
Graf. 2.13 Funciones Bessel  $J_n(v')$  para  $\beta = 1$

Constantes :  $\gamma = 0.5$  ;  $\mu = 10^{-5}$  ;  $v' = 3.01$



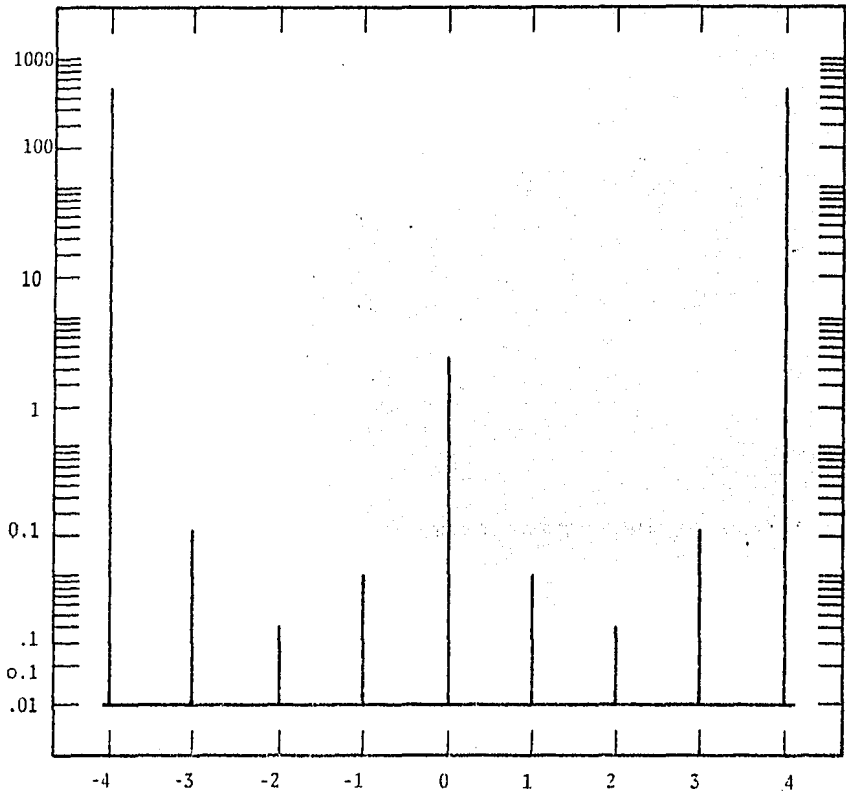
Graf. 2.14 Espectros de líneas para el cociente de las intensidades relativas  $I_m / I_0$

$\beta = 0.2$  ;  $\nu' = 9.1$  ;  $m = 0, \dots, 4$

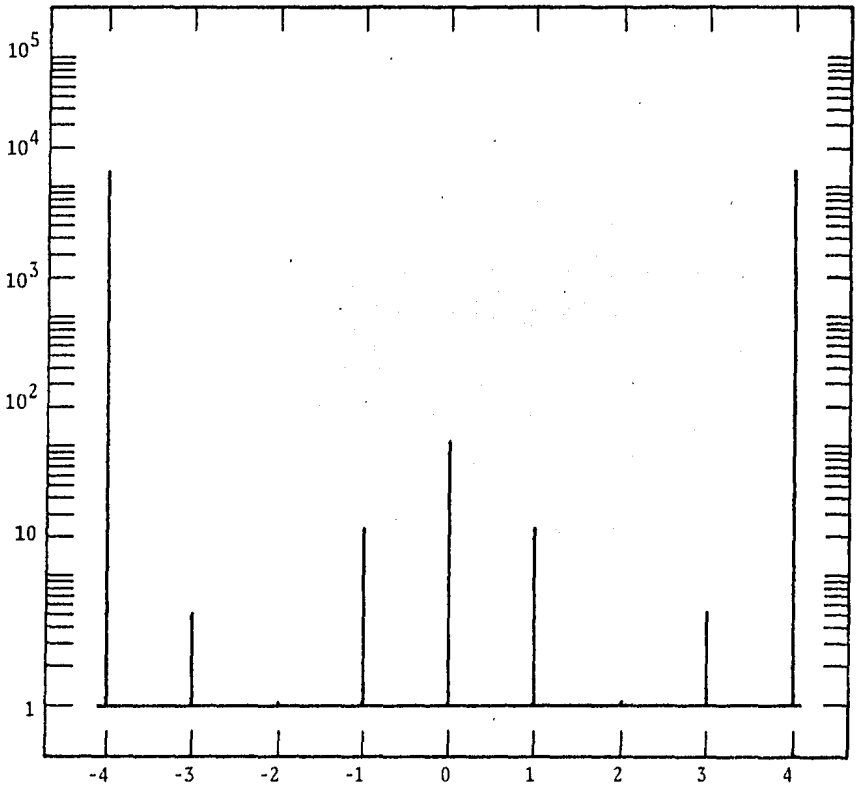


Graf. 2.15 Espectros de líneas para el cociente de las intensidades relativas  $I_m / I_3$  .

$$\beta = .2 ; v' = 9.1 ; m = 0, \dots, 4$$



Graf. 2.16 Espectros de líneas para el cociente de las intensidades relativas  $I_m / I_1$  .  
 $\beta = 0.6$  ;  $m = 1, \dots, 4$  .



Graf 2.17 Espectros de líneas para el cociente de las intensidades relativas  $I_m / I_2$  .

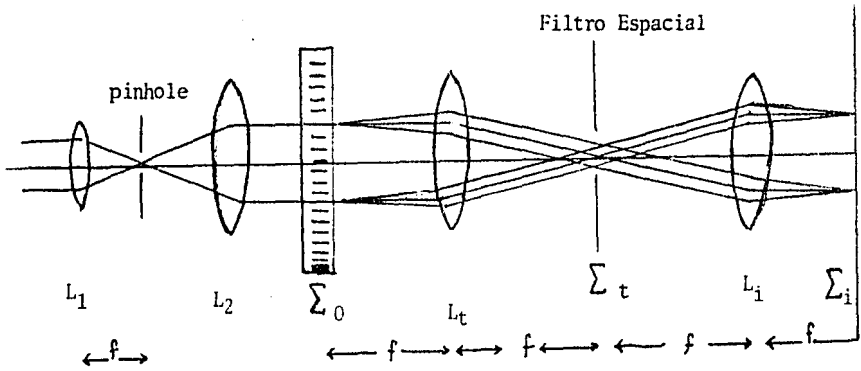
$$\beta = 0.6 ; m = 1, \dots, 4 .$$

### CAPITULO III

Verificar el análisis presentado en el capítulo II - implica una medición cuidadosa del patrón de difracción, - afortunadamente las técnicas actuales de registro pueden - lograr ésto. Pero además, la mejor comprensión de los fe- - nómenos ópticos permiten un montaje relativamente simple - del arreglo óptico y entregan patrones de difracción más - definidos.

En este capítulo se discute un arreglo óptico alter- - nativo al usado por los primeros experimentadores y que se - espera mejore la resolución. La primera parte del capítu- - lo describe el diseño óptico con algunas consideraciones - de la óptica de Fourier necesaria sin ser rigurosa, mien- - tras que la segunda parte sugiere un método electrónico de - detección que al ser automático en su registro permite un - procesamiento de la señal que incluso puede ser computari- - zado.

Considérese el sistema que se muestra en la siguien- - te figura:



(fig. 3.1) Arreglo óptico propuesto.

Los frentes de onda monocromáticos planos que provienen de un laser de He-Ne cuya longitud de onda es:  $\lambda = 6.32 \times 10^{-7} \text{m.}$ , se enfocan en un punto por medio de una lente  $L_1$  de longitud focal corta (objetivo de microscopio), en el foco de  $L_1$  se coloca una abertura de diámetro despreciable ('pinhole') con el propósito de constituir un filtro que remueva las frecuencias espaciales altas y reducir así el patrón de franjas espúreo que se presenta en el haz del laser.

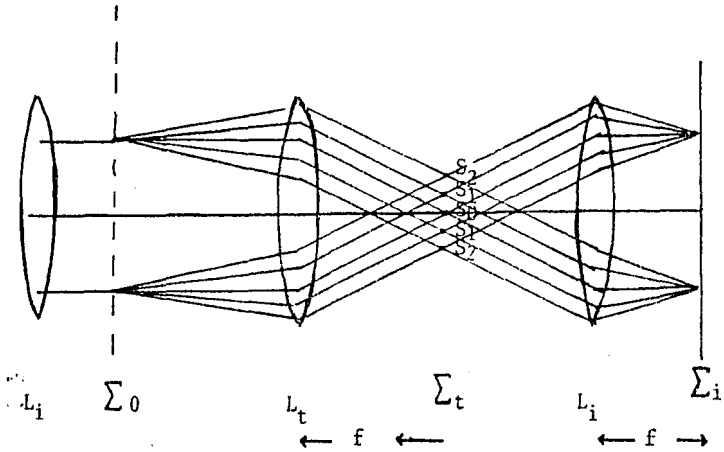
Una segunda lente  $L_2$  es usada para obtener un haz pa-

ralelo que incida perpendicularmente sobre una celda de - - prueba que se encuentra en el plano objeto  $\Sigma_0$ . Los frentes de onda que emanan de la lente colimadora  $L_2$  son difractados por la red periódica producida por la onda ultrasónica dentro del líquido. El resultado es un frente de onda distorsionado que se resuelve en un nuevo conjunto de ondas, - cada una correspondiendo a un orden dado:  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , o frecuencia espacial y cada una viajando en una dirección específica.

La lente  $L_t$ , que originalmente se usa para traer a - una distancia cercana al patrón desde infinito, sirve como una lente transformadora, es decir, genera una transformada óptica de Fourier. Esta lente forma un patrón de difracción de Fraunhofer de la red en el plano de la transformada  $\Sigma_t$  (el cual es también el plano focal posterior de  $L_t$ ).

Las ondas se propagan más allá de  $\Sigma_t$  y llegan al plano  $\Sigma_1$ , ahí se superponen e interfieren para formar una imagen invertida de la red. En la figura (3.2) se pueden considerar los puntos  $S_0, S_1, S_2, \dots$ , como si fueran emisores puntuales de ondas de Huygens, el patrón de difracción resultante en  $\Sigma_1$  es entonces la imagen de la red, o sea, la imagen surge de un procedo de doble difracción





(fig. 3.2) Diagrama del proceso de formación de imágenes.

Se puede también pensar que la onda incidente está difractada una vez más por la lente  $L_t$ .

Al introducir una lente formadora de imagen,  $L_i$  (lente transformadora inversa), se proyecta el patrón de difracción de la luz distribuida sobre  $\Sigma_t$  en el plano imagen. En otras palabras, difracta el haz difractado, lo que significa que genera una transformada inversa; esto implica que aparece una transformada inversa de los datos en  $\Sigma_i$  como la imagen final.

Por otra parte, en la mayoría de los procesos optoacústicos es esencial la conversión de la modulación espa-

cial y temporal de la amplitud de la onda luminosa. Esto puede lograrse por diversos métodos, entre éstos está el representado en la fig. (3.1) y en el cual se utiliza el filtraje espacial.

Esta es la razón por la cual se coloca una rendija rectangular en el plano  $\Sigma_t$ .

Los experimentos que mencionan Raman y Nath en sus trabajos emplean también esta técnica para efectuar la citada conversión valiéndose de una rendija. Tanto el método sugerido por Raman y Nath como el propuesto en este trabajo son equivalentes.

Es conveniente mencionar que estas técnicas ópticas están fundamentadas en la teoría de la formación de imágenes elaborada por Ernst Abbe, pero aquí no se pretende realizar un estudio detallado de esta teoría, sino tan solo comen-tar en ella la parte óptica del experimento.

Debido a la importancia que tienen la intensidad del patrón de difracción y la relación entre las intensidades luminosas de los distintos órdenes, resulta indispensable un procesamiento electrónico apropiado que garantice precisión en la medida de estas cantidades.

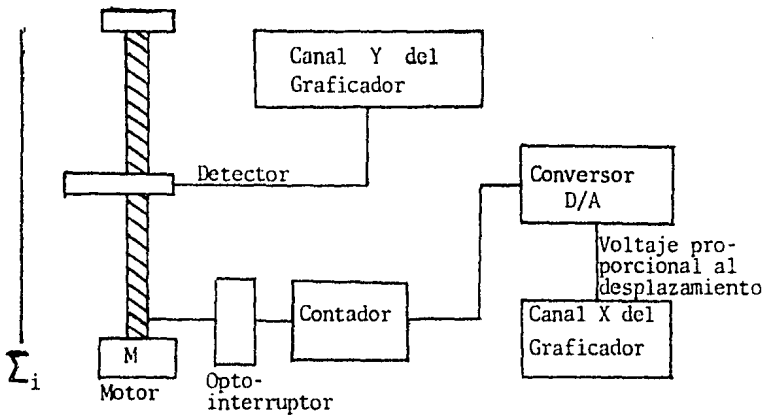
Para efectuar este registro se han considerado dos posibilidades, a saber: por medio de una película fotográfica de sensibilidad adecuada y que una vez realizado el experimento sea analizada en un densitómetro.

Con este método no se requiere ninguna implementación especial de equipo, tan solo es necesario asegurarse de que se ha eliminado el ruido óptico en la placa fotográfica.

El otro método sugerido requiere de un sensor opto-eléctrico que permita realizar medidas aún cuando sea en forma relativa. Este sistema optoelectrónico puede implementarse por medio de un arreglo de transistores sensibles a la luz, conocido como fotodarlington, o bien a través de algún otro tipo de sensores ópticos, como por ejemplo, celdas de sulfuro de cadmio (Cds) ó fotodiodos de silicio.

En el laboratorio de Acústica se cuenta con un fotodetector marca Tektronix modelo 717-A y con una punta de prueba especial para medición de irradiancia ( $\text{mw}/\text{cm}^2$ ). Esta punta se coloca sobre un tornillo sinfin que gira a velocidad constante, en consecuencia la punta se desliza a lo largo del plano imagen detectando todos los órdenes de difracción producidos. La ventaja de efectuar un barrido automático de la imagen consiste en que las lecturas se pueden procesar simultáneamente a la realización del experimento,

ya sea acoplado el fotodetector a la entrada de un graficador X-Y, o bien, a un convertidor analógico-digital que envíe la señal para su almacenamiento y registro a una micro-computadora. A continuación se muestra el diagrama de bloques de este sistema. Figura (3.3)



(fig. 3.3) Diagrama de bloques del procesamiento electrónico.

### CONCLUSIONES.

A la largo de este trabajo se realizó un análisis de las modificaciones que ocurre en el patrón de difracción, cuando la amplitud de la onda ultrasónica no es constante. Este análisis se hizo suponiendo que la amplitud de la onda decae exponencialmente al alejarse del centro del transductor. Los resultados obtenidos muestran que:

a).- La intensidad de los patrones de difracción depende de la forma de vibración del transductor. Raman considera a la onda sónica como una onda plana infinita de amplitud constante, que en la práctica no puede ser implementada pues todos los excitadores de ultrasonido son finitos y deben tomarse en cuenta las condiciones de frontera del elemento de vibración (barra sujeta en sus extremos), sin embargo, la suposición de que la amplitud de la onda ultrasónica decae exponencialmente no es la única posible.

En la expresión (2.14) se puede apreciar que si en índice de refracción es una función exponencial en  $y$ , además de ser senoidal en  $x$ , entonces todos los órdenes del patrón de difracción, excepto el orden cero, quedan multiplicados por un factor  $1/\beta$  que depende de las características

elásticas del transductor (módulo elástico, módulo de torsión, etc.) y que en las gráficas (2.1-2.17) se aprecia con mayor claridad. También aparece un factor  $(1 - e^{-\beta y})$ , con lo que se torna más complicada la interpretación. El argumento de la función Bessel presenta un cambio importante en comparación con el de la función Bessel del trabajo de Raman-Nath.

Por lo que respecta al orden cero, éste muestra un término aditivo en el que los factores  $1/\beta$  y  $(e^{-\beta y} - 1)$  son relevantes, no obstante lo anterior, en el caso límite cuando  $\beta \rightarrow 0$  se puede recuperar la expresión original (ec. 1.4).

- b).- Los desarrollos anteriores han sido realizados - suponiendo válida la hipótesis de linealidad que implícitamente se encuentra en el trabajo original. Sin embargo, la linealidad sólo puede considerarse cuando las variaciones de presión en la onda ultrasónica son pequeñas, en el caso de ondas de choque o macrosonido el tratamiento no es correcto.

Por otra parte, los cambios de presión influyen directamente sobre las características eléctricas del medio, esto implica que la linealidad debería esperarse en  $\epsilon$  más que en el índice de refracción. Puesto que  $\mu = \sqrt{\epsilon}$  para un medio no magnético, entonces no hay linealidad entre los

cambios de presión y el índice de refracción, a menos que los valores de  $\Delta\epsilon/\epsilon \gg 1$ , con lo que una aproximación a primer orden es válida ( $\Delta\epsilon/\epsilon < 10^{-4}$ ).

### COMENTARIOS.

Por último, es necesario hacer hincapié en ciertos detalles de carácter experimental con el objeto de obtener patrones de difracción libres de ruido, lo cual se trata en el capítulo III, por ejemplo, la adición de un "pin-hole" que remueva las frecuencias espectrales altas del haz de la ser es fundamental para eliminar el patrón de franjas espúreo que está presente en el laser. El arreglo óptico debe permitir una mayor definición y una máxima precisión en la recolección de información.

La ventaja de las técnicas modernas de detección permite verificar la reproducibilidad que el experimento debe tener, pero debido a que no se puede garantizar una intensidad constante para todas las veces que se efectúe el experimento, es indispensable hacer mediciones de intensidad relativa, para lo cual la normalización respecto al orden cero deberá realizarse con todo cuidado, pues de ello depende la detección de variaciones en la intensidad de los patrones de difracción.



BIBLIOGRAFIA

E. Hencht, A. Zajac, Optica. Adisson Wesley (1977)

H.V. Klein, Optics. Wiley International Edition (1970)

Grant R. Fowles, Introduction to Modern Optics. Holt, Rinehart and Wiston (1975).

William C. Elmore, Mark A. Heald, Physics of Waves. McGraw - Hill (1969)

Joseph W. Goodman, Introduction to Fourier Optics. McGraw - Hill (1968)

George Arfken, Mathematical Methods for Physicists. Academic Press. (1970).

Handbook of Mathematical Functions, editado por Milton Abramowitz e Irene A. Stegun Dover Publications (1970).



- (12) W.R. Klein, E.A. Heideman, *Physica*, vol. 29, pp. 981,  
(1963)
- (13) J. L. Sandoval, Tesis de Licenciatura, Fa-  
cultad de Ciencias, UNAM -  
(1980)

SIMBOLOGIA

Frecuencia de la luz.....	$\nu$
Longitud de onda de la luz.....	$\lambda$
Frecuencia del ultrasonido.....	$\nu^*$
Longitud de onda del ultrasonido.....	$\lambda^*$
Espaciamiento de la rejilla.....	$d = \lambda^*$
velocidad de la onda ultrasónica.....	$v_{el}^*$
Indice de refracción del medio no perturbado.....	$\mu_0$
Máxima variación del índice de refracción.....	$\mu$
Densidad del medio.....	$\rho$
Angulo de dispersión.....	$\theta$
Distancia entre las paredes de la celda de prueba.....	$L$
Eje coordenado a lo largo del cual viaja la luz.....	$Z$
Eje coordenado a lo largo del cual viaja la onda ultrasónica.....	$X$
Parámetro dimensional.....	$\nu = 2\pi\mu L/\lambda$
Parámetro dimensional.....	$\nu' = 2\pi\mu L e^{-\beta y}/\lambda$
Vector de propagación de la luz.....	$\vec{u}$
Vector de propagación del ultrasonido.....	$\vec{b}$
Cambio de fase en el haz de luz.....	$\Delta\theta$
Longitud de camino óptico.....	$\Lambda$
Factor de amortiguamiento.....	$e^{-\beta y}$
Dimensión del haz luminoso a lo largo del eje X.....	$p$
Dimensión del haz ultrasónico a lo largo del eje Y.....	$A$