

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON

FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS



ANALISIS OPTICO DE UNA IMAGEN SIMULADA
DE LA SUPERFICIE MARINA CON EL ESPECTRO
TEORICO DE PIERSON-MOSKOWITZ.

T E S I S

PARA EL EXAMEN PROFESIONAL SUSTENTADO.

POR:

JOSE EDUARDO VILLARREAL BARAJAS

PARA OBTENER EL TITULO DE
LICENCIADO EN FISICA

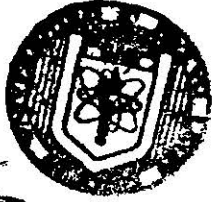
SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L. FEBRERO, 1987

TL
GC178
.2
.V55
1987
c.1



1080171503

F. 107



UNIVERSIDAD DE COIMBRA
FACULTAD DE CIENCIAS
MATEMÁTICAS
CIVIL

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON

FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS
FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS



ANALISIS OPTICO DE UNA IMAGEN SIMULADA
DE LA SUPERFICIE MARINA CON EL ESPECTRO
TEORICO DE PIERSON-MOSKOWITZ.

T E S I S

PARA EL EXAMEN PROFESIONAL SUSTENTADO

PARA EL EXAMEN PROFESIONAL SUSTENTADO POR:
JOSE EDUARDO VILLARREAL BARAJAS

PARA OBTENER EL TITULO DE
LICENCIADO EN FISICA

LICENCIADO EN FISICA

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L. FEBRERO, 1987.

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L.

FEBRERO, 1987.

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON
FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS

ANÁLISIS OPTICO DE UNA IMAGEN SIMULADA DE LA
SUPERFICIE MARINA CON EL ESPECTRO TEÓRICO DE
PIERSON - MOSKOWITZ.

T E S I S

PARA EL EXAMÉN PROFESIONAL SUSTENTADO POR:

JOSE EDUARDO VILLARREAL BARAJAS

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN FISICA

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N.L.

FEBRERO, 1987.

BURAU RANGEL FIES
UANL
FONDO
TECIS LIC. INCIATURA

A PAPA Y MAMA

POR SU GRAN AMOR E INFINITO APOYO.

A MI HERMANO ARTURO

QUE ME ENSEÑO A LUCHAR HASTA EL FINAL.

A LOS QUE NO LLEGARON.

A TODOS MIS COMPAÑEROS Y AMIGOS.

C O N T E N I D O

	PAGINA
INTRODUCCION	
ANTECEDENTES	1
OBJETIVO	3
CAPITULO I SIMULACION NUMERICA DE LA SUPERFICIE MARINA	 5
DEFINICION DE LOS PARAMETROS DE SUPERFICIE Y SUS PROPIEDADES ESTADISTICAS	 6
MODELADO DE SUPERFICIES RUGOSAS Y ALEATORIAS	 10
MODELADO DE MARES DE PIERSON - MOSKOWITZ	 19
OBTENCION DE LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA EN UNA PELICULA FOTOGRAFICA	 23
CAPITULO II TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER DE UNA IMAGEN FOTOGRAFICA	 31

	PAGINA
CONFIGURACION DE RAYOS PARALELOS (O-F) Y (F-F)	31
TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER (O-F)	32
COLIMACION	32
DESCRIPCION DEL ARREGLO OPTICO (O-F)	33
TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER (F-F)	37
DESCRIPCION MATEMATICA DEL ARREGLO OPTICO (F-F)	38
CONFIGURACION DE RAYOS CONVERGENTES (CB)	41
DESCRIPCION MATEMATICA DEL ARREGLO (CB)	41
CAPITULO III RESULTADOS	45
CAPITULO IV DISCUCION	59
CAPITULO V .CONCLUSIONES	65

PAGINA

APENDICE I

67

LISTA DE FIGURAS

FIGURA		PAGINA
1	ESPECTRO TERÓRICO DE PIERSON - NEUMANN	25
2	ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ	26
3	COMPARACIÓN ENTRE LOS ESPECTROS TEÓRICOS DE PIERSON - NEUMANN Y PIERSON - MOSKOWITZ.	27
4	ESPECTRO DE POTENCIA DE PIERSON - MOSKOWITZ EN FUNCIÓN DE LOS VECTORES NUMERO DE ONDA K_x Y K_y	28
5A	RESPUESTA DE LA PELÍCULA KODAK 2415	29
5B	RESPUESTA DE LA PELÍCULA TRI X PAN KODAK	30
6	ARREGLO OPTICO (O-F)	32
7	ARREGLO OPTICO (F-F)	38
8	ARREGLO OPTICO (CB)	41

FIGURA		PAGINA
9	FOTOGRAFÍA DE LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA SIMULADA	48
10	FOTOGRAFÍA DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO OPTICO F-F	50
11	GRÁFICA DE INTENSIDAD CONTRA EL NÚMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO F-F.	51
12	GRÁFICA DE INTENSIDAD CONTRA EL NÚMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO O-F.	52
13	GRÁFICA DE INTENSIDAD CONTRA EL NÚMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO CB (PARA $S=F/2$)	54
14	COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO O-F, Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ.	55

FIGURA		PAGINA
15	COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE (ARREGLO F-F) Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ.	56
16	COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO CB (PARA $S-F/2$), Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ.	57
17	COMPARACIÓN ENTRE EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ Y EL ESPECTRO OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO F-F Y PARA UNA ABERTURA DEL DETECTOR DE 1000 MICRONES (ALVAREZ, B.J., 1987).	58

LISTA DE TABLAS

	PAGINA
TABLA I COMPARACIÓN ENTRE EL ARREGLO ÓPTICO F-F Y CB	44
TABLA II LONGITUD DE ONDA DEL OLEAJE.	49
TABLA III LOCALIZACIÓN DE LOS NÚMEROS DE ONDA EN EL PLANO DE FOURIER.	53

AGRADECIMIENTOS

A DIOS POR PERMITIRME CONOCER OTRO PEDACITO DE ÉSTE GRAN UNIVERSO.

AL CICESE POR LA FACILIDAD PARA DESARROLLAR ÉSTE TRABAJO Y POR SU OPORTUNO APOYO ECONÓMICO.

A MI ASESOR JOSUEE ALVAREZ BORREGO POR HACERME PARTICIPE DE SU INVESTIGACIÓN Y POR SU APOYO QUE FUÉ DETERMINANTE PARA EL ÉXITO DE ÉSTE PROYECTO.

A RICARDO VILLAGOMEZ TAMEZ POR SUS ATINADAS SUGERENCIAS Y SU AYUDA INVALUABLE EN EL USO Y MANEJO DEL MICRODENSITÓMETRO.

A ADRIANA DE VILLAGOMEZ POR SU VALIOZA COLABORACIÓN EN EL LABORATORIO DE FOTOGRAFÍA.

AL INSTITUTO DE ASTRONOMÍA DE LA UNAM POR PERMITIRME HACER USO DE SU SISTEMA DESPLEGADOR DE IMÁGENES.

A GINA.

A CARMEN.

A TODOS MIS COMPAÑEROS DEL CICESE POR SU INCONDICIONAL AYUDA Y AMISTAD.

I N T R O D U C C I O N

ANTECEDENTES

UNO DE LOS PROBLEMAS MÁS IMPORTANTES ASOCIADOS CON EL ESTUDIO DEL MAR, ES SIN DUDA ALGUNA EL DE COMPRENDER LA COMPLEJA ESTRUCTURA DE LA SUPERFICIE MARINA, SU IMPORTANCIA RADICA PRINCIPALMENTE EN EL HECHO DE QUE LA INFORMACIÓN OBTENIDA DE SU ESTUDIO PROPORCIONA UNA EXPLICACIÓN DE LA GENERACIÓN, PROPAGACIÓN, COMPORTAMIENTO DE LAS OLAS, PREDICCIÓN E INTERCAMBIO DE ENERGÍA ENTRE VOLÚMENES DE AGUA, LO CUAL ES DETERMINANTE EN UNA PLANEACIÓN PORTUARIA ADECUADA.

PARA ESTE PROPOSITO SE HAN DESARROLLADO DIVERSAS TÉCNICAS TANTO ÓPTICAS COMO OCEANOGRÁFICAS, LAS CUALES DATAN DE FINALES DEL SIGLO PASADO (R. SILVESTER, 1974).

EN LOS ULTIMOS VEINTE AÑOS LOS MÉTODOS ÓPTICOS HAN IDO GANANDO IMPORTANCIA, DEBIDO BÁSICAMENTE A SU RELATIVA SIMPLICIDAD Y BUENOS RESULTADOS.

UNA DE LAS VENTAJAS DE LOS MÉTODOS ÓPTICOS CON RESPECTO A LOS OCEANOGRÁFICOS, ES QUE NOS OFRECEN INFORMACIÓN

DIRECTA SOBRE LA DIRECCIÓN DE DESPLAZAMIENTO DEL OLEAJE, LO CUAL HA SIDO MOSTRADO POR BARBER (1954), MIENTRAS QUE LAS SERIES DE TIEMPO DE ALTURA DE LAS ONDAS EN UN PUNTO ESPECÍFICO DE LA SUPERFICIE DEL MAR (OBTENIDAS POR LOS OCEANÓGRAFOS), NO OFRECEN INFORMACIÓN ALGUNA SOBRE LA DIRECCIÓN DE DESPLAZAMIENTO DE LA ONDA (A MENOS QUE TENGAN UN ARREGLO DE TRES SENSORES DE PRESIÓN). OTRA VENTAJA DE LOS MÉTODOS ÓPTICOS, ES EL HECHO DE QUE TAMBIÉN PUEDEN SER USADOS PARA EL ESTUDIO DE AGUAS PROFUNDAS Y SOMERAS.

DENZIL (1969), USANDO UN MÉTODO ÓPTICO DETERMINÓ EL ESPECTRO DIRECCIONAL DE IMÁGENES FOTOGRÁFICAS DE MAR, SIN EMBARGO ES IMPORTANTE ACLARAR QUE ESTE MÉTODO TIENE ALGUNAS LIMITACIONES, PUES SOLAMENTE SE PUEDE USAR EN DÍAS SOLEADOS Y CON ILUMINACIÓN UNIFORME. MÁS ADELANTE EL MISMO DENZIL Y PILON (1974), DETERMINARON POR OTRO MÉTODO ÓPTICO EL ESPECTRO DIRECCIONAL DE LAS ONDAS DE LA SUPERFICIE MARINA (TAMBIÉN CONTENIDO EN UNA PELÍCULA FOTOGRÁFICA). ESTE MÉTODO CONSISTIA BÁSICAMENTE EN DETERMINAR EL CAMBIO DE LA LUZ REFLEJADA DE LA SUPERFICIE MARINA CON LA VARIACIÓN DE LA INCLINACIÓN DE LA MISMA, MIDIENDO SU CORRESPONDIENTE PATRÓN DE DIFRACCIÓN.

SUGIMORI (1975), UTILIZÓ TAMBIÉN UN MÉTODO SIMILAR AL DE DENZIL S. (1969), PARA LA DETERMINACIÓN DE LOS ESPECTROS DIRECCIONALES DE SUPERFICIES DE MAR.

COMO SE PUEDE OBSERVAR LOS MÉTODOS ÓPTICOS HASTA AHORA MENCIONADOS UTILIZAN FOTOGRAFÍAS REALES DE MAR PARA SU POSTERIOR ESTUDIO, LO CUAL NO PERMITE HACER UN ANÁLISIS DETALLADO Y PRECISO DE LA METODOLOGÍA ÓPTICA USADA. ALVAREZ Y MACHADO (1985), UTILIZANDO SUPERFICIES DE MAR GENERADAS NUMERICAMENTE POR COMPUTADORA (CON EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - NEUMAN), REALIZAN UN ANÁLISIS DE LA METODOLOGÍA ÓPTICA USADA PARA LA DETERMINACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA DE UNA IMAGEN FOTOGRÁFICA, OBTENIENDO RESULTADOS SATISFACTORIOS.

ESTA MISMA METODOLOGÍA SERÁ EMPLEADA EN ESTE TRABAJO USANDO AQUÍ EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ PARA LA GENERACIÓN DE IMÁGENES SIMULADAS DE LA SUPERFICIE DE MAR.

OBJETIVO

EL OBJETIVO GENERAL DE ESTE TRABAJO ES LA APLICACIÓN DE MÉTODOS ÓPTICOS PARA EL ANÁLISIS DE LA SUPERFICIE MARINA.

COMO OBJETIVO PARTICULAR, CON UN MODELO NUMÉRICO IMPLEMENTADO POR COMPUTADORA, SE GENERAN SUPERFICIES MARINAS ESTOCÁSTICAS CON DISTRIBUCIÓN GAUSSIANA, UTILIZANDO PARA ELLO EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ.

A PARTIR DE LOS DATOS OBTENIDOS DEL MODELO NUMÉRICO SE CONSTRUIRÁ UNA IMAGEN FOTOGRÁFICA DE LA SUPERFICIE MARINA SIMULADA, USANDO PARA ESTE PROPÓSITO EL MICRODENSITÓMETRO EN SU MODO DE ESCRITURA.

UNA VEZ OBTENIDA LA IMAGEN FOTOGRÁFICA, POR MEDIO DE TRES ARREGLOS ÓPTICOS DISTINTOS, SE OBTENDRÁ SU ESPECTRO DE POTENCIA (MÓDULO CUADRADO DE LA TRANSFORMADA ÓPTICA BIDIMENSIONAL DE FOURIER).

FINALMENTE LOS RESULTADOS DE ESTE TRABAJO SERÁN COMPARADOS CON LOS OBTENIDOS POR ALVAREZ Y MACHADO (1985).

CAPITULO I SIMULACION NUMERICA DE LA SUPERFICIE MARINA.

LA SIMULACIÓN NUMÉRICA DE SUPERFICIES RUGOSAS ALEATORIAS QUE TIENEN UN ESPECTRO DIRECCIONAL ESPECÍFICO, NO SOLAMENTE POSEEN IMPORTANCIA EN EL ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES ESTADÍSTICAS DE LAS MISMAS SUPERFICIES, SINO TAMBIÉN PUEDEN SER USADAS EN ESTUDIOS DE DISPERSIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS O ACÚSTICAS ENTRE OTROS.

EN ESTE TRABAJO SE EMPLEARÁ LA TÉCNICA DESARROLLADA POR CARUTHERS Y NOVARINI (1971), PARA LA GENERACIÓN DE SUPERFICIES MARINAS USANDO EL ESPECTRO DIRECCIONAL DE PIERSON - MOSKOWITZ.

CONCEPTUALMENTE LA FORMA MAS SIMPLE DE CONSTRUIR SUPERFICIES RUGOSAS AL AZAR QUE TIENEN UN ESPECTRO DIRECCIONAL ESPECÍFICO, ES SUMAR UN CONJUNTO DE SINUSOIDALES EN DOS DIMENSIONES, TENIENDO EN CUENTA QUE CADA UNA DE ELLAS POSEE UNA AMPLITUD COMPLEJA CON FASE AL AZAR Y MAGNITUD IGUAL A LA RAÍZ CUADRADA DEL ESPECTRO DE POTENCIA. SIN EMBARGO ESTE PROCEDIMIENTO GENERA UN CONJUNTO PEQUEÑO DE ELEVACIONES INDEPENDIENTES DE LA SUPERFICIE. LA RAZÓN ES QUE ESTE

PROCEDIMIENTO ES BÁSICAMENTE UNA TRANSFORMADA DE FOURIER DE UN ESPECTRO DE NÚMEROS DE ONDA LIMITADO. LA TÉCNICA DE FILTRADO DESARROLLADA POR BRUNO Y NOVARINI (1976), GENERADA DE LA TEORÍA DE SISTEMAS LINEALES NO SUFRE DE ESTA LIMITACIÓN.

ENSEGUIDA SE MOSTRARÁ EL DESARROLLO MATEMÁTICO QUE GENERARÁ LA FUNCIÓN BIDIMENSIONAL, EN BASE A LA CUAL SE CONSTRUYE LA SUPERFICIE MARINA POR MEDIO DE UNA FUNCIÓN DE PESO QUE CONTENDRÁ EL ESPECTRO DE PIERSON - MOSKOWITZ.

DEFINICION DE LOS PARAMETROS DE SUPERFICIE Y SUS PROPIEDADES ESTADISTICAS.

SE EMPEZARÁ REVIZANDO LAS PROPIEDADES ESTADÍSTICAS DE LAS SUPERFICIES RUGOSAS ALEATORIAS Y LOS PARÁMETROS QUE DEFINEN SU DISCRETIZACIÓN.

DEFINAMOS $Z(i,j)$; $i=0,1,2,3,\dots,M$; $j=0,1,2,3,\dots,N$ AL CONJUNTO DE ELEVACIONES DE UNA SUPERFICIE RUGOSA RESPECTO AL NIVEL MEDIO (TOMADO COMO CERO), DEFINIDA ESTA COMO UNA MALLA RECTANGULAR. LOS ÍNDICES i,j LOCALIZAN CUALQUIER

PUNTO EN LA SUPERFICIE CON COORDENADAS (X,Y) DADAS POR
 $X=I\Delta X$ E $Y=J\Delta Y$ DONDE ΔX Y ΔY SON LOS INCREMENTOS ESPACIALES
 O INTERVALOS SOBRE LA MALLA DE LA SUPERFICIE.

LA VARIANCIA DE LAS ELEVACIONES DE LA SUPERFICIE ES ESTIMADA
 POR

$$C_z^2 = \frac{1}{(M+1)(N+1)} \sum_{I=0}^M \sum_{J=0}^N Z^2(I,J) \quad (1)$$

LA FUNCIÓN DE AUTOCORRELACIÓN O AUTOCOVARIANCIA NORMALIZADA
 (ACF) QUEDA DADA POR

$$C_z(R,S) = \frac{1}{(M+1-R)(N+1-S)C_z^2} \sum_{I=0}^{M-R} \sum_{J=0}^{N-S} Z(I,J) \cdot Z(I+R, J+S)$$

Y

(2)

$$C_z(R,-S) = \frac{1}{(M+1-R)(N+1-S)C_z^2} \sum_{I=0}^{M-R} \sum_{J=0}^{N-S} Z(I, J+S) \cdot Z(I+R, J)$$

DONDE R Y S SON RETRAZOS ENTEROS POSITIVOS DADOS POR $R=0,1,2,3,\dots,M$ Y $s=0,1,2,3,\dots,N$ CON M Y N SIENDO LOS MÁXIMOS RETRASOS DE ESPACIAMIENTO. LA (ACF) ESTÁ DADA POR (M+1) INTERVALOS POSITIVOS EN R Y PARA (2N+1) INTERVALOS POSITIVOS Y NEGATIVOS EN S. PARA CUALQUIER SUPERFICIE REAL LA ACF DEBE CUMPLIR.

$$C_z(-R,-S) = C_z(R,S) \quad (3)$$

EL ESPECTRO DE POTENCIA, O LO QUE ES LO MISMO LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUDES CUADRÁTICAS DE LA SUPERFICIE CON LA FRECUENCIA, ES PROBABLEMENTE LA FORMA MAS SIGNIFICATIVA Y UTIL DE CARACTERIZAR UNA SUPERFICIE RUGOSA. PARA SUPERFICIES SUPUESTAS ESTACIONARIAS, COMO ES EL CASO DE LA SUPERFICIE DEL MAR, EL ESPECTRO DE POTENCIA PUEDE CALCULARSE COMO LA TRANSFORMADA DE FOURIER DE LA ACF NO NORMALIZADA. SI LLAMAMOS $E(g,h)$ AL ESPECTRO DE POTENCIA DE LA SUPERFICIE DISCRETIZADA SE TIENE

$$E_z(G,H) = \frac{C_z^2 \Delta X \Delta Y}{2\pi^2} \sum_{R=0}^M \sum_{S=0}^N d_R d_S \left[C_z(R,S) \cos\left(\frac{\pi R G}{M} + \frac{\pi S H}{N}\right) + C_z(R,S) \cos\left(\frac{\pi R G}{M} - \frac{\pi S H}{N}\right) \right] \quad (4)$$

DONDE LA INTEGRAL DE FOURIER SE CÁLCULO UTILIZANDO LA REGLA TRAPEZOIDAL CON

$$d_R = \begin{cases} R/2 & R=0, M \\ 1 & 0 < R < M \end{cases} \quad d_S = \begin{cases} S/2 & S=0, N \\ 1 & 0 < S < N \end{cases} \quad (5)$$

G Y H SON LOS ÍNDICES DE LAS COMPONENTES DEL VECTOR DE ONDA CON RANGO $G=0,1,2,3,\dots,M$; $H=0,\pm 1,\pm 2,\pm 3,\dots,\pm N$.

ESTOS ÍNDICES DEFINEN EL VECTOR DE ONDA $\vec{K} = K_x \hat{E}_x + K_y \hat{E}_y$, DONDE \hat{E}_x Y \hat{E}_y SON VECTORES UNITARIOS Y ADEMÁS

$$K_x = G \Delta K_x \quad ; \quad K_y = H \Delta K_y \quad (6)$$

DADO QUE $E(K_x, K_y)$ ES LA TRANSFORMADA DE FOURIER DE $C(x, y)$, LOS ANCHOS DE BANDA DE LAS COMPONENTES DEL VECTOR DE ONDA SE RELACIONAN CON LOS INCREMENTOS ESPACIALES DE LA SIGUIENTE MANERA.

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{M \Delta x} \quad ; \quad \Delta k_y = \frac{\pi}{N \Delta y} \quad (7)$$

MODELADO DE SUPERFICIES RUGOSAS ALEATORIAS

LA TÉCNICA USADA PARA EFECTUAR UNA SIMULACIÓN NUMÉRICA DE LA SUPERFICIE DEL MAR CON UN ESPECTRO DIRECCIONAL ESPECÍFICO,

ESTÁ SUSTENTADA EN LA EXTENSIÓN DE LA TEORÍA DE SISTEMAS LINEALES DE UNA A DOS DIMENSIONES. LA IDEA BÁSICA PARA LOGRAR ESTO, CONSISTE EN APLICAR A UN ARREGLO DE NÚMEROS ALEATORIOS NO CORRELACIONADOS (SUPERFICIE BLANCA GAUSSIANA) $X(I,J)$, UN FILTRO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL $W(P,Q)$, EL CUAL MODULARÁ LA SUPERFICIE BLANCA DE ENTRADA, PRODUCIENDO OTRO ARREGLO DE NÚMEROS $Z(I,J)$ CON UN DETERMINADO ESPECTRO $E(G,H)$. EL ESPECTRO DE POTENCIA $E(G,H)$, ES UN ESPECTRO TEÓRICO QUE SE ELIGE PARA SER USADO EN LA SIMULACIÓN DEL MAR (EN ESTE TRABAJO SE UTILIZARÁ EL ESPECTRO DE PIERSON-MOSKOWITZ).

PARA OBTENER ESTOS PESOS, CARUTHERS Y NOVARINI (1971) DESARROLLARON LA TEORÍA DE SISTEMAS LINEALES DE UNA A DOS DIMENSIONES.

ENSEGUIDA SE HACE UNA REVISIÓN BREVE DE LOS CONCEPTOS MÁS IMPORTANTES DE SISTEMAS LINEALES Y SU EXTENSIÓN A DOS DIMENSIONES.

LA SALIDA O RESPUESTA DE UN SISTEMA O FILTRO, QUEDA COMPLETAMENTE DETERMINADA POR SU ENTRADA U Y LA CARACTERÍSTICA DEL SISTEMA H (RESPUESTA DEL SISTEMA A LA FUNCIÓN IMPULSO UNITARIO). ESTO PUEDE EXPRESARSE MATEMÁTICAMENTE COMO

$$Y(T) = \int H(T') U(T-T') dT' \quad (8)$$

DE MANERA QUE LA SALIDA DEL SISTEMA SE OBTIENE CONVOLUCIONANDO LA RESPUESTA AL IMPULSO UNITARIO $H(T')$ CON LA SEÑAL DE ENTRADA $U(T')$, SIMBOLICAMENTE ESTO SE PUEDE EXPRESAR COMO

$$Y(T) = H(T') * U(T') \quad (9)$$

DONDE

$$H(T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(W) \exp i(W T) dW \quad (10)$$

Y $F(W)$ ES LA FUNCIÓN DE TRANSFERENCIA DEL SISTEMA, LA CUAL RELACIONA LA SALIDA CON LA ENTRADA DEL SISTEMA EN EL DOMINIO

DE LA FRECUENCIA, ES DECIR:

$$Y(W) = F(W)U(W) \quad (11)$$

DONDE $Y(W)$ Y $U(W)$ REPRESENTAN LA TRANSFORMADA DE FOURIER DE $Y(T)$ Y $U(T)$ RESPECTIVAMENTE. CUANDO SE ESTA TRABAJANDO CON SERIES TEMPORALES UNIDIMENSIONALES $F(W)$ ESTA DETERMINADA POR EL ESPECTRO DE POTENCIA $U(W)$ (DE LA ENTRADA) E $Y(W)$ (DE LA SALIDA) DE LA SIGUIENTE FORMA.

$$F(W) = \left[\frac{U(W)}{Y(W)} \right]^{1/2} \quad (12)$$

EN EL PRESENTE CASO BIDIMENSIONAL DE SERIES TEMPORALES Y ESPACIALES LAS VARIABLES CONJUGADAS SON EL ESPACIO Y EL VECTOR DE ONDA EN LUGAR DE FRECUENCIA Y TIEMPO. DE ESTA FORMA LA FUNCIÓN DE TRANSFERENCIA QUEDA EXPRESADA COMO

$$F(K_x, K_y) = \left[\frac{E_z(K_x, K_y)}{E_x(K_x, K_y)} \right]^{1/2} \quad (13)$$

DONDE EX Y EZ SON LOS ESPECTROS DIRECCIONALES DE LAS SUPERFICIES DE ENTRADA Y SALIDA RESPECTIVAMENTE.

ASÍ ENTONCES LA RESPUESTA A LA FUNCIÓN IMPULSO QUEDA DADA COMO

$$H(\xi, \eta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(K_x, K_y) \exp(i(K_x \xi + K_y \eta)) dK_x dK_y. \quad (14)$$

EN EL MODELADO DE UN MAR DE PIERSON - MOSKOWITZ, SE REQUIERE QUE SE TOME EL EJE X POSITIVO A LO LARGO DE LA DIRECCIÓN DEL VIENTO, Y QUE SE USE $E(K_x, K_y)$ COMO LA MITAD DEL VALOR ESPECTRAL DEL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ PARA CADA K_x POSITIVO (K_y POSITIVO Ó NEGATIVO) Y DEFINIR

$$E_z(K_x, K_y) = E_z(-K_x, K_y) \quad (15)$$

PARA CADA VALOR NEGATIVO DE K_x . DE ACUERDO A LAS CONSIDERACIONES ANTERIORES, UN MAR EN EL CUAL EXISTEN ONDAS DE LEVA CRUZADAS NO PODRÁ SER MODELADO POR LAS ECUACIONES QUE A CONTINUACIÓN SERÁN DESARROLLADAS. TODO ESTO PROPORCIONA LAS SIGUIENTE SIMETRÍA.

$$F(K_x, K_y) = F(-K_x, K_y) = F(K_x, -K_y) = F(-K_x, -K_y) . \quad (16)$$

DE MANERA QUE LA ECUACIÓN 14 PUEDE SER REDUCIDA A

$$H(\xi, \eta) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \int_0^\infty F(K_x, K_y) \cos K_x \xi \cos K_y \eta dK_x dK_y . \quad (17)$$

HACIENDO UNA INTEGRACIÓN TRAPEZOIDAL DE LA ECUACION 17, SE OBTIENE

$$H(P, Q) = \frac{\Delta K_x \Delta K_y}{\pi^2} \sum_{G=0}^M \sum_{H=0}^N \delta_G \delta_H F(G, H) \cos \frac{\pi P G}{M} \cos \frac{\pi Q H}{N} \quad (18)$$

DONDE d_G Y d_H TIENEN UN SIGNIFICADO ANÁLOGO A d_R Y d_S
 (VER ECUACIÓN 5) Y $f = P \Delta X$ CON $P=0,1,2,3,\dots,M$ Y
 $\eta = Q \Delta Y$ CON $Q=0,1,2,3,\dots,N$. HEMOS ASUMIDO QUE $F(K_X, K_Y)=0$
 PARA TODO $K_X > M \Delta K_X$ O $K_Y > N \Delta K_Y$. POR LA SIMETRÍA DISCUTIDA
 ANTERIORMENTE SE TIENE:

$$H(P,Q) = H(-P,Q) = H(P,-Q) = H(-P,-Q) \quad (19)$$

LA ELECCIÓN DE E_X ES TAL QUE PERMITA QUE LA SUPERFICIE TENGA
 EL ESPECTRO FACILMENTE OBTENIBLE, LA VARIANCIA DEBE SER
 UNITARIA Y TODA LA ENERGÍA DEBE ESTAR CONTENIDA EN EL DOMINIO
 $[|K_X| \leq M \Delta K_X ; |K_Y| \leq N \Delta K_Y]$.

EL ESPECTRO MÁS CONVENIENTE PARA NUESTROS PROPÓSITOS ES

$$E_X(G,H) = E_X(-G,H) = E_X(G,-H) = E_X(-G,-H) = \frac{\Delta X \Delta Y}{4\pi^2} \quad (20)$$

DONDE $G=0,1,2,3,\dots,M$ Y $H=0,1,2,3,\dots,N$

UTILIZANDO LAS ECUACIONES 7, 13 Y 20 EN LA ECUACIÓN 18 SE OBTIENE

$$H(P,Q) = \frac{2\pi}{MN(\Delta X \Delta Y)^{3/2}} \sum_{G=0}^M \sum_{H=0}^N d_G d_H \sqrt{E_z(G,H)} \cos \frac{\pi P G}{M} \cos \frac{\pi Q H}{N} \quad (21)$$

ES IMPORTANTE OBSERVAR QUE LA ACF PARA $E_x=1$ PARA $R, S=0$ Y CERO EN OTRO CASO, DONDE LA SUPERFICIE DE ENTRADA $[X(I,J) : I=0,1,2,3,\dots,K : J=0,1,2,3,\dots,L]$ ES UN CONJUNTO DE NÚMEROS NO CORRELACIONADOS CON VARIANCIA UNO Y VALOR MEDIO CERO.

LA ECUACIÓN 21 ES USADA AHORA PARA EXPRESAR LA ECUACIÓN 8 EN FORMA DISCRETA Y DOS DIMENSIONES, ENTONCES

$$Z(U,J) = \sum_{P=-M}^M \sum_{Q=-N}^N d_P d_Q H(P,Q) X(I+P, J+Q) \Delta X \Delta Y \quad (22)$$

CON $\int_p \int_q$ DE MANERA ANÁLOGA A LA ECUACIÓN 5: DONDE

$$\begin{aligned} I &= M, M+L, \dots, K-L \\ J &= N, N+1, \dots, L-N \end{aligned} \quad (23)$$

DONDE (K, L) SON LAS DIMENSIONES DE LA SUPERFICIE DE ENTRADA, Y $(M, N) = [K+2(M-1), L+2(N-1)]$ LAS DIMENSIONES DE LA SUPERFICIE DE SALIDA.

POR DEFINICIÓN LA FUNCIÓN DE PESO ES

$$W(P, Q) = \int_p \int_q H(P, Q) \Delta X \Delta Y \quad (24)$$

ENTONCES LA ECUACIÓN 22 QUEDA DADA COMO

$$z(I, J) = \sum_{P=-M}^M \sum_{Q=-N}^N W(P, Q) X(I+P, J+Q) \quad (25)$$

DE DONDE SE PUEDE OBSERVAR, QUE NUESTRA SUPERFICIE DE SALIDA $Z(I,J)$ ESTÁ MODULADA POR EL FILTRO $W(P,Q)$, EL CUAL A SU VEZ ES UNA FUNCIÓN IMPLICITA DE NUESTRO ESPECTRO DIRECCIONAL (VER ECUACIÓN 21).

MODELADO DE MARES DE PIERSON - MOSKOWITZ.

PARA NUESTRO MODELADO SE ELIGIÓ EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ, DADO QUE HASTA AHORA NO SE HA HECHO UN ESTUDIO DE ESTE TIPO UTILIZANDO ESTE ESPECTRO.

EL ESPECTRO DE POTENCIA DE PIERSON - MOSKOWITZ, (W. J. PIERSON Y L. MOSKOWITZ, 1969), ES MOSTRADO EN LA FIGURA 2, EN LA FIGURA 1 SE MUESTRA EL ESPECTRO DE NEUMANN - PIERSON Y EN LA FIGURA 3 SE MUESTRAN LOS DOS ESPECTROS NORMALIZADOS.

EL ESPECTRO DE PIERSON - MOSKOWITZ ESTA DEFINIDO DE LA SIGUIENTE MANERA

$$A(\omega, \theta)^2 = \frac{2\pi g^2}{\omega^5} \exp \left[-\beta \left(\frac{g}{v_w} \right)^4 \right] \cos^2 \theta \quad (26)$$

DONDE:

$$\alpha = 8.1 \times 10^{-3}$$

$$g = 9.8 \text{ M/SEG}^2$$

$$B = 0.74$$

v : ES LA VELOCIDAD DEL VIENTO EN LA DIRECCIÓN $\theta = 0$.

ω : ES LA FRECUENCIA ANGULAR

$A(\omega, \theta)^2$ ES LA DENSIDAD DE ENERGÍA ESPECTRAL ($M^2 \text{SEG/RAD}$).

LAS SUPERFICIES MARINAS SIMULADAS CON ESTA TÉCNICA, QUE USAMOS EN ESTE TRABAJO, CORRESPONDEN A MARES TOTALMENTE DESARROLLADOS EN AGUAS PROFUNDAS (SE DICE QUE UN MAR ES TOTALMENTE DESARROLLADO, CUANDO TODAS LAS POSIBLES COMPONENTES DE FRECUENCIA DESDE FRECUENCIA IGUAL A CERO HASTA FRECUENCIA IGUAL A INFINITO ESTAN PRESENTES CON LA MAXIMA CANTIDAD DE ENERGÍA ESPECTRAL, ENCONTRÁNDOSE EL MAR EN EL ÁREA DONDE SOPLA EL VIENTO).

PARA CALCULAR LA ENERGÍA TOTAL (EN REALIDAD UNA CANTIDAD QUE ES PROPORCIONAL A ESTA), SE ESTIMA LA VARIANCIA DE LAS

ELEVACIONES DE LA SUPERFICIE (DADA EN METROS CUADRADOS),
POR MEDIO DE

$$e = \int_0^{\infty} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} A(\omega, \theta)^2 d\omega d\theta \quad (27)$$

DE DONDE INTEGRANDO SE TIENE

$$e = \frac{v^4}{4\beta g^2} \quad (28)$$

EL ESPECTRO DE POTENCIA PUEDE TAMBIÉN EXPRESARSE COMO UNA
FUNCIÓN DE LAS COMPONENTES DE NÚMERO DE ONDA (K_x , K_y)
UTILIZANDO PARA ELLO EL JACOBIANO DE TRANSFORMACIÓN Y
TOMANDO EN CUENTA QUE

$$\omega = \sqrt{gK} \quad ; \quad K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \quad ; \quad \theta = \text{tg}^{-1} \frac{K_y}{K_x} \quad (29)$$

DE DONDE EL JACOBIANO DE TRANSFORMACIÓN SE CALCULA DE LA SIGUIENTE FORMA.

$$J\left[\frac{\omega, \theta}{K_x, K_y}\right] = \begin{vmatrix} \frac{\partial \omega}{\partial K_x} & \frac{\partial \omega}{\partial K_y} \\ \frac{\partial \theta}{\partial K_x} & \frac{\partial \theta}{\partial K_y} \end{vmatrix} \quad (30)$$

DANDO COMO RESULTADO AL EFECTUAR LOS CÁLCULOS.

$$J\left[\frac{\omega, \theta}{K_x, K_y}\right] = \frac{1}{2} g^{1/2} K^{-3/2} \quad (31)$$

EL ESPECTRO SE PUEDE EXPRESAR ENTONCES COMO

$$E(K_x, K_y) = \frac{8\pi}{K^4} \exp\left[-B \left(\frac{g^2}{K^2 v^4}\right)\right] \cos^2 \theta \quad (32)$$

DE DONDE

$$E(k_x, k_y) = \int \left[\frac{\omega, \theta}{k_x, k_y} \right] A \left[\omega(k_x, k_y); \theta(k_x, k_y) \right]^2 \quad (33)$$

EN LA FIGURA 4 SE MUESTRA EL ESPECTRO DE PIERSON - MOSKOWITZ COMO FUNCIÓN DE LOS VECTORES NÚMERO DE ONDA k_x Y k_y .

OBTENCION DE LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA EN UNA PELICULA FOTOGRAFICA.

PARA LA OBTENCIÓN DE LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA EN UNA PELÍCULA FOTOGRAFICA SE UTILIZÓ UN MICRODENSITÓMETRO EN SU MODO DE ESCRITURA. DE ESTA MANERA LOS RESULTADOS NUMÉRICOS DE LA SIMULACIÓN (ALTURA DE LAS OLAS) SE HICIERON CORRESPONDER CON TONOS DE GRISES (VALORES DE DENSIDAD) EN LA PELÍCULA FOTOGRAFICA. ES DECIR LA PARTE MAS BAJA DE LA OLA (VALLE) CORRESPONDE A EL VALOR MAS PEQUEÑO DE DENSIDAD Y LA PARTE MAS ALTA (CRESTA) CORRESPONDE A EL VALOR MAS ALTO DE DENSIDAD.

SE PROBARON VARIAS PELÍCULAS, TODAS ELLAS DE BLANCO Y NEGRO CON GRAN RESOLUCIÓN Y ALTO CONTRASTE, Y SE ENCONTRO QUE LA PELÍCULA TECHNICAL PAN 2415 DE KODAK ES LA MAS ADECUADA PARA NUESTROS PROPOSITOS, DADO QUE TIENE UNA RESPUESTA CASI LINEAL EN TODO EL RANGO DE TRABAJO (VER FIGURA 5A). LA FIGURA 5B MUESTRA OTRA DE LAS PELÍCULAS PROBADAS (TRI X PAN KODAK) LA CUAL TIENE UNA RESPUESTA QUE COMO SE PUEDE OBSERVAR SE APARTA MUCHO DE UN COMPORTAMIENTO LINEAL.

PARA LA CONSTRUCCIÓN DE ESTAS GRÁFICAS SE ESCRIBIERON VALORES DE DENSIDAD EN LA PELÍCULA FOTOGRAFICA CON UN RANGO DE 0.00 A 5.11 Y DESPUÉS FUERON LEÍDOS CON EL MICRODENSITÓMETRO ENCONTRANDOSE DE ESTA FORMA LA RESPUESTA.

ES IMPORTANTE OBSERVAR QUE LA SIMULACIÓN DE LA SUPERFICIE MARINA NO CONTEMPLA LA INTENSIDAD DE LA LUZ REFLEJADA POR LA MISMA SUPERFICIE COMO VARIABLE, ESTO ES DEBIDO A QUE NUESTRO MODELO ES SOLAMENTE UNA APROXIMACIÓN DE PRIMER ORDEN, DE MANERA QUE LA ASIGNACIÓN DE VALORES DE DENSIDAD A LAS DIFERENTES ALTURAS DE LAS OLAS ES SOLO UNA APROXIMACIÓN DE LA SITUACIÓN FÍSICA REAL.

FIGURA 1 ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - NEUMANN.

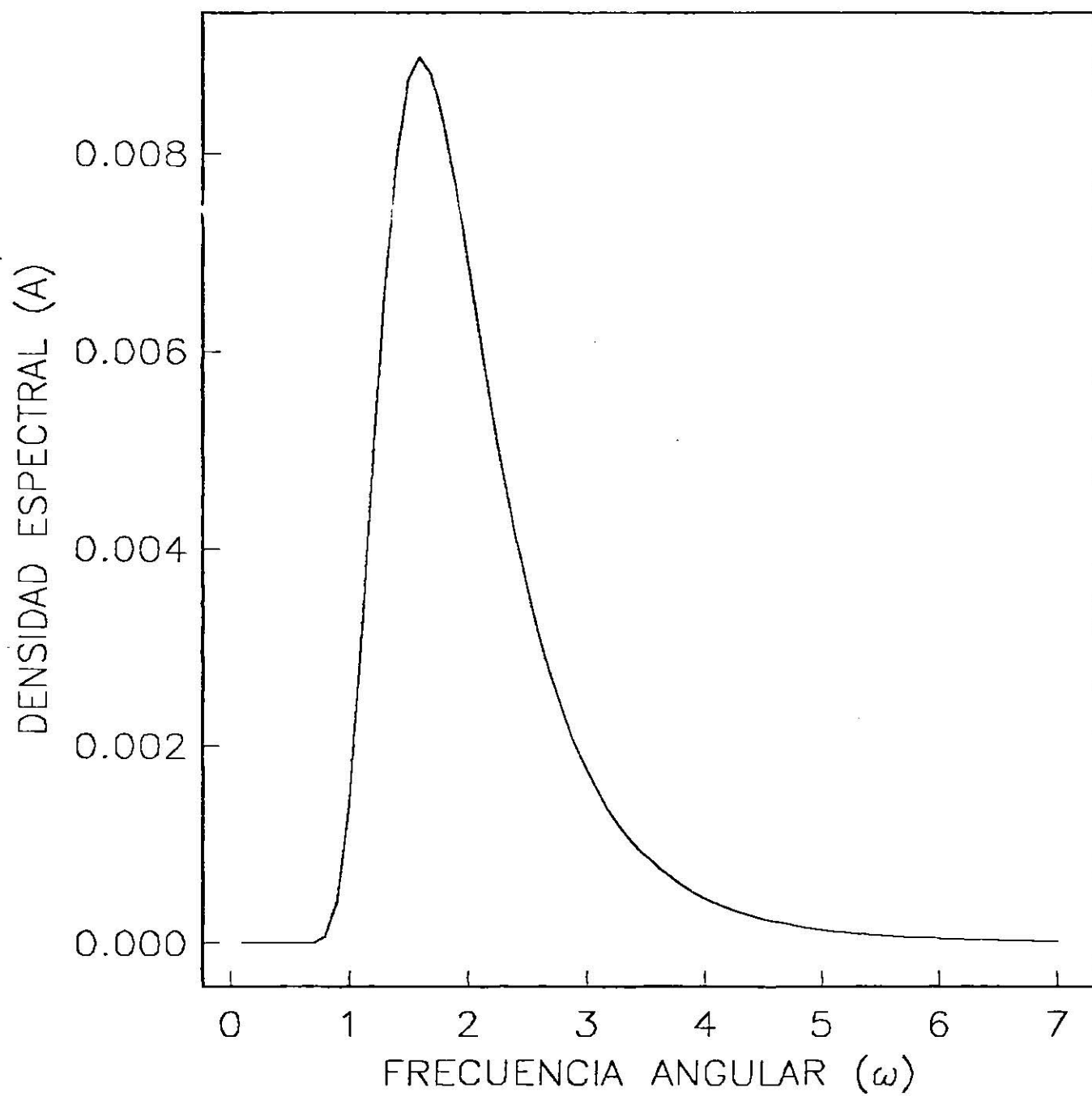


FIGURA 2 ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ.

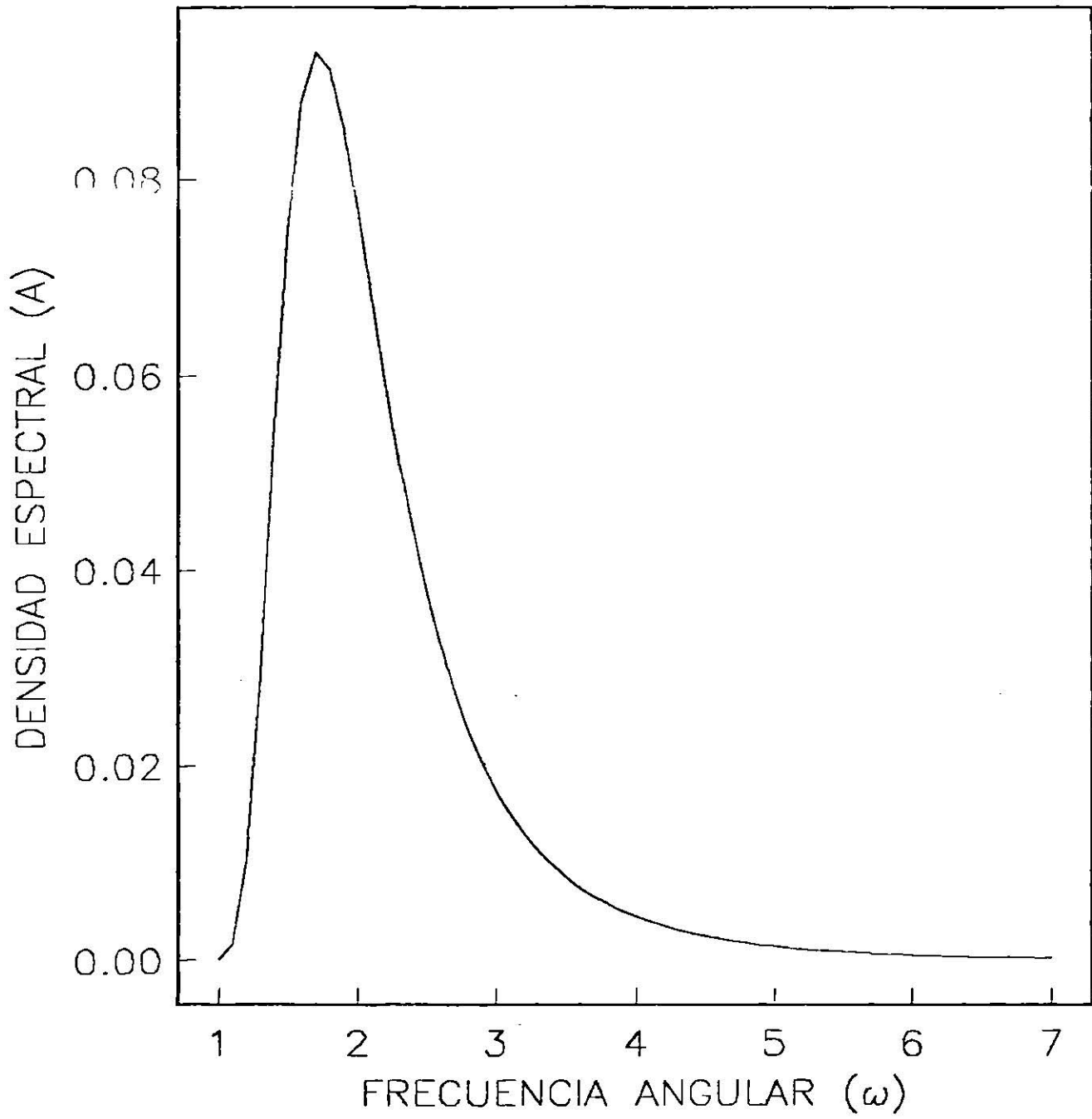


FIGURA 3 COMPARACIÓN ENTRE LOS ESPECTROS TEÓRICOS DE PIERSON - NEUMANN NORMALIZADO (*), Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ (Δ).

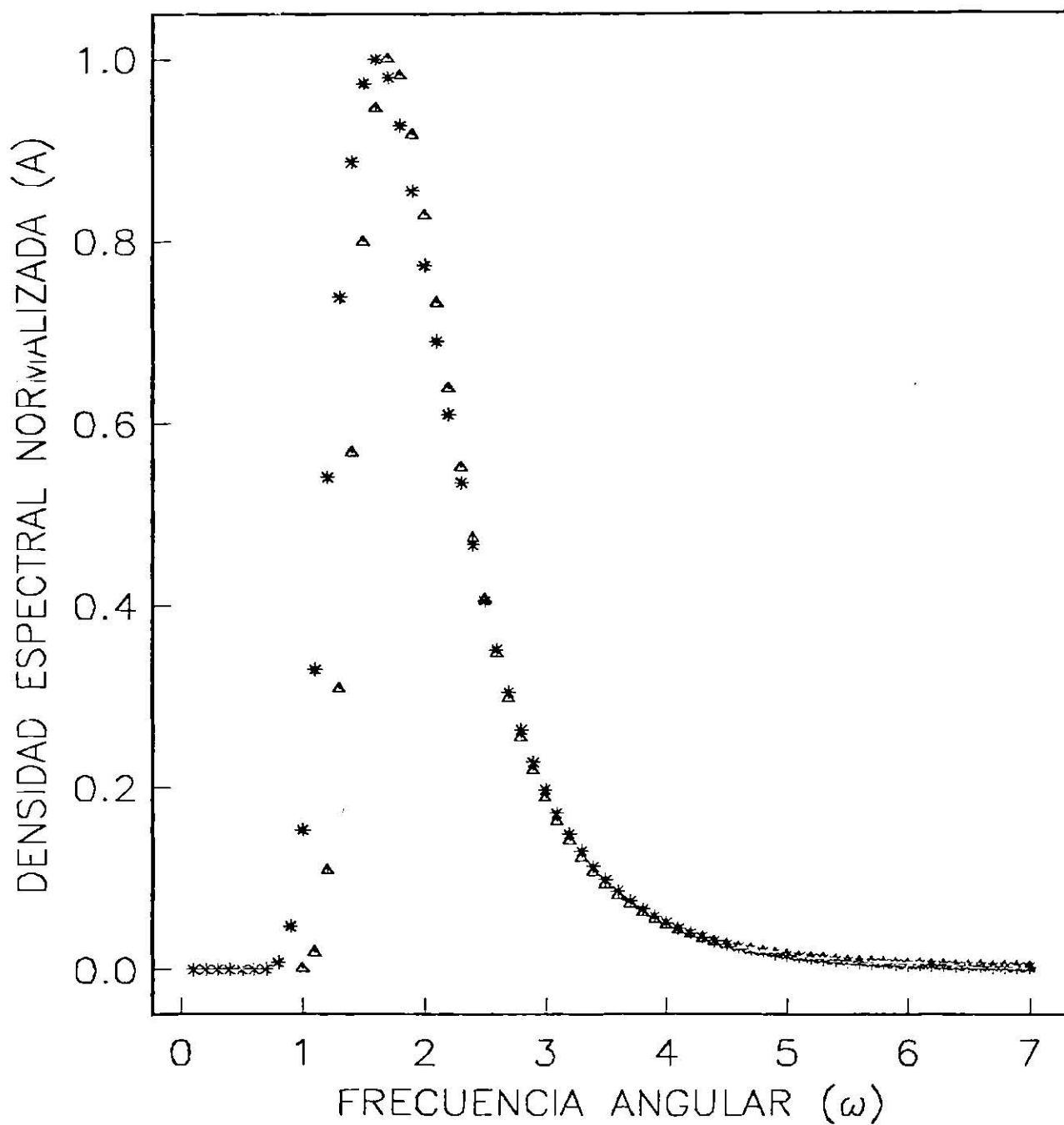
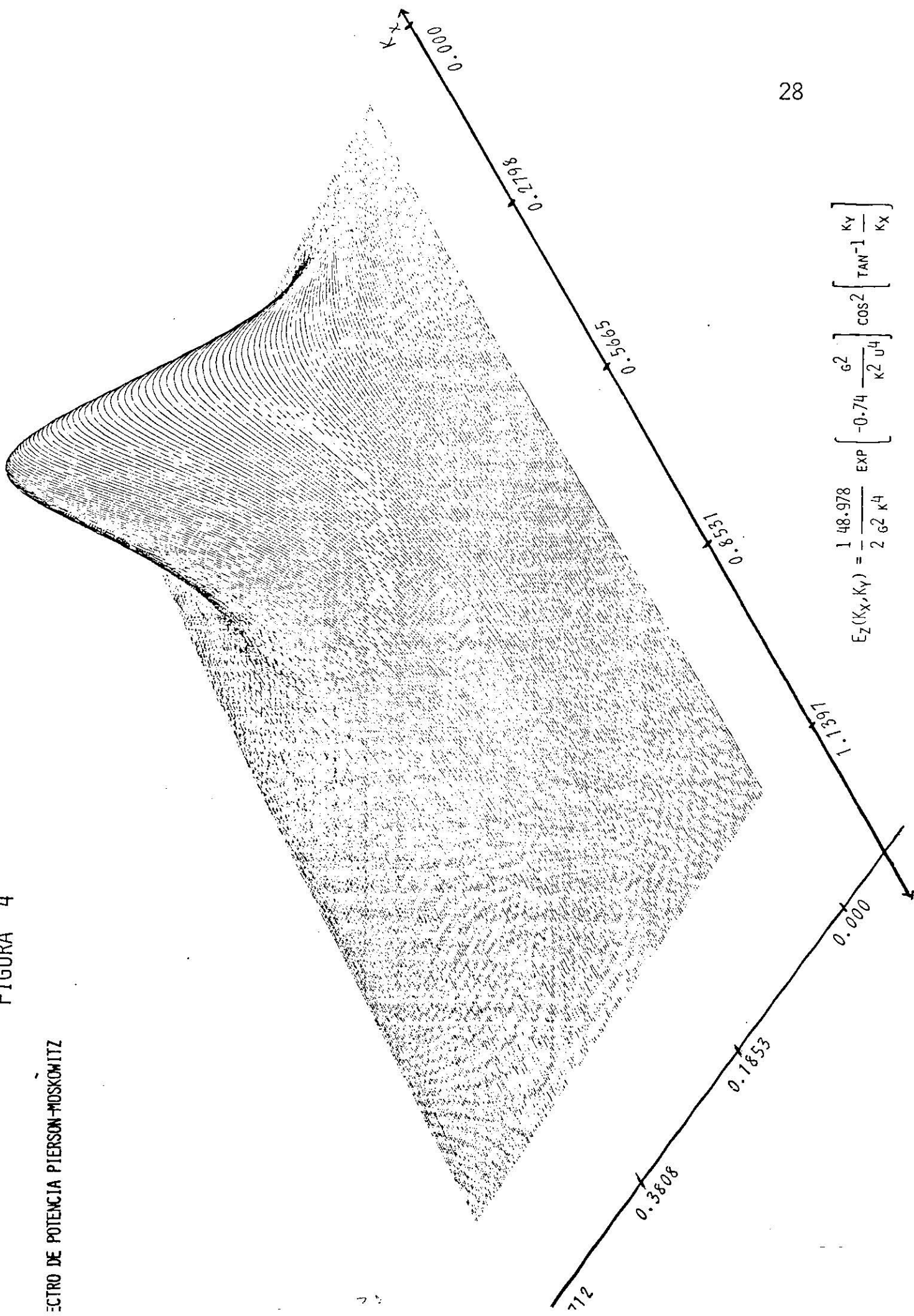


FIGURA 4

ECTRO DE POTENCIA PIERSON-MOSKOWITZ



$$E_Z(K_X, K_Y) = \frac{1}{2} \frac{48.978}{G^2 K^4} \text{EXP} \left[-0.74 \frac{G^2}{K^2 U^4} \right] \text{COS}^2 \left[\text{TAN}^{-1} \frac{K_Y}{K_X} \right]$$

DENSITOGRAMA

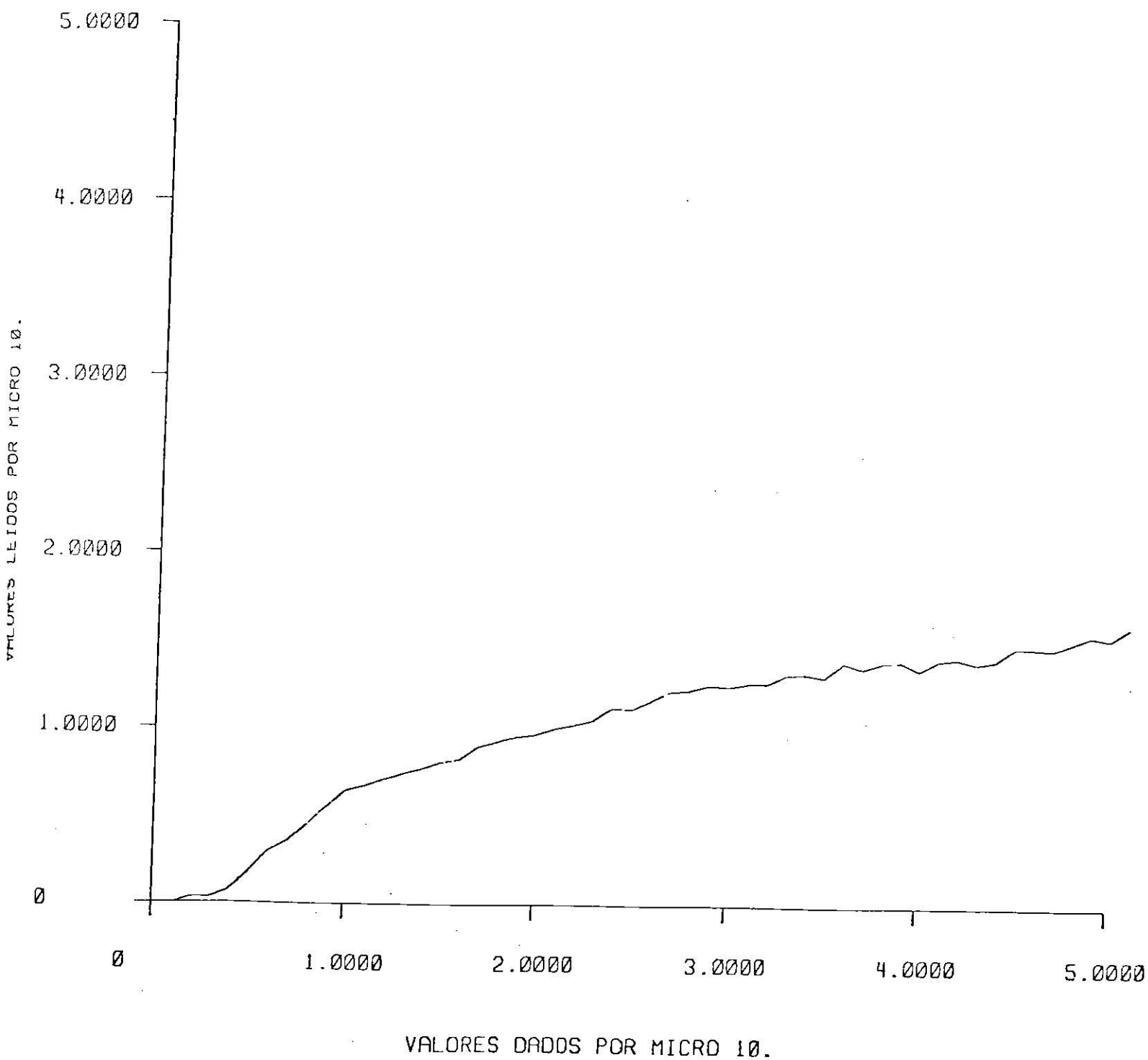


FIGURA 5A RESPUESTA DE LA PELÍCULA KODAK 2415.

DENSITOGRAMA

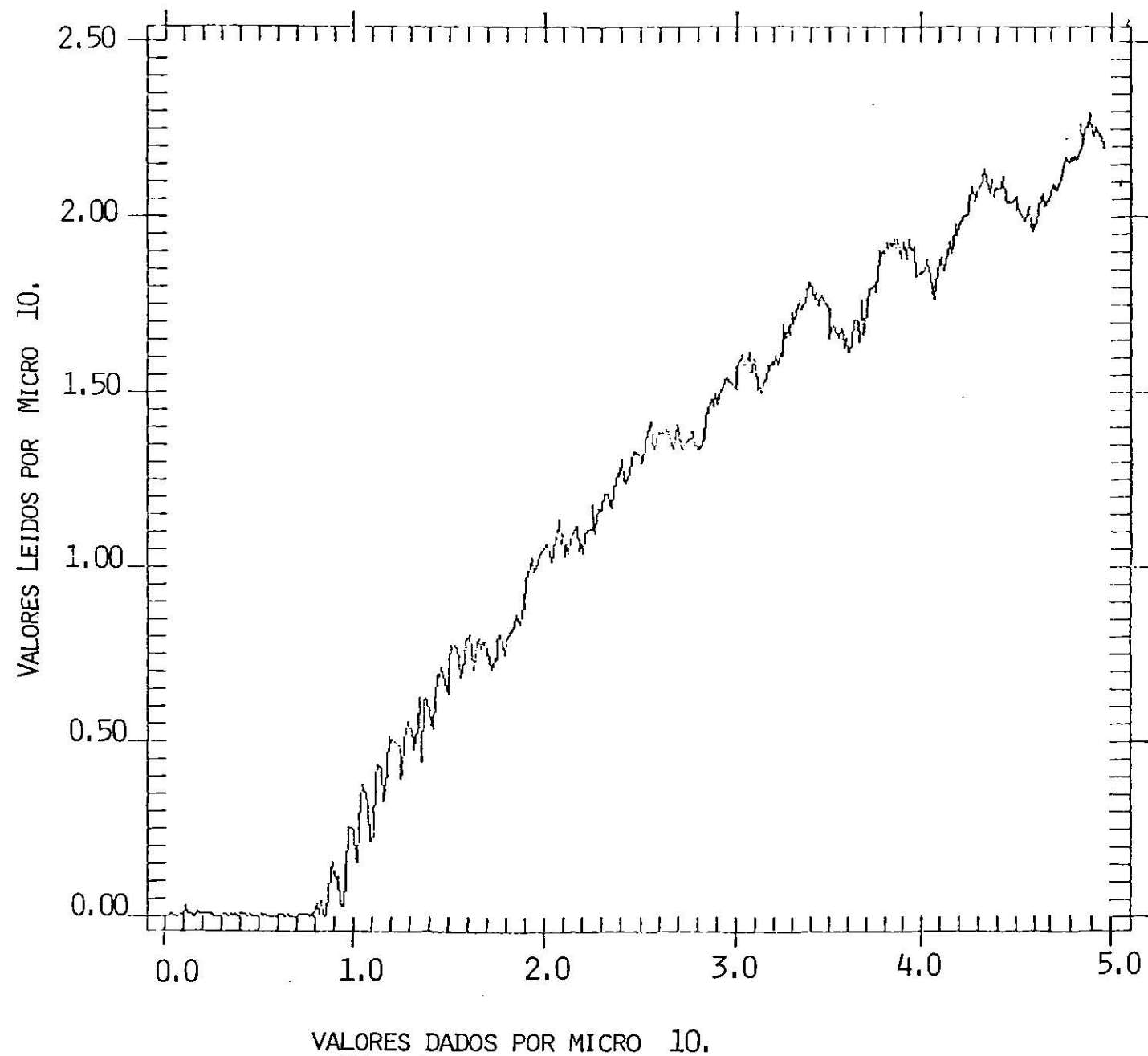


FIGURA 5B RESPUESTA DE LA PELICULA TRI X PAN KODAK

CAPITULO II

TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER DE UNA IMAGEN FOTOGRAFICA.

LA TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER, ES LA TRANSFORMADA DE FOURIER DE UN OBJETO (TRANSPARENCIA) LLEVADA A CABO POR UNA LENTE, DE MANERA QUE LOS CÁLCULOS GENERALMENTE COMPLICADOS ASOCIADOS CON SU OBTENCIÓN SE REALIZAN CON GRAN PRECISIÓN Y VELOCIDAD POR UNA LENTE CONVERGENTE. ESTA PROPIEDAD SERÁ USADA EN TRES ARREGLOS ÓPTICOS DISTINTOS PARA OBTENER EL ESPECTRO DE POTENCIA (MÓDULO CUADRADO DE LA TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER) DE LAS IMÁGENES DE LA SUPERFICIE DEL MAR (TRANSPARENCIAS).

CONFIGURACION DE RAYOS PARALELOS (O-F) Y (F-F).

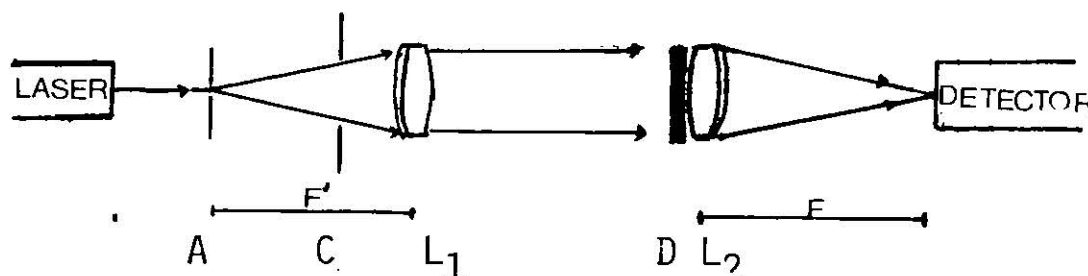
EL PRINCIPIO BÁSICO BAJO EL CUAL OPERAN ESTOS DOS ARREGLOS, CONSISTE EN LA RECOLECCIÓN DE ONDAS PLANAS QUE PROVIENEN DEL PLANO DEL OBJETO (TRANSPARENCIA), LAS CUALES SON DIFRACTADAS DE ACUERDO A LA DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE FRECUENCIAS DEL MISMO. ESTAS ONDAS A SU VEZ SON RECOLECTADAS EN EL PLANO FOCAL FRONTAL DE LA LENTE TRANSFORMADORA L_2 (PLANO DE FOURIER, VER FIGURA 6), EN DONDE SE ENCUENTRA

COLOCADO EL DETECTOR (FOTOMULTIPLICADOR).

TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER (O-F).

PARA ESTA CONFIGURACIÓN EL OBJETO D, SE ENCUENTRA COLOCADO INMEDIATAMENTE DELANTE DE LA LENTE TRANSFORMADORA L_2 , TAL COMO SE MUESTRA EN LA FIGURA 6.

FIGURA 6



COLIMACION.

PARA LOGRAR LA COLIMACIÓN, SE HACE PASAR LA LUZ DEL LASER (HE-NE, 35MW) POR EL FILTRO ESPACIAL COLOCADO EN A (VER FIGURA 6), SU EFECTO ES LIMPIAR EL HAZ Y EXPANDERLO. LA LUZ EXPANDIDA INCIDE SOBRE LA LENTE L_1 , LA CUAL HACE QUE ESTA LLEGUE COLIMADA EL OBJETO D. LA FUNCIÓN DE LA PUPILA

CIRCULAR COLOCADO EN C CONSISTE SOLAMENTE EN CONTROLAR EL ÁREA DE ILUMINACIÓN DEL OBJETO. LA COLIMACIÓN SE REALIZA DE IGUAL FORMA PARA LOS TRES ARREGLOS ANALIZADOS.

DESCRIPCION DEL ARREGLO OPTICO (O-F).

PRIMERAMENTE DEFINAMOS LA AMPLITUD DE TRANSMITANCIA EN EL PLANO DEL OBJETO COMO $t_0(x,y)$, ASUMIREMOS QUE EL OBJETO ESTA UNIFORMEMENTE ILUMINADO POR ONDAS PLANAS NORMALMENTE INCIDENTES DE AMPLITUD CONSTANTE A (IDENTICA CONSIDERACION SE HARA EN EL ARREGLO F-F). ENTONCES LA PERTURBACIÓN INCIDENTE EN LA LENTE TRANSFORMADORA L_2 ES

$$U(x,y) = At_0(x,y) \quad (34)$$

LA EXTENSIÓN FINITA DE LA APERTURA DE LA LENTE, PUEDE SER CALCULADA ASOCIANDO A LA LENTE UNA FUNCIÓN DE PUPILA DEFINIDA COMO $P(x,y)$, DONDE

$$P(x,y) = \begin{cases} 1 & \text{DENTRO DE LA APERTURA DE LA LENTE} \\ 0 & \text{EN OTRO LUGAR} \end{cases} \quad (35)$$

ENTONCES LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUD DE LA LENTE VIENE DADA POR

$$U_1'(x, Y) = U_1(x, Y) P(x, Y) T_1(x, Y). \quad (36)$$

DONDE $T(x, Y)$ ES UNA TRANSFORMACIÓN DE FASE (GOODMAN, 1968), DEFINIDA COMO

$$T_1(x, Y) = \alpha \exp\left[-ik \frac{(x^2 + Y^2)}{2F}\right] \quad (37)$$

DONDE F ES LA LONGITUD FOCAL Y α ES UNA CONSTANTE DE FASE.

LA ECUACIÓN 36 PUEDE ENTONCES ESCRIBIRSE COMO

$$U_1'(x, Y) = U_1(x, Y) P(x, Y) \exp\left[-ik \frac{(x^2 + Y^2)}{2F}\right] \quad (38)$$

PARA CALCULAR LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUD EN EL PLANO FOCAL TRASERO DE LALENTE L_2 $U_F(X_F, Y_F)$, LA ECUACIÓN DE FRESNEL SERÁ UTILIZADA (VER APÉNDICE 1, ECUACIÓN 10). ENTONCES HACIENDO $Z=F$,

$$U_F(X_F, Y_F) = \exp\left[ik/2F (X_F^2 + Y_F^2) \right] \frac{1}{i\lambda F} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(X, Y) \exp\left[ik/2F (X^2 + Y^2) \right] \exp\left[-i2\pi/\lambda F (XX_F + YY_F) \right] dx dy . \quad (39)$$

DE DONDE EL FACTOR DE FASE CONSTANTE HA SIDO OMITIDO. SUBSTITUYENDO LA ECUACIÓN 38 EN LA ECUACIÓN 39, EL FACTOR CUADRÁTICO DE FASE DENTRO DE LA INTEGRAL SE CANCELA, QUEDANDO ENTONCES

$$U_F(X_F, Y_F) = \frac{\exp\left[ik/2F (X_F^2 + Y_F^2) \right]}{i\lambda F} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(X, Y) P(X, Y) \exp\left[i2\pi/\lambda F (XX_F + YY_F) \right] dx dy . \quad (40)$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} U_1(X, Y) P(X, Y) \exp\left[i2\pi/\lambda F (XX_F + YY_F) \right] dx dy .$$

DE AQUÍ PODEMOS OBSERVAR QUE LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUD U_F ES PROPORCIONAL A LA TRANSFORMADA DE FOURIER EN DOS DIMENSIONES DE LA PORCIÓN DE CAMPO SUBTENDIDO POR LA APERTURA DE LA LENTE. CUANDO EL TAMAÑO DEL OBJETO ES MENOR QUE LA APERTURA DE LA LENTE TRANSFORMADORA, ES DECIR CUANDO EXISTE UNA TOTAL ILUMINACIÓN DEL OBJETO (EL CUAL ES NUESTRO CASO), LA FUNCIÓN DE PUPILA PUEDE SER DESPRECIADA $P(x,y)=1$, DE MANERA QUE LA ECUACIÓN 40 SE REDUCE A

$$U_F(x_F, y_F) = A \exp \left[\frac{ik}{2F} (x_F^2 + y_F^2) \right]$$

(41)

$$\iint_{-\infty}^{\infty} T_0(x, y) \exp \left[\frac{i2\pi}{\lambda F} (x x_F + y y_F) \right] dx dy .$$

EVIDENTEMENTE LA AMPLITUD Y FASE DE LA LUZ EN LAS COORDENADAS (x_F, y_F) , ESTAN DETERMINADAS POR LA AMPLITUD Y FASE DE LAS COMPONENTES DE FOURIER DEL OBJETO A LAS FRECUENCIAS $(F_X = x_F / \lambda F, F_Y = y_F / \lambda F)$.

PODEMOS OBSERVAR, QUE LA RELACIÓN ENTRE LA TRANSFORMADA DE FOURIER DEL OBJETO Y LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUD EN EL PLANO FOCAL, NO ES EXACTAMENTE UNO, DEBIDO ESTO A EL FACTOR DE FASE CUADRÁTICO QUE PRECEDE A LA INTEGRAL (ECUACION 39). SIN EMBARGO, EN NUESTRO CASO ES LA INTENSIDAD (ESPECTRO DE POTENCIA) EN EL PLANO DE FOURIER LO QUE NOS INTERESA Y ESTA NO SE VE AFECTADA POR ESTE FACTOR CUADRÁTICO DE FASE, YA QUE LA INTENSIDAD ES EL MODULO CUADRADO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER, ES DECIR

$$I_F(X_F, Y_F) = \frac{A^2}{\lambda^2 F^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_O(X, Y) \exp \left[-\frac{i 2 \pi}{\lambda F} (X X_F + Y Y_F) \right] dx dy \right|^2$$

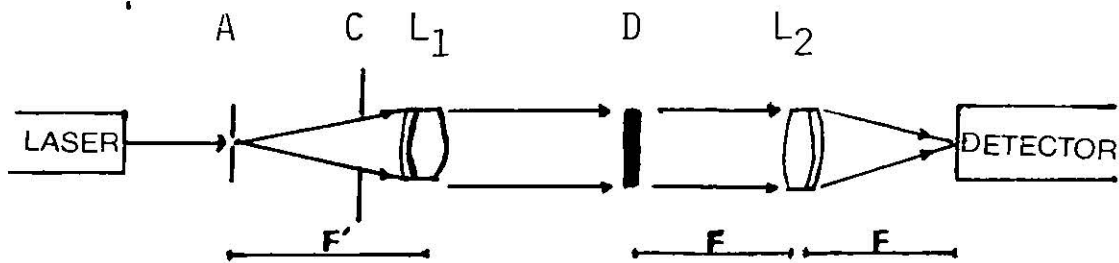
(42)

DONDE $I(X_F, Y_F)$ ES LA INTENSIDAD EN EL PLANO DE FOURIER.

TRANSFORMADA OPTICA DE FOURIER (F-F).

PARA ESTA CONFIGURACIÓN, EL PLANO DEL OBJETO D, SE ENCUENTRA LOCALIZADO A UNA DISTANCIA IGUAL A LA LONGITUD FOCAL DE LALENTE TRANSFORMADORA L_2 Y FRENTE A ELLA, COMO SE MUESTRA EN LA FIGURA 7.

FIGURA 7



DESCRIPCION MATEMATICA DEL ARREGLO OPTICO (F-F).

PARA CALCULAR LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUD DEL OBJETO EN EL PLANO DE FOURIER $U_F (X_F, Y_F)$, SE CONSIDERA LO SIGUIENTE. DEFINAMOS LA AMPLITUD DE TRASMITANCIA DEL OBJETO COMO T_0 , Y $F_0 (F_X, F_Y)$ REPRESENTARA EL ESPECTRO DE FOURIER DE LA LUZ INCIDENTE EN LALENTE, ENTONCES:

$$F_0(F_X, F_Y) = \mathcal{F}\{AT_0\} ; \quad F_1(F_X, F_Y) = \mathcal{F}\{U_1\} \quad (43)$$

ASUMIENDO QUE LA APROXIMACIÓN DE FRESNEL ES VALIDA PARA LA PROPAGACIÓN A UNA DISTANCIA F (LONGITUD FOCAL DE L.) ENTONCES F_0 Y F_1 ESTAN RELACIONADOS POR LA ECUACIÓN 11 DEL APÉNDICE 1, DE DONDE

$$F_i(x_F, y_F) = F_0(x_F, y_F) \exp[-i\pi \lambda D_0 (x_F^2 + y_F^2)] \quad (44)$$

AQUÍ NUEVAMENTE SE HA OMITIDO EL FACTOR DE FASE CONSTANTE, Y CONSIDERANDO DE NUEVA CUENTA QUE $P(x, y) = 1$, LA ECUACIÓN 40 PUEDE SER ESCRITA COMO

$$U_F(x_F, y_F) = \frac{\exp\left[\frac{ik}{2F} (x_F^2 + y_F^2)\right]}{i\lambda F} F_i\left(\frac{x_F}{\lambda F}, \frac{y_F}{\lambda F}\right) \quad (45)$$

SUSTITUYENDO LA ECUACIÓN 44 EN LA ECUACIÓN 45 TENEMOS

$$U_F(x_F, y_F) = \frac{\exp\left[\frac{ik}{2F} \left(1 - \frac{D_0}{F}\right) (x_F^2 + y_F^2)\right]}{i\lambda F} F_0\left(\frac{x_F}{\lambda F}, \frac{y_F}{\lambda F}\right) \quad (46)$$

Y TOMANDO EN CUENTA LA RELACION DE F_0 Y T_0 DADA POR LA

ECUACIÓN 43 SE OBTIENE

$$U_F(X_F, Y_F) = \frac{A \exp \left[\frac{ik}{2F} \left(1 - \frac{D_0}{F} \right) (X_F^2 + Y_F^2) \right]}{i \lambda F} \quad (47)$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} T_0(x_0, y_0) \exp \left[- \frac{i2\pi}{\lambda F} (x_0 X_F + y_0 Y_F) \right] dx_0 dy_0 .$$

DE ESTA FORMA LA AMPLITUD Y FASE DE LA LUZ EN LAS COORDENADAS (X_F, Y_F) , ESTAN DETERMINADAS POR LA AMPLITUD Y FASE DEL ESPECTRO DEL OBJETO A LAS FRECUENCIAS $(F_X = X_F / \lambda F, F_Y = Y_F / \lambda F)$, DE LA MISMA FORMA QUE PARA LA CONFIGURACIÓN (O-F).

PODEMOS ENTONCES CONCLUIR DE ESTE ANÁLISIS QUE PARA ESTA CONFIGURACIÓN EL FACTOR CUADRÁTICO DE FASE DESAPARECE, DE MANERA QUE ESTE ARREGLO NOS PROPORCIONA LA TRANSFORMADA DE FOURIER EXACTA DEL OBJETO EN EL PLANO DEL DETECTOR. SIN EMBARGO, ES IMPORTANTE RECALCAR QUE NUESTRO INTERÉS ESTA CENTRADO EN EL ESPECTRO DE POTENCIA, QUE EN ESTE CASO ES IGUAL AL OBTENIDO PARA LA CONFIGURACIÓN (O-F), ES DECIR

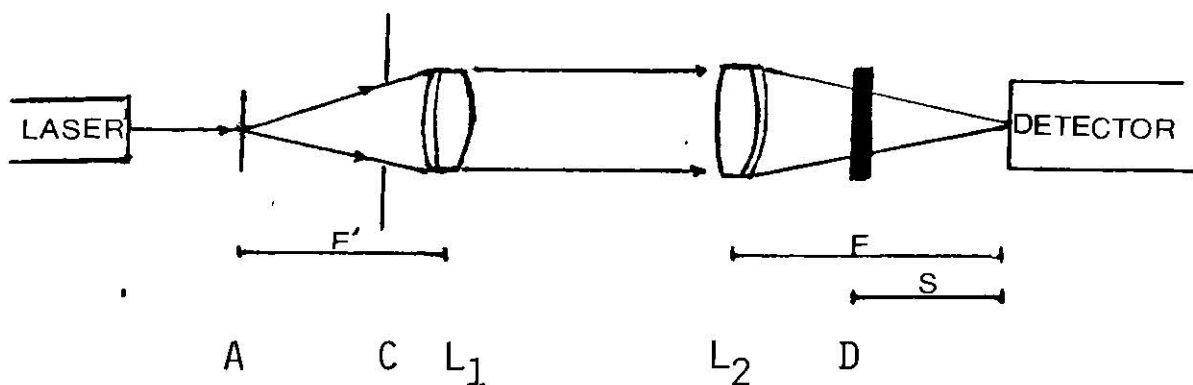
$$I_F(x_F, y_F) = \frac{A^2}{\lambda^2 F^2} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} T_0(x_0, y_0) \exp \left[\frac{-i2\pi}{\lambda F} (x_0 x_F, y_0 y_F) \right] dx_0 dy_0 \right|^2$$

(48)

CONFIGURACION DE RAYOS CONVERGENTES (CB).

ESTA CONFIGURACIÓN ESTA BASADA EN LA DIFRACCIÓN DE UNA ONDA ESFÉRICA Y CONVERGENTE. LALENTE TRANSFORMADORA L_2 EN ESTE CASO SERÁ COLOCADA DELANTE DEL PLANO DEL OBJETO Y ESTE A UNA DISTANCIA S DEL PLANO DEL DETECTOR (VER FIGURA 8).

FIGURA 8



DESCRIPCION MATEMATICA DEL ARREGLO (CB).

PARA CALCULAR LA DISTRIBUCIÓN DE AMPLITUD EN EL PLANO DEL

DETECTOR (PLANO DE FOURIER DE LALENTE L_2) $U(X_F, Y_F)$,
DEFINAMOS LA TRASMITANCIA DEL OBJETO COMO $T_0(X_0, Y_0)$.

EN UNA APROXIMACIÓN DE LA OPTICA GEOMÉTRICA LA AMPLITUD DE ONDA ESFÉRICA INCIDENTE SOBRE EL OBJETO ES A_F/S . ADEMÁS USANDO UNA APROXIMACIÓN PARAXIAL PARA LA ONDA ESFÉRICA QUE ILUMINA EL OBJETO, SE TIENE QUE LA AMPLITUD DE CAMPO TRASMITADA POR EL OBJETO ES

$$U_0(X_0, Y_0) = \left\{ \frac{A_F}{S} P\left(X_0 \frac{F}{S}, Y_0 \frac{F}{S}\right) \exp\left[\frac{-ik}{2S}(X_0^2 + Y_0^2)\right] \right\} T_0(X_0, Y_0). \quad (49)$$

Y TENIENDO EN CUENTA LA APROXIMACIÓN DE FRESNEL (VER APÉNDICE 1, ECUACIÓN 10) PARA LA DIFRACCIÓN DEL OBJETO EN EL PLANO DE FOURIER SE TIENE

$$U_F(X_F, Y_F) = \frac{A \exp\left[\frac{ik}{2S}(X_F^2 + Y_F^2)\right]_F}{i\lambda S} \quad (50)$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} T_0(X_0, Y_0) P\left(X_0 \frac{F}{S}, Y_0 \frac{F}{S}\right) \exp\left[\frac{i2\pi}{\lambda S}(X_0 X_F + Y_0 Y_F)\right] dx_0 dy_0$$

EN ESTA CONFIGURACIÓN TAMBIÉN EXISTE UN FACTOR DE FASE ESFÉRICO (QUE ANTECEDE A LA INTEGRAL), LO MISMO QUE EN LA CONFIGURACIÓN (O-F).

LA INTENSIDAD EN ESTE CASO QUEDARÁ DADA POR

$$I_F(x_F, y_F) = \frac{E^2}{\lambda^2 S^4} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_0(x_0, y_0) \exp\left[\frac{i2\pi}{\lambda S} (x_0 x_F, y_0 y_F)\right] dx_0 dy_0 \right|^2 \quad (51)$$

PARA ESTA CONFIGURACIÓN TENEMOS LA FLEXIBILIDAD DE VARIAR LA INTENSIDAD AL DESPLASAR EL OBJETO. LA AMPLITUD Y LA FASE DE LA LUZ EN EL PLANO DEL DETECTOR. (x_F, y_F) ESTAN DETERMINADAS POR LA AMPLITUD Y FASE DEL ESPECTRO DEL OBJETO A LAS FRECUENCIAS $F_x = x_F/\lambda S$ Y $F_y = y_F/\lambda S$ DE DONDE PODEMOS CONCLUIR QUE LAS FRECUENCIAS DEL OBJETO ESTARAN COLOCADAS EN EL PLANO DE FOURIER MÁS CERCA UNA DE OTRA SI LA DISTANCIA S SE HACE CADA VEZ MAS PEQUEÑA, Y CUANDO $S=F$ TENDREMOS LA MISMA DISTRIBUCIÓN DE FRECUENCIAS QUE EN LOS ARREGLOS ANTERIORES.

HASTA EL MOMENTO NO SE HAN CONSIDERADO LOS PROBLEMAS DE DISTORSIÓN Y ABERRACIONES ASOCIADOS CON ESTOS TRES ARREGLOS

ÓPTICOS. SIN EMBARGO ES IMPORTANTE MENCIONAR QUE ESTÁ DEMOSTRADO QUE ESTE ÚLTIMO ARREGLO PROPORCIONA UNA MEJOR RESOLUCIÓN ÓPTICA, COMPARADO CON EL CLÁSICO ARREGLO (F-F). BÁSICAMENTE LAS VENTAJAS EN EL USO DEL (C-B) CONTRA EL (F-F) QUEDAN EXPUESTAS EN LA TABLA 1 (JOYEUX Y LOWENTHAL, 1982).

	(F-F)	CB
SE NECESITA HACER CORRECCIONES POR ABERRACION.	PARA TODO EL CAMPO DE FRECUENCIAS	PARA UN SOLO PUNTO EN EL EJE X
COSTO Y COMPLEJIDAD	ALTO	MUCHO MENOR
NUMERO DE LENTES SIMPLES.	GRANDE	DOS, UNIDAS

T A B L A 1

LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA SIMULADA CON NUESTRO MODELO NUMÉRICO ES MOSTRADA EN PAPEL FOTOGRÁFICO EN LA FIGURA 9.

LA LONGITUD DE ONDA DE LAS OLAS EN AGUAS PROFUNDAS CON PERÍODOS DE 2 A 6 SEGUNDOS SE CALCULÓ A PARTIR DE LA TEORÍA LINEAL DE PRIMER ORDEN (KINSMAN, 1965).

EN LA TABLA II SE MUESTRA LA LONGITUD DE ONDA DE LAS OLAS PRESENTES EN LA PELÍCULA FOTOGRÁFICA (EN MICRONES).

LA FIGURA 10 MUESTRA LA FOTOGRAFÍA DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO F-F (VER FIGURA 7).

LA FIGURA 11 MUESTRA LA GRÁFICA DE ENERGIA RELATIVA CONTRA NUMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO F-F. PARA LA OBTENCIÓN DE ESTE ESPECTRO SE UTILIZÓ UN MICRODENSITÓMETRO EN SU MODO DE LECTURA, EL CUAL LEYÓ LA INFORMACIÓN DEL ESPECTRO DE UN NEGATIVO (PELÍCULA 2415).

EN LA FIGURA 12 SE MUESTRA UNA GRÁFICA ANÁLOGA A LA ANTERIOR PARA EL ARREGLO O-F. EN ESTE CASO SE UTILIZÓ UN DETECTOR (RADIOMÉTRO) CON UNA ABERTURA DE APROXIMADAMENTE 500 MICRONES PARA REALIZAR LAS MEDICIONES.

EN AMBOS CASOS (FIGURA 11 Y FIGURA 12) LA LOCALIZACIÓN DE LOS NÚMEROS DE ONDA EN EL PLANO DE FOURIER SE REALIZÓ DE ACUERDO A LA ECUACIÓN $X_F = \lambda F_X F$, Y LOS RESULTADOS SE MUESTRAN EN LA TABLA III.

EN LA FIGURA 13 SE MUESTRAN LA GRÁFICA DE ENERGIA RELATIVA CONTRA NUMERO DE ONDA PARA EL ARREGLO ÓPTICO CB. AQUÍ TAMBIÉN SE UTILIZÓ UN DETECTOR CON UNA ABERTURA DE APROXIMADAMENTE 500 MICRONES PARA OBTENER LAS LECTURAS. EN ESTE CASO LA LOCALIZACIÓN DE LOS NÚMERO DE ONDA SE HIZO POR MEDIO DE LA RELACIÓN $X_F = \lambda F_X S$.

EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ Y LOS ESPECTROS DE POTENCIA OBTENIDOS CON LOS TRES ARREGLOS ÓPTICOS UTILIZADOS (O-F F-F CB), FUERÓN NORMALIZADOS Y GRAFICADOS PARA SU COMPARACIÓN. ESTOS SON MOSTRADOS EN LA FIGURA 14, LA FIGURA 15 Y LA FIGURA 16 RESPECTIVAMENTE.

LA FIGURA 17 MUESTRA EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ Y EL ESPECTRO OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO F-F. PARA ESTE PROPÓSITO SE UTILIZÓ UN DETECTOR CON UNA ABERTURA DE 1000 MICRONES (ÁLVAREZ B.J. , 1987).

ES IMPORTANTE HACER NOTAR QUE TANTO LOS ESPECTROS - TEÓRICOS COMO LOS OBTENIDOS DE LOS TRES ARREGLOS ÓPTICOS UTILIZADOS ESTÁN CALCULADOS PARA UNA VELOCIDAD DEL VIENTO (V) DE 5 METROS /SEGUNDOS.

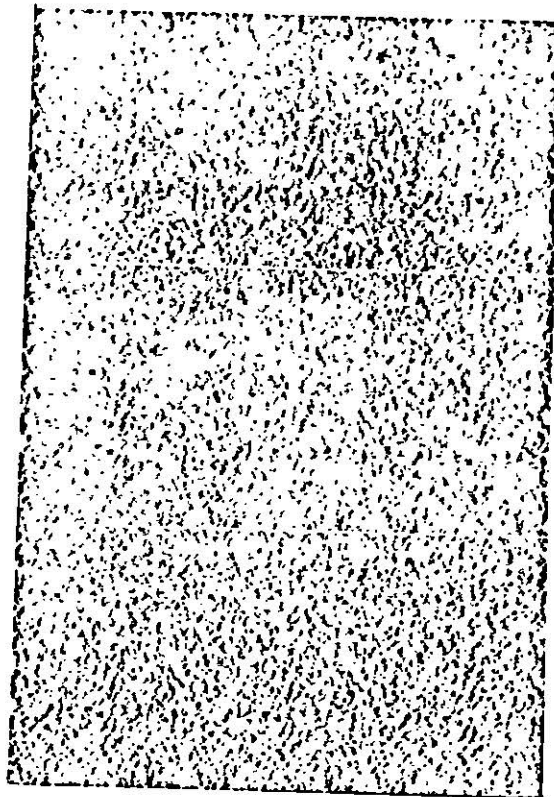


FIGURA 9 FOTOGRAFÍA DE LA IMAGEN DE LA
SUPERFICIE MARINA SIMULADA

(NUEVE SUPERFICIES SUPERPUESTAS

CADA UNA CON UN ÁREA DE $\approx 500,000 \text{ m}^2$).

TABLA II
LONGITUD DE ONDA DE OLEAJE

PERÍODO (T) (SEG)	LONGITUD DE ONDA (λ). (M)	LONGITUD DE ONDA EN LA PELÍCULA (μ M). (MICROMETROS)
2	6.24	45.44
2.5	9.75	71.00
3	14.04	102.23
3.5	19.11	139.15
4	24.96	181.75
4.5	31.59	230.03
5	39.00	283.98
5.5	47.19	343.62
6	56.16	408.94

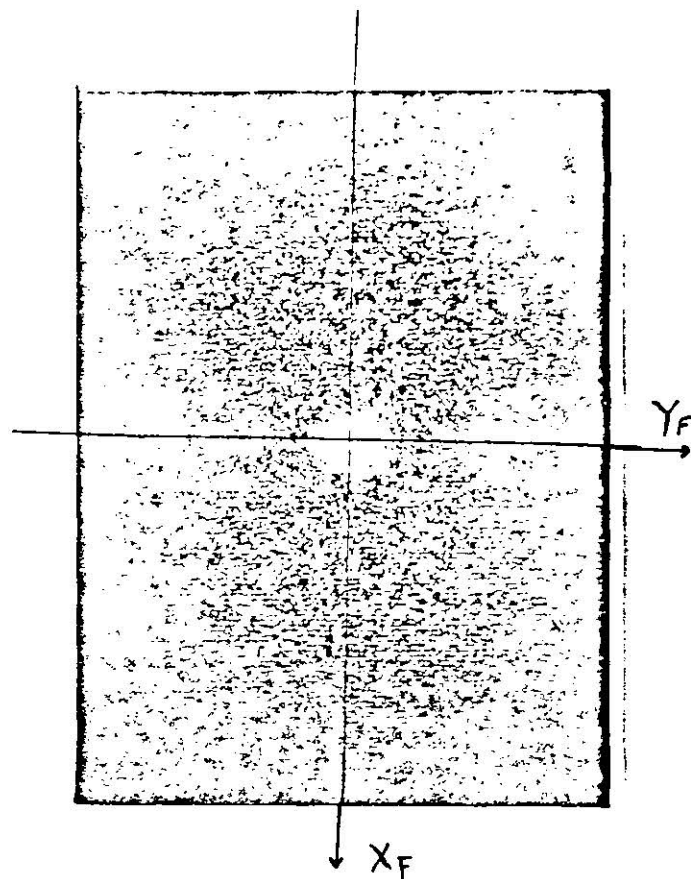


FIGURA 10 FOTOGRAFÍA DEL ESPECTRO DE POTENCIA
BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO
ÓPTICO F-F.

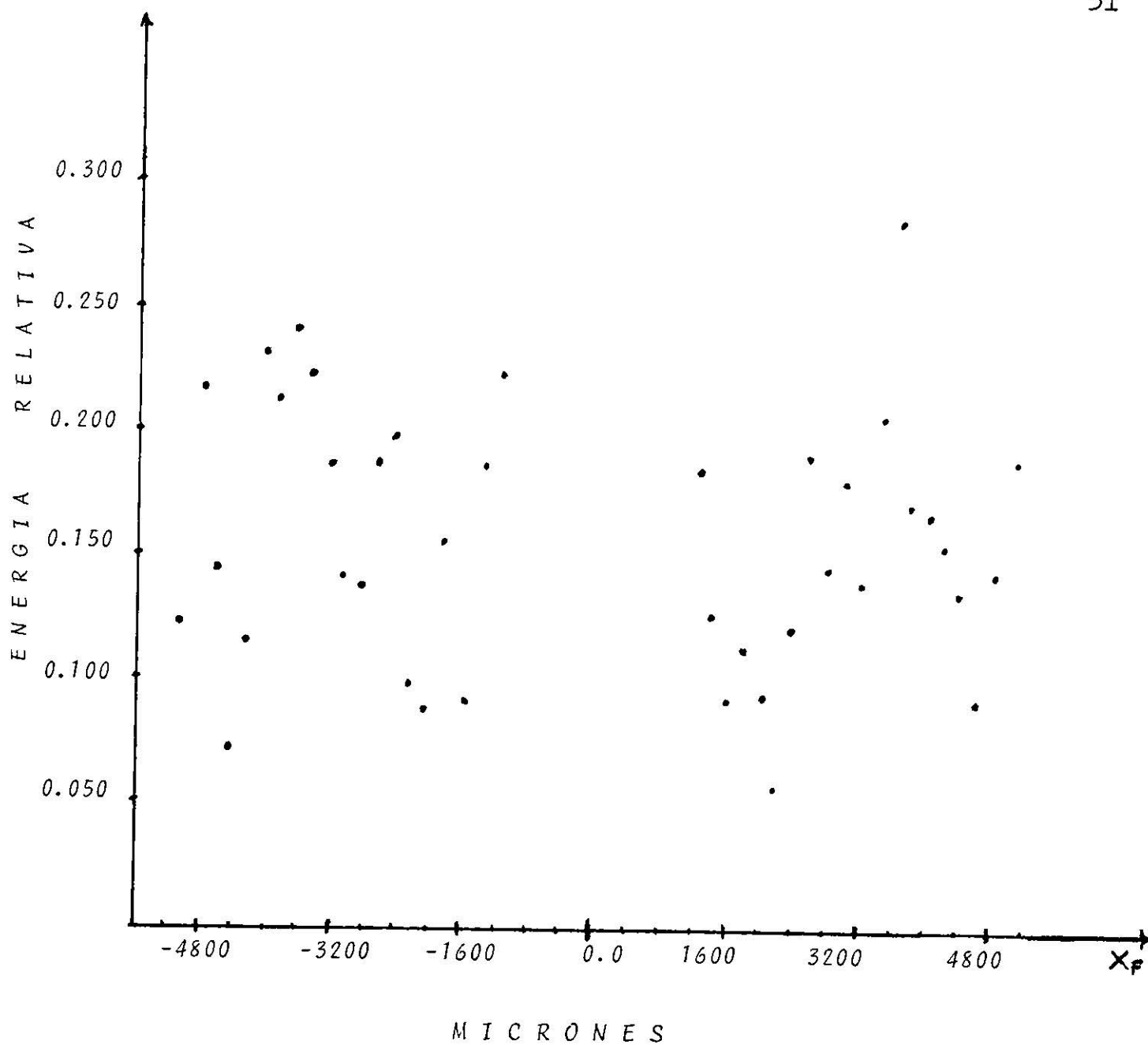


FIGURA 11 GRÁFICA DE INTENSIDAD CONTRA EL NÚMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO F-F.

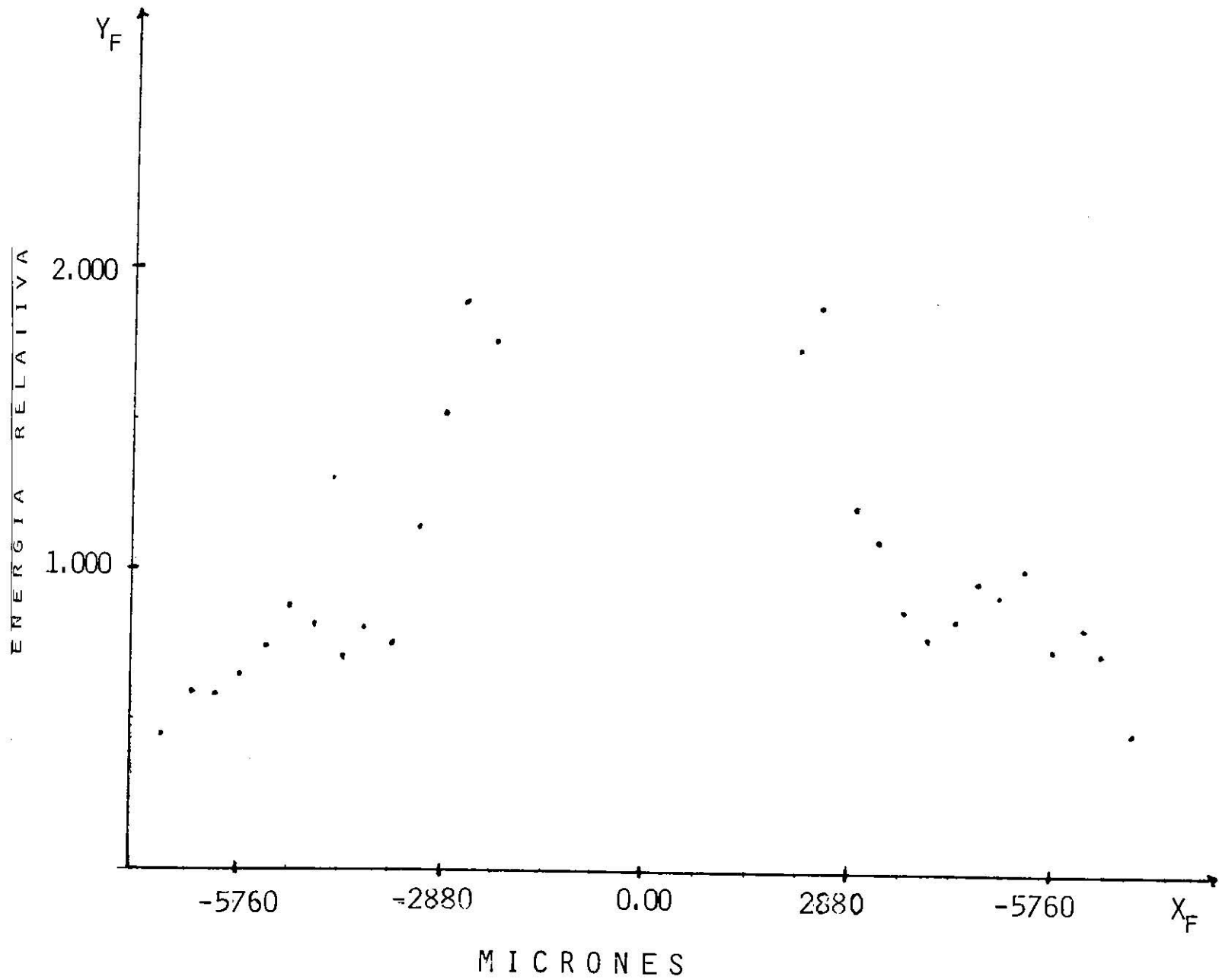


FIGURA 12 GRÁFICA DE INTENSIDAD CONTRA EL NÚMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO 0-F

TABLA III

LOCALIZACION DE LOS NUMEROS DE ONDA EN EL PLANO DE FOURIER

PERÍODO (SEG)	NÚMERO DE ONDA ($2\pi/\lambda$)	X_F PLANO DE FOURIER (MILIMETROS)
2	1.0069	13.93
2.5	0.6444	8.91
3	0.4475	6.19
3.5	0.3288	4.55
4	0.2517	3.48
4.5	0.1989	2.75
5	0.1611	2.23
5.5	0.1331	1.84
6	0.1119	1.55

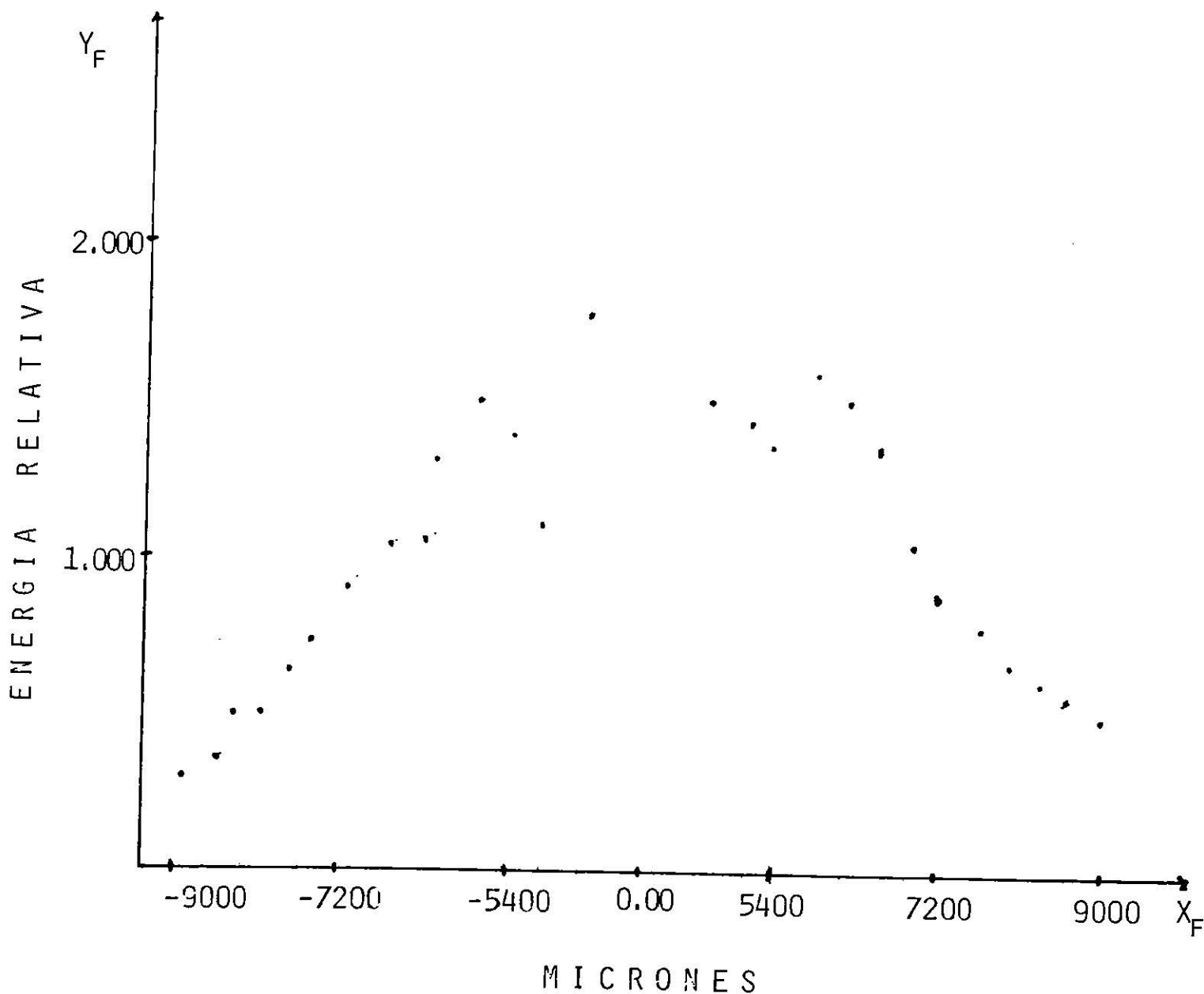


FIGURA 13 GRÁFICA DE INTENSIDAD CONTRA EL NÚMERO DE ONDA A LO LARGO DEL EJE X_F DEL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL OBTENIDO CON EL ARREGLO CB (PARA $s=F/2$).

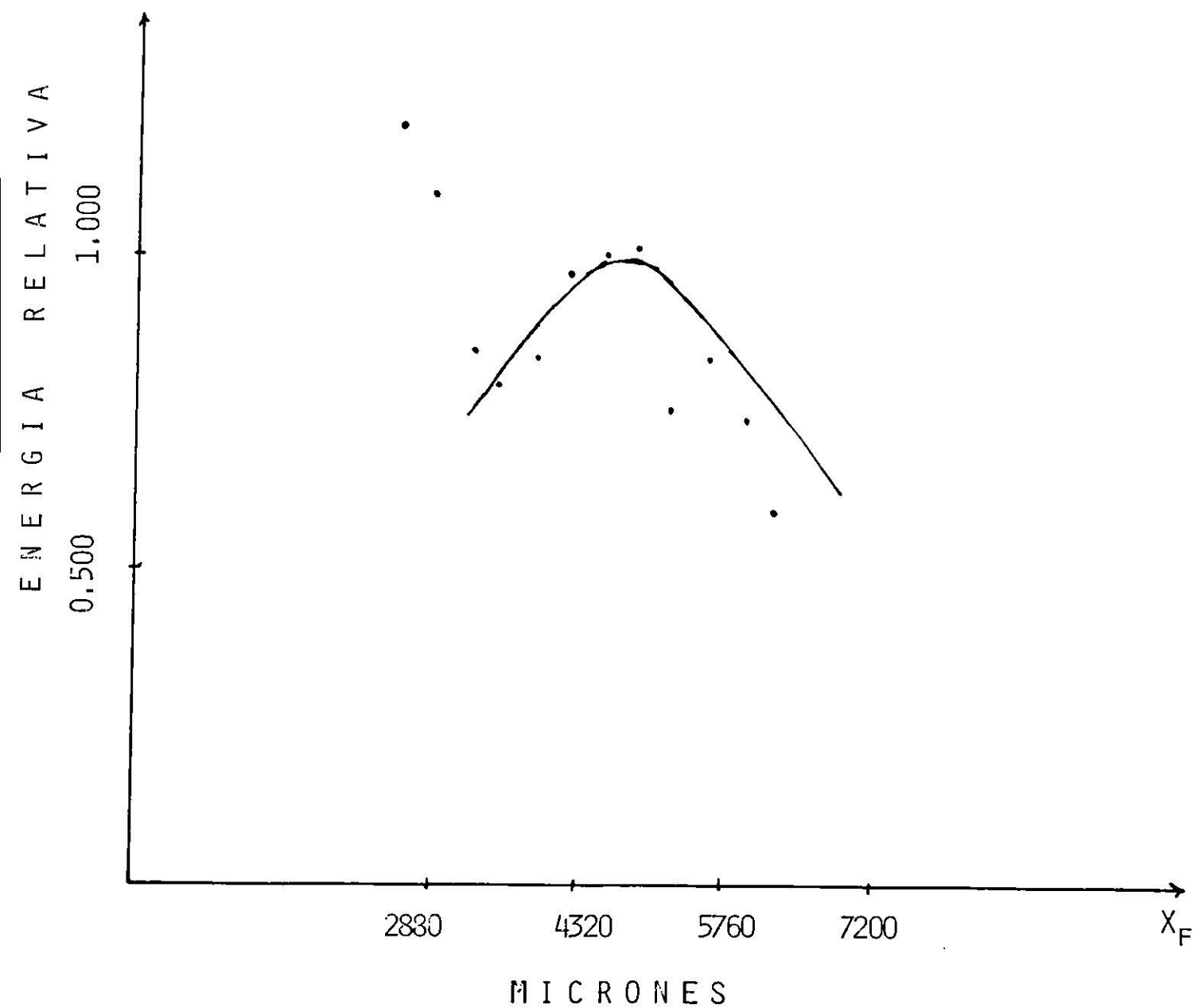


FIGURA 14 COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO O-F, Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ (LINEA CONTINUA).

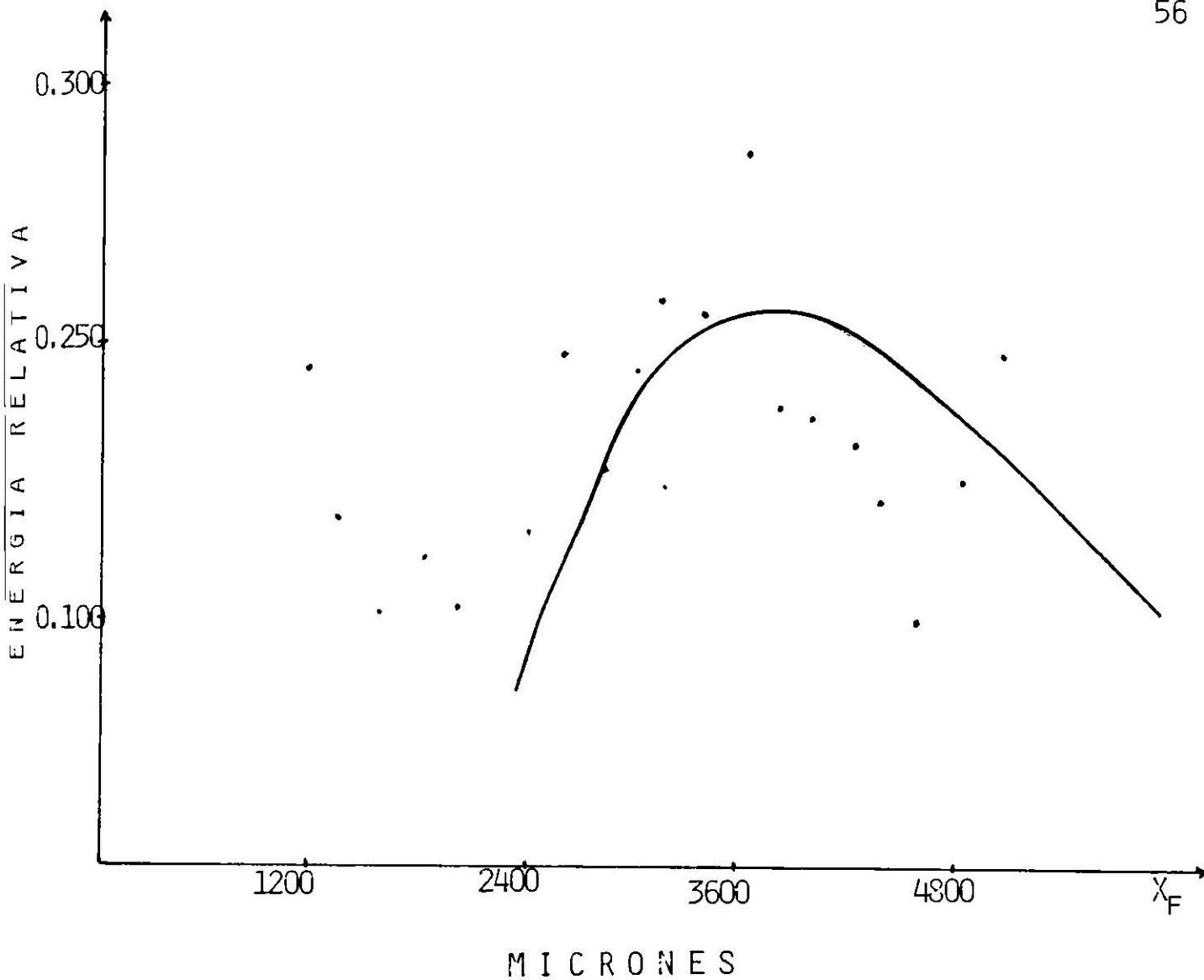


FIGURA 15 COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE (ARREGLO F-F), Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ (LINEA CONTINUA);

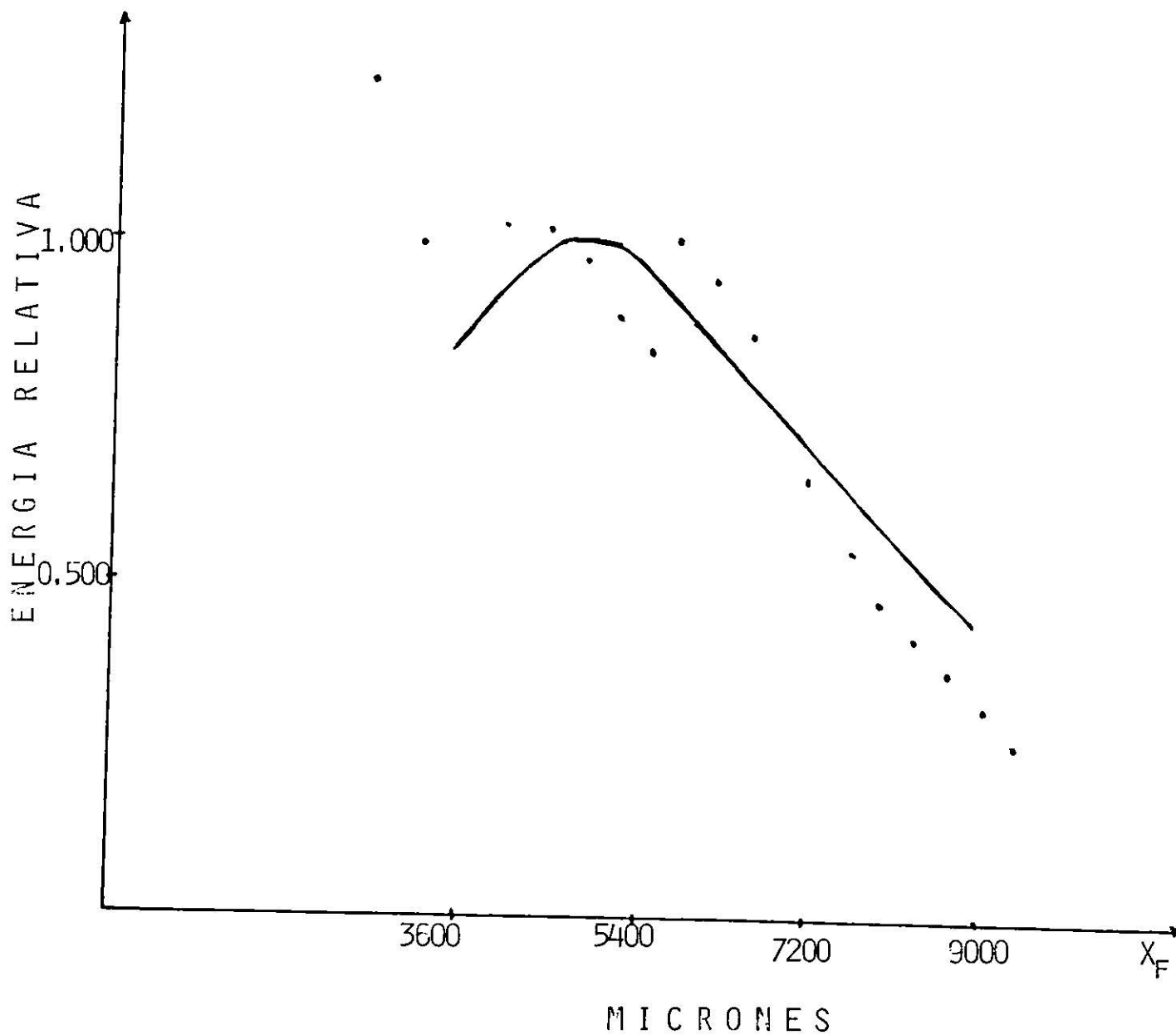


FIGURA 16 COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO CB (PARA $s=F/2$), Y EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ (LINEA CONTINUA).

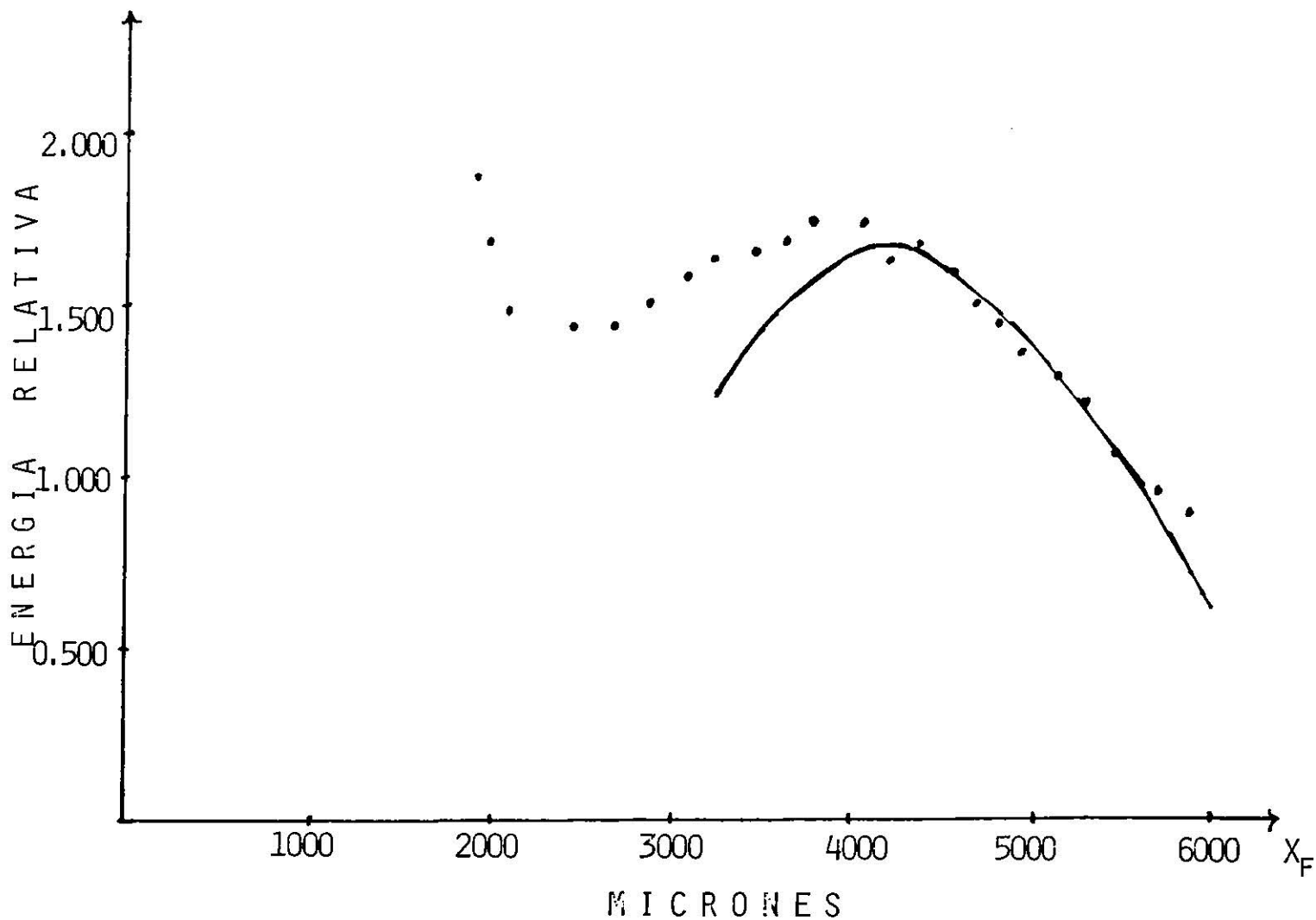


FIGURA 17 COMPARACIÓN ENTRE EL ESPECTRO TEÓRICO DE PIERSON - MOSKOWITZ (LINEA CONTINUA) Y EL ESPECTRO OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL ARREGLO F-F Y PARA UNA ABERTURA DEL DETECTOR DE 1000 MICRONES (ALVAREZ, B.J., 1987).

CAPITULO IV

DISCUCION

EN ESTE CÁPITULO SE DISCUTEN LOS RESULTADOS PRESENTADOS EN EL CÁPITULO ANTERIOR, SIGUIENDO PARA ESTO EL MISMO ÓRDEN DE PRESENTACIÓN.

LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA SIMULADA MOSTRADA EN LA FIGURA 9, ES EL RESULTADO DE LA SUPERPOSICIÓN DE NUEVE IMÁGENES IGUALES, CADA UNA CON UN ÁREA DE SIMULACIÓN DE APROXIMADAMENTE 500,000 METROS CUADRADOS.

SE UTILIZARÓN NUEVE IMÁGENES SUPERPUESTAS PARA INCREMENTAR LA RESOLUCIÓN DEL PROCESADO ÓPTICO.

LA OBTENCIÓN DE LA IMAGEN SIMULADA DE LA SUPERFICIE MARINA, SE LLEVÓ A CABO CON LA AYUDA DE UN MICRODENSITÓMETRO (MICRO 10), TAL COMO SE EXPLICA AL FINAL DEL CÁPITULO I (OBTENCIÓN DE LA IMAGEN DE LA SUPERFICIE MARINA EN UNA PELICULA FOTOGRAFICA).

LOS RESULTADOS MOSTRADOS EN LA TABLA II SE OBTUVIERON A PARTIR DE LA TEÓRIA LINEAL DE PRIMER ÓRDEN, EN DONDE

$$\lambda = 1.56 T^2 .$$

EL ESPECTRO DE POTENCIA (TRANSFORMADA ÓPTICA DE FOURIER) MOSTRADA EN LA FIGURA 10 FUÉ OBTENIDA CON EL ARREGLO F-F. ÉSTA ES DE CONSIDERABLE IMPORTANCIA PUES OFRECE INFORMACIÓN DEL NÚMERO DE ONDA Y DE LA DIRECCIÓN DEL OLEAJE. DE ESTA FIGURA ES POSIBLE OBSERVAR LA DIRECCIÓN PREDOMINANTE DE LAS OLAS SOBRE EL EJE X_F , LO CUAL ESTA EN PERFECTO ACUERDO CON LAS CONDICIONES DEL MODELO TEÓRICO ACERCA DE LA NO EXISTENCIA DE ONDAS DE LEVA QUE NO SIGUEN LA DIRECCIÓN DEL VIENTO. SIN EMBARGO SE OBSERVA UN "ANCHO" EN LA INTENSIDAD SOBRE LA DIRECCIÓN PREDOMINANTE, ESTO PUEDE EXPLICARSE YA QUE LAS OLAS FORMADAS LOCALMENTE TIENEN UNA DIRECCIÓN DE FLUCTUACIÓN DE APROXIMADAMENTE $\pm 30^\circ$ CON RESPECTO A LA DIRECCIÓN PREDOMINANTE (KINSMAN, 1965).

LA FIGURA 11 MUESTRA LA GRÁFICA DE ENERGÍA RELATIVA CONTRA EL NÚMERO DE ONDA MEDIDA EN EL PLANO DE FOURIER (PARA EL ARREGLO ÓPTICO F-F). LA MEDIDA DE LA INTENSIDAD Ó ENERGÍA RELATIVA, NO SE HIZO DIRECTAMENTE CON DETECTOR (RADIÓMETRO), SINO QUE SE UTILIZÓ LA FOTOGRAFÍA (NEGATIVO) MOSTRADA EN LA FIGURA 10, PARA QUE ESTA A SU VEZ FUERA LEIDA CON LA AYUDA DEL MICRODENSITÓMETRO. ESTO PERMITE UNA MAYOR PRECISIÓN EN LA LOCALIZACIÓN CORRECTA DE LOS NÚMEROS DE ONDA (± 1 MICRON).

PARA OBTENER LOS VALORES QUE DESPUÉS SERÍAN GRAFICADOS COMO SE MUESTRA EN LA FIGURA 11, SE HIZO UNA PROMEDIACIÓN ESTADÍSTICA, YA QUE LA VENTANA UTILIZADA PARA LA LECTURA SOBRE EL ESPECTRO FUÉ DE 50 X 200 MICRONES (50 MICRONES EN EL EJE X_F Y 200 MICRONES EN EL EJE Y_F), ESTA VENTANA ERA PEQUEÑA COMPARADA CON EL TAMAÑO DEL SPECKLE DE MANERA QUE SE TOMARÓN PROMEDIOS DE CUATRO EN CUATRO LECTURAS CON LO QUE LA VENTANA (REAL DE LECTURA) ERA DE 200 X 200 MICRONES. EL TAMAÑO DEL SPECKLE EN ESTE CASO FUÉ DE 193 MICRONES.

ES IMPORTANTE ACLARAR QUE LA INTENSIDAD MEDIDA YA SEA DIRECTAMENTE POR MEDIO DE UN DETECTOR (RADIÓMETRO), Ó INDIRECTAMENTE UTILIZANDO EL MICRODENSITÓMETRO, ES PROPORCIONAL A LA INTENSIDAD DE LUZ PROVENIENTE DEL LASER Y NO A LA ENERGÍA REAL QUE CONTIENEN LAS OLAS SOBRE LA SUPERFICIE MARINA. SIN EMBARGO LA LOCALIZACIÓN Y/O UBICACIÓN DE LAS FRECUENCIAS CONTENIDAS CON EL ESPECTRO (EN EL PLANO DE FOURIER) SI CORRESPONDEN A LA REALIDAD (ÁLVAREZ Y MACHADO, 1985).

EN LA FIGURA 12 SE MUESTRA LA GRÁFICA DE ENERGÍA RELATIVA CONTRA EL NÚMERO DE ONDA OBTENIDO CON EL ARREGLO O-F. PARA OBTENER LA ENERGÍA RELATIVA SE UTILIZÓ UN DETECTOR

DE MANERA QUE LAS MEDICIONES SE HICIERON DIRECTAMENTE (EN SITIO). EN ESTE CASO AL IGUAL QUE PARA EL ARREGLO CB (FIGURA 13) SE REALIZÓ TAMBIÉN UNA PROMEDIACIÓN ESTADÍSTICA, ESTA PROMEDIACIÓN SE EFECTUÓ TOMANDO EN CUENTA QUE LA ABERTURA DEL DETECTOR ERA DE APROXIMADAMENTE 500 MICRONES, ASÍ ENTONCES SE TOMARON LECTURAS CADA 50 MICRONES, PROMEDIÁNDOSE LOS VALORES OBTENIDOS DE CUATRO EN CUATRO.

EN LA FIGURA 13 NOS MUESTRA LA GRÁFICA DE ENERGÍA RELATIVA CONTRA NÚMERO DE ONDA PARA EL ARREGLO CB. PARA ESTE ARREGLO SE ELIGIÓ LA DISTANCIA $S=F/2$ (50 CM.), LA CUAL REPRESENTA LA DISTANCIA QUE EXISTE ENTRE EL DETECTOR Y EL OBJETO.

SE OBSERVÓ QUE PARA DISTANCIAS MAS PEQUEÑAS QUE $S=F/2$ ($S= F/4$) LAS LECTURAS SE HACIAN SUMAMENTE COMPLICADAS DEBIDO A LA PROPIEDAD DE ESCALAMIENTO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER.

EN LA FIGURA 11, EN LA FIGURA 12 Y EN LA FIGURA 13 ES POSIBLE OBSERVAR LA SIMETRÍA EXISTENTE EN EL ESPECTRO DE POTENCIA LO CUAL CORROBORA QUE EN EL OBJETO NO SON IMPORTANTES LOS CAMBIOS DE FASE.

EN LA FIGURA 14, EN LA FIGURA 15 Y EN LA FIGURA 16 SE MUESTRA LA COMPARACIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA OBTENIDO EXPERIMENTALMENTE CON CADA UNO DE LOS TRES ARREGLOS ÓPTICOS UTILIZADOS (O-F F-F CB) RESPECTIVAMENTE.

EN LA FIGURA 14 Y EN LA FIGURA 16 SE OBSERVA UNA GRAN CORRELACIÓN DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS EXPERIMENTALMENTE Y LOS RESULTADOS TEÓRICOS. ESTO ES DEBIDO A QUE AHORA OBTUVIMOS UNA MEJOR CALIBRACIÓN CON LA PELÍCULA 2415. ALVAREZ Y MACHADO, 1985 TUVIERON GRAN ATENUACIÓN PARA LAS ALTAS FRECUENCIAS EN SU RESULTADOS EXPERIMENTALES. ELLOS UTILIZARÓN UNA PELÍCULA 2476.

EN LA FIGURA 15 MUESTRA LOS DATOS ALGO DISPARADOS ALREDEDOR DE LA CURVA TEORICA, ESTO ES DEBIDO A QUE EL MICRODENSITÓMETRO NO TIENE LA SUFICIENTE ABERTURA PARA PROMEDIAR LOS GRANOS DE SPECKLE PRESENTES EN LA INFORMACIÓN.

SIGUIENDO LAS SUGERENCIAS DE ALVAREZ Y MACHADO, 1985: MÉJOR CALIBRACIÓN EN LA PELÍCULA Y MAYOR ABERTURA EN EL DETECTOR ALVAREZ, B.J., 1987 OPTIENE LA MEDICIÓN DEL ESPECTRO DE POTENCIA EN UN SISTEMA F-F USANDO UNA ABERTURA DE 1000 MICRONES Y OBTENIENDO LA GRÁFICA MOSTRADA EN LA FIGURA 17.

ES POSIBLE OBSERVAR DE LA FIGURA 17 QUE ALVAREZ, B. J. OBTIENE VALORES MUY ALTOS PARA LAS BAJAS FRECUENCIAS, ESTO ES DEBIDO A QUE EL DETECTOR ESTÁ RECIBIENDO ENERGÍA DEL ORDEN 0 (COMPONENTE DIRECTA) Y POR TANTO LOS VALORES SE DISPARAN. SIN EMBARGO ÉL NO OBTIENE ATENUACIÓN PARA LAS ALTAS FRECUENCIAS.

HASTA AQUÍ SE HAN MOSTRADO TRES SISTEMAS ÓPTICOS BASTANTES ÚTILES Y DOS FORMAS (MICRO Y DETECTOR) PARA OBTENER INFORMACIÓN DEL ESPECTRO ÓPTICO BIDIMENSIONAL. EN CONCLUSIÓN PODEMOS ASEGURAR QUE ES MEJOR UTILIZAR UN DETECTOR PARA OBTENER LOS RESULTADOS QUE UN MICRODENSITÓMETRO DEBIDO A QUE CON ESTE ÚLTIMO SE TIENEN PROBLEMAS CON LA PELÍCULA EN SU DISTRIBUCIÓN DE GRANULADO.

CAPITULO V

CONCLUSIONES

TRES SISTEMAS ÓPTICOS DISTINTOS FUERON MOSTRADOS EN SU UTILIDAD PARA OBTENER INFORMACIÓN DE ESPECTROS BIDIMENSIONALES DE LA SUPERFICIE DEL MAR.

ESTOS TRES MÉTODOS MUESTRAN SU GRAN RÁPIDEZ DE EJECUCIÓN Y MAYOR CONFIANZA COMPARADOS CON LOS MÉTODOS YA CLÁSICOS (COMO LOS SENSORES DE PRESIÓN) USADOS EN OCEANOGRAFÍA, ADEMÁS ESTOS MÉTODOS ÓPTICOS NOS PROPORCIONAN INFORMACIÓN BIDIMENSIONAL A DIFERENCIA DE LOS USADOS EN OCEANOGRAFÍA QUE SOLAMENTE PROVEEN INFORMACIÓN UNIDIMENSIONAL.

EL PROBLEMA DE LA ATENUACIÓN DEL ESPECTRO EXPERIMENTAL PARA ALTAS FRECUENCIAS OBSERVADO POR ÁLVAREZ Y MACHADO, 1985, FUÉ RESUELTO SATISFACTORIAMENTE HACIENDO UNA MEJOR CALIBRACIÓN UTILIZANDO LA PELÍCULA 2415.

ES IMPORTANTE HACER NOTAR QUE AÚN CUANDO EL ARREGLO ÓPTICO CB TEORICAMENTE OFRECE UNA MEJOR RESOLUCIÓN ÓPTICA QUE LOS OTROS DOS ARREGLOS UTILIZADOS (F-F 0-F), SE HACE NECESARIO UTILIZAR UNA ABERTURA DE DETECTOR

MÁS PEQUEÑA QUE EN LOS OTROS DOS ARREGLOS, PARA EVITAR DE ÉSTA MANERA PROMEDIAR EN EXCESO Y PERDER LA INFORMACIÓN DEBIDO A LA PROPIEDAD DE ESCALAMIENTO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER.

SE PUEDE CONCLUIR QUE ES MEJOR UTILIZAR UN DETECTOR (RADIÓMETRO) PARA LA OBTENCIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES QUE UN MICRODENSITÓMETRO, DADO QUE LA PELÍCULA NO TIENE UNIFORMIDAD DE GRANO Y ADEMÁS LA ABERTURA DEL MICRODENSITÓMETRO NO ES SUFICIENTE PARA PROMEDIAR EN ESTE CASO LOS GRANOS DE SPECKLE PRESENTES EN LA PELÍCULA FOTOGRAFICA.

POR ÚLTIMO SERÍA CONVENIENTE REALIZAR UN ANÁLISIS DÍGITAL PARA OBTENER EL ESPECTRO DE POTENCIA BIDIMENSIONAL, DE MANERA QUE ESTO PERMITA TENER UNA MAYOR SEGURIDAD EN LOS RESULTADOS OBTENIDOS ÓPTICAMENTE.

APENDICE 1

LA FINALIDAD DE ESTE APÉNDICE, ES MOSTRAR DE FORMA RESUMIDA LA TEORÍA DE LA DIFRACCIÓN, EN BASE A LA CUAL SE PUEDE COMPROBAR LA PROPIEDAD DE UNALENTE O SISTEMA ÓPTICO PARA EFECTUAR LA TRANSFORMADA BIDIMENSIONAL DE FOURIER.

EL TRATAMIENTO QUE SE DARÁ ENSEGUIDA A LA TEORÍA DE LA DIFRACCIÓN, ESTÁ BASADO EN EL HECHO DE CONSIDERAR EL FENOMENO DE PROPAGACIÓN DE LA LUZ COMO UN SISTEMA (GOODMAN, 1968), DE MANERA QUE LOS RESULTADOS AQUÍ OBTENIDOS PUEDEN SER GENERALIZADOS PARA CUALQUIER DISTRIBUCIÓN DE CAMPO DE ENTRADA.

PRIMERAMENTE DEFINIREMOS EL TERMINO DIFRACCIÓN, COMO CUALQUIER DESVIACIÓN DE LA LUZ QUE NO PUEDE SER INTERPRETADA COMO REFLEXIÓN O REFRACCIÓN (SOMMERFELD, 1954).

PARA OBTENER LA ECUACIÓN DE DIFRACCIÓN, CONSIDEREMOS LOS EFECTOS DE UNA ABERTURA FINITA (CONTENIDA EN UNA PANTALLA OPACA INFINITA), SOBRE UNA PERTURBACIÓN ONDULATORIA MONOCROMÁTICA (VER FIGURA A). LA PANTALLA SE CONSIDERA

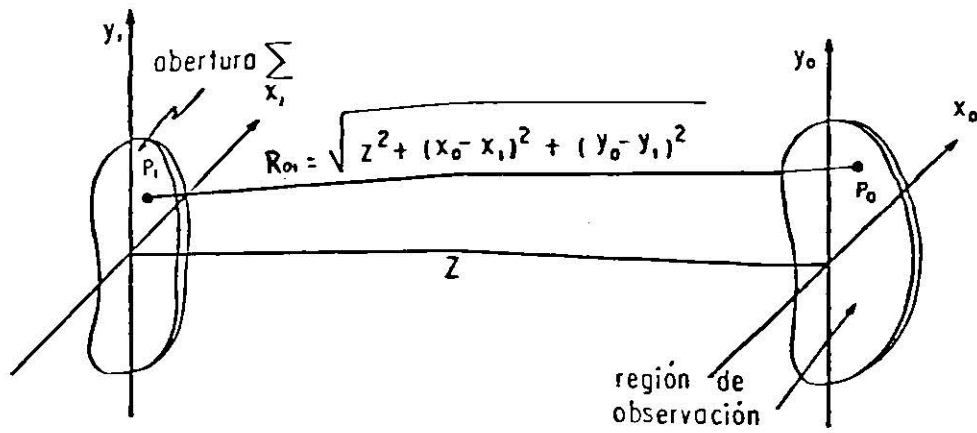


FIGURA A GEOMETRÍA DE DIFRACCIÓN.

PLANA Y SE LE ASOCIA UN SISTEMA DE COORDENADAS RECTANGULARES (X, Y). LA REGIÓN DE OBSERVACIÓN SE CONSIDERA TAMBIEN PLANA, PARALELA AL PLANO DE LA PANTALLA Y A UNA DISTANCIA Z DE ESTA, AL IGUAL QUE A LA PANTALLA LE ASOCIAMOS UNOS EJES COORDENADOS CARTESIANOS (X, Y) PARALELOS A LOS EJES DE LA PANTALLA.

LA LUZ AL SER DIFRACTADA POR EL PLANO DE LA PANTALLA (PLANO 1), LLEGA AL PLANO DE OBSERVACIÓN (PLANO 2), DE DONDE LA AMPLITUD DEL CAMPO EN CUALQUIER PUNTO (X, Y) PUEDE EXPRESARSE COMO

$$U(x_0, y_0) = \iint_{\Sigma} H(x_0, y_0; x_1, y_1) U(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (1)$$

DONDE

$$H(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{1}{\lambda_1} \left[\exp(ikR_{01}) / R_{01} \right] \cos(\hat{n}_1, R_{01}) \quad (2)$$

SI CONSIDERAMOS QUE LA DISTANCIA DE SEPARACIÓN QUE EXISTE ENTRE LA ABERTURA Y LA REGIÓN DE OBSERVACIÓN, ES MUCHO MAYOR QUE LAS DIMENSIONES DE LA ABERTURA, ENTONCES ES VÁLIDO HACER LA SIGUIENTE APROXIMACIÓN.

$$\cos(\hat{n}, R_0) \cong 1 \quad (3)$$

YA QUE EL ANGULO ENTRE \hat{n} Y R_0 , ES CASI CERO. AHORA TENEMOS QUE, TOMANDO EN CUENTA ESTA APROXIMACIÓN, LA FUNCIÓN DE PESO PUEDE SER ESCRITA COMO

$$H(x_0, y_0; x_1, y_1) \cong \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikR_0) \quad (4)$$

AQUÍ EL VALOR DE R_0 , EN EL EXPONENCIAL NO PUEDE SER APROXIMADO POR z (COMO EN EL CASO DE R_0 , EN EL DENOMINADOR), PUES NOS CONDUCE A ERRORES EN LA FASE MAYORES QUE 2π RADIANTES.

LA DISTANCIA R_0 , ESTÁ DADA EXACTAMENTE POR LA SIGUIENTE

RELACIÓN (VER FIGURA A)

$$R_{01} = \sqrt{Z^2 + (X_0 - X_1)^2 + (Y_0 - Y_1)^2} \quad (5)$$

$$R_{01} = Z \left\{ 1 + \left[\frac{X_1 - X_0}{Z} \right]^2 + \left[\frac{Y_1 - Y_0}{Z} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (6)$$

POR MEDIO DE UN DESARROLLO BINOMIAL TENEMOS

$$R_{01} \approx Z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{X_0 - X_1}{Z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{Y_0 - Y_1}{Z} \right)^2 \right] \quad (7)$$

CONSIDERANDO ESTA APROXIMACIÓN, LA ECUACIÓN 4 PUEDE
ESCRIBIRSE COMO

$$H(X_0, Y_0; X_1, Y_1) = \frac{\exp(ikZ)}{i\lambda Z} \exp \left\{ i \frac{k}{2Z} \left[(X_0 - X_1)^2 + (Y_0 - Y_1)^2 \right] \right\} \quad (8)$$

CUANDO LA DISTANCIA Z ES SUFICIENTEMENTE GRANDE PARA QUE ÉSTA ÚLTIMA APROXIMACIÓN SEA VÁLIDA, SE DICE QUE EL OBSERVADOR ESTÁ EN LA REGIÓN DE FRESNEL (APROXIMACIÓN DE FRESNEL).

ES IMPORTANTE HACER NOTAR QUE LA PARTE CRÍTICA DE ESTA APROXIMACIÓN ES, LA SUSTITUCIÓN DE LAS ONDAS ESFÉRICAS ORIGINALES (ECUACIÓN 2 Y ECUACIÓN 4 POR SUPERFICIES CUADRÁTICAS (APROXIMACIÓN PARABÓLICA DEL FRENTE DE ONDA).

CON LAS CONSIDERACIONES ANTERIORES, PODEMOS ESCRIBIR LA ECUACIÓN 1, EN FORMA DESARROLLADA COMO

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikZ)}{i\lambda Z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) \exp \left\{ i \frac{k}{2Z} \left[(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 \right] \right\} dx_1 dy_1 \quad (9)$$

Y EXPANDIENDO LOS TÉRMINOS CUADRÁTICOS DE LA EXPONENCIAL TENEMOS.

$$U(x_0, y_0) = \frac{1}{i\lambda Z} \exp(ikZ) \exp \left[\frac{ik}{2Z} (x_0^2 + y_0^2) \right] \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(x_1, y_1) \exp \left[\frac{ik}{2Z} (x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \exp \left[\frac{i2\pi}{\lambda Z} (x_0 x_1 + y_0 y_1) \right] dx_1 dy_1 \quad (10)$$

LA FUNCION $U(x,y)$ PUEDE OBTENERSE DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER DE $U(x,y) \exp [j(k/2z) (x,y)]$, EN DONDE LA TRANSFORMADA DEBE SER EVALUADA EN LAS FRECUENCIAS $F = x/z$ $F = y/z$) PARA GARANTIZAR EL ADECUADO ESCALAMIENTO DE COORDENADAS EN EL PLANO DE OBSERVACIÓN.

LA ECUACIÓN 9 ES LA ECUACIÓN DE DIFRACCIÓN DE FRESNEL, QUE EXPRESA LA AMPLITUD DEL CAMPO EN (x,y) DESPUÉS DE QUE LA ONDA FUE DIFRACTADA EN EL PLANO DE ABERTURA.

PARA OBTENER INFORMACIÓN DE LOS EFECTOS DE LA DIFRACCIÓN DE FRESNEL SOBRE EL DOMINIO DE LA FRECUENCIA, BASTA CON OBTENER LA TRANSFORMADA DE FOURIER DE LA FUNCIÓN DE PESO (ECUACIÓN 7), DEFINIENDONOS ASÍ LA FUNCIÓN DE TRANSFERENCIA LA CUAL DESCRIBE LOS CAMBIOS EN LA PROPAGACION EN LA REGIÓN DE DIFRACCIÓN DE FRESNEL.

$$H(F_x, F_y) = \exp(ikZ) \exp[i\pi\lambda Z (F_x^2 + F_y^2)] \quad (11)$$

EL PRIMER FACTOR EXPONENCIAL DE LA ECUACIÓN 10 REPRESENTA EL RÉTRASO DE FASE SUFRIDO POR CADA UNA DE

LAS COMPONENTES DEL ESPECTRO ANGULAR QUE SE PROPAGAN ENTRE DOS PLANOS SEPARADOS UNA DISTANCIA Z . EL SEGUNDO FACTOR EXPONENCIAL REPRESENTA LA DISPERSIÓN DE FASE, LA CUAL TIENE UNA DEPENDENCIA CUADRÁTICA CON LA FRECUENCIA.

B I B L I O G R A F I A

ALVAREZ B.J., 1987. FOURTH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON OPTICAL AND OPTOELECTRONIC APPLIED SCIENCE AND ENGINEERING.

ALVAREZ B.J. AND MACHADO M.A., 1985. ANALISIS OF A SIMULATED IMAGE OF A SEA SURFACE, APPLIED OPTICS, VOL. 24, No. 7.

BARBER, N.F., 1954. FINDING THE DIRECTIONS OF TRAVEL OF SEA WAVES. NATURE 154:1048.

BRUNO, D. Y NOVARINI, J., 1976. ANÁLISIS COMPARATIVO DE SUPERFICIES MODELADAS NUMERICAMENTE CON DISTINTOS ESPECTROS DE POTENCIA. JUNIO, 1976, REPÚBLICA ARGENTINA. SERVICIOS DE HIDROGRAFÍA NAVAL. DOF-IT10,76.

CARUTHERS, W. Y NOVARINI, J., 1971. "NUMERICAL MODELING OF RANDOMLY ROUGH SURFACES WITH APPLICATIONS TO SEA SURFACES", TEXAS A & M UNIV. DEPT. OCEANOGRAPHY.

DENZIL, S.JR., 1969. DIRECTIONAL ENERGY SPECTRA OF THE SEA FROM PHOTOGRAPS, J. GEOPHYSICAL RESEARCH, 74, No. 8.

DENZIL, S. JR. Y PILÓN, O.R., 1974. SPECTRA OF SURFACE WAVES FROM PHOTORGAPS, J. GEOPHYSICAL RESEARCH, 74, No. 9.

GOODMAN, J., 1968. INTRODUCTION TO FOURIER OPTICS, ED. MC. GRAW HILL. INCORPORATIONS SAND FRANCISCO, U.S.A.

KINSMAN, B., 1965. WIND WAVES. PRENTICE-HALL. INC., ENGELWOOD, CLIFFS., N. J. U.S.A.

SILVESTER, R., 1974. COASTAL ENGINEERING, VOL. 1,
ELSEVIER SCIENTIFIC PUBLISHING CO., NEW YORK, N.Y.,
U.S.A.

SUGIMORY, Y., 1975. A STUDY OF THE APPLICATIONS OF
THE HOLOGRAPHIC METHOD FOR THE DETERMINATION OF THE
DIRECTIONAL SPECTRUM OF OCEAN WAVES, DEEP SEA RESEARCH
AND OCEANOGRAPHICS ABSTRACTS.

JOYEUX, J. Y LOWENTHAL, S., 1982. OPTICAL FOURIER
TRANSFORM: WHAT IS THE OPTIMAL SETUP?, APPLIED OPTICS,
VOL. 21, No. 23.



