

UNIVERSIDAD DE VALENCIA

Departamento de Física Aplicada

deis

202



ESTUDIO ELECTROMAGNETICO DE ESTRUCTURAS PLANAS  
INFINITAS CONDUCTORAS CON PERIODICIDAD UNIDIMENSIONAL  
DE CINTAS IMPRESAS EN DIELECTRICO. APLICACION AL DISEÑO  
DE GIRADORES DE POLARIZACION MULTITETAPA DE MICROONDAS

Memoria presentada por  
BENITO GIMENO MARTINEZ  
para optar al grado de  
DOCTOR EN FISICA.

Mayo, 1992



UMI Number: U607725

All rights reserved

INFORMATION TO ALL USERS

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted.

In the unlikely event that the author did not send a complete manuscript and there are missing pages, these will be noted. Also, if material had to be removed, a note will indicate the deletion.



UMI U607725

Published by ProQuest LLC 2014. Copyright in the Dissertation held by the Author.  
Microform Edition © ProQuest LLC.

All rights reserved. This work is protected against  
unauthorized copying under Title 17, United States Code.



ProQuest LLC  
789 East Eisenhower Parkway  
P.O. Box 1346  
Ann Arbor, MI 48106-1346



UNIVERSITAT DE VALÈNCIA  
BIBLIOTECA CIÈNCIES

Nº Registre 1791

DATA 27-7-82

SIGNATURA T.D. 202

BIBLIOTECA Vol. 1

Nº LIBIS: i194 85141

30cms.





**DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA**

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

C/. Doctor Moliner, 50

46100 BURJASSOT (VALENCIA) ESPAÑA

Tels. (6) \*386 43 00/386 43 45


Fax (6) 364 23 45

VICENTE SUCH BELENGUER, Catedrático de Física Aplicada de la Universidad de Valencia.

CERTIFICA: que Benito Gimeno Martínez, Licenciado en Física, ha realizado el presente trabajo: "Estudio electromagnético de estructuras periódicas infinitas conductoras con periodicidad unidimensional de cintas impresas en dieléctrico. Aplicación al diseño de giradores de polarización multietapa de microondas" bajo su dirección en el Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Valencia.

Y para que así conste a efectos de presentación para optar al grado de Doctor en Física, se expide el presente certificado.

Valencia, 27 de Mayo de 1992.



Fdo.: Vicente Such Belenguer



*A mi madre.*



## Agradecimientos

Sería arduo expresar mi reconocimiento a todas aquellas personas e instituciones que han colaborado en mayor o menor medida en el desarrollo de esta tesis; el trabajo de varios años ha resultado sumamente agradable con la presencia y ayuda constructiva de una larga lista de personas...

Por ello, deseo hacer constar mi agradecimiento, en primer lugar, al director de este estudio, el Profesor Vicente Such Belenguer.

Especialmente quiero mencionar a José Luis, Enrique y Oswaldo, con quienes empecé a trabajar con ilusión y entusiasmo hace ya varios años... También, a quienes han conseguido con su presencia constante que el "camino" resultara más ameno: Eduardo, Juan, Domingo, Alberto y Ana.

Quiero agradecer su apoyo a todos los miembros del Departamento de Física Aplicada. A Vicente Muñoz, por su estímulo constante en todos estos años. También a Miguel Andrés y a Paco Pomer por sus comentarios sobre algunas cosas...

Al Dr. Joaquín Navasquillo, quien me inició el interés al mundo de las microondas, y me proporcionó una gran parte del material necesario para las medidas experimentales de esta tesis.

A Victoria, Rosa y Pilar, por la ayuda prestada en los asuntos del "papeleo".

Quiero expresar también mi agradecimiento al Departamento de Química Física de esta Universidad por la utilización del ordenador en que se realizaron los programas; especialmente a Nacho Nebot y a Pepe Sánchez por la paciencia que han tenido con nosotros. También a Carmen, Raúl, Luis y Paco por los desvelos que han tenido en estos últimos meses....



*agradecimientos*

Al Centro de Informática de la Universidad de Valencia por la ayuda prestada; especialmente a Héctor y a José Miguel.

A la empresa R.Y.M.S.A. por proporcionarme los prototipos necesarios para esta investigación; en especial a Fernando Costas, por sus ideas y consejos.

Doy las gracias al Ministerio de Educación y Ciencia, a la Universidad de Valencia y a la empresa R.Y.M.S.A., por haberme proporcionado el soporte "financiero" para la realización de esta memoria.

Finalmente, con entrañable cariño, a mi madre por su saber estar, a toda mi familia y a mis amigos, que han sabido acompañarme con su constante apoyo; especialmente a Cachu, autor del material fotográfico, y a Chule por sus sugerencias en la redacción de esta tesis.

Gracias a todos.







# INDICE

Página

## CAPITULO 1: INTRODUCCION

<u>1.1</u> INTRODUCCION. MOTIVACIONES E INTERES DEL TEMA.....	1
<u>1.2</u> ORGANIZACION DE LA TESIS.....	4
<u>1.3</u> BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 1.....	7

## CAPITULO 2: FORMULACION DEL CAMPO

### ELECTROMAGNETICO EN *REGIONES GUIADORAS DE ONDAS*. TEORIA DE LAS MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS

<u>2.1</u> INTRODUCCION.....	8
<u>2.2</u> REPRESENTACION DEL CAMPO ELECTROMAGNETICO EN <i>REGIONES GUIADORAS DE ONDAS</i>	
<u>2.2.1</u> Introducción.....	9
<u>2.2.2</u> Estructura de campos: modos tipo-E, tipo-H.....	10
<u>2.2.3</u> El Teorema de Floquet.....	16
<u>2.2.4</u> Armonicos vectoriales de Floquet. Impedancias modales.....	20
<u>2.2.5</u> Relaciones de ortogonalidad.....	23
<u>2.2.6</u> Potencia transportada por los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H.....	24
<u>2.2.7</u> Descomposición de una onda plana linealmente polarizada en modos tipo-E, tipo-H.....	26
<u>2.3</u> TEORIA DE LAS MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS. APLICACION: ANALISIS DE SISTEMAS MULTICAPA FORMADOS POR SUPERFICIES SELECTORAS DE FRECUENCIA (SSF)	
<u>2.3.1</u> Introducción.....	28
<u>2.3.2</u> Modelo de Línea de Transmisión.....	29

2.3.3 Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas	
2.3.3.1 Introducción.....	32
2.3.3.2 La Matriz de Dispersión Generalizada.....	35
2.3.3.3 Conexión en cascada de SSF.....	38
2.4 BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 2.....	40

**CAPITULO 3: ESTUDIO DE LA DISPERSION  
ELECTROMAGNETICA DE UNA ESTRUCTURA PERIODICA  
INFINITA CONDUCTORA CON PERIODICIDAD  
UNIDIMENSIONAL (EPICPUD) DE CINTAS**

3.1 INTRODUCCION.....	45
3.2 ANTECEDENTES	
3.2.1 Introducción.....	46
3.2.2 Métodos de cálculo.....	46
3.2.3 Aplicaciones.....	52
3.3 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA: CONDICIONES DE CONTORNO.....	55
3.4 SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES INTEGRALES DE LOS MODOS TIPO-E, TIPO-H	
3.4.1 Introducción.....	65
3.4.2 El Método de los Momentos (MM).....	66
3.4.3 Ecuación integral del modo tipo-E	
3.4.3.1 Aplicación del MM-Galerkin (MMG) a la ecuación integral del modo tipo-E.....	68
3.4.3.2 Análisis de la convergencia.....	70
3.4.3.2.1 Estudio de la convergencia en función del número de funciones base (N).....	71
3.4.3.2.2 Estudio de la convergencia en función del número de armónicos (M).....	75

<u>3.4.3.3</u> Comparación con otros resultados.....	80
<u>3.4.3.4</u> Resultados.....	83
<u>3.4.3.4.1</u> Resultados en función de la frecuencia ( $D/\lambda$ ).....	83
<u>3.4.3.4.2</u> Resultados en función de los ángulos de incidencia $\theta, \phi$ .....	88
<u>3.4.3.4.3</u> Resultados en función de la relación $W/D$ .....	91
<u>3.4.3.4.4</u> Corrientes superficiales.....	93
<u>3.4.4</u> Ecuación integral del modo tipo-H	
<u>3.4.4.1</u> Aplicación del MMG a la ecuación integral del modo tipo-H.....	96
<u>3.4.4.2</u> Análisis de la convergencia.....	97
<u>3.4.4.2.1</u> Estudio de la convergencia en función del número de funciones base ( $N$ ).....	98
<u>3.4.4.2.2</u> Estudio de la convergencia en función del número de armónicos ( $M$ ).....	102
<u>3.4.4.3</u> Comparación con otros resultados.....	106
<u>3.4.4.4</u> Resultados.....	109
<u>3.4.4.4.1</u> Resultados en función de la frecuencia ( $D/\lambda$ ).....	109
<u>3.4.4.4.2</u> Resultados en función de los ángulos de incidencia $\theta, \phi$ .....	113
<u>3.4.4.4.3</u> Resultados en función de la relación $W/D$ .....	117
<u>3.4.4.4.4</u> Corrientes superficiales.....	118
<u>3.5</u> BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 3.....	121

**CAPITULO 4: ESTUDIO DE LA DISPERSION  
ELECTROMAGNETICA DE UNA EPICPUD DE CINTAS IMPRESA  
EN DIELECTRICO**

<b><u>4.1</u></b>	<b>INTRODUCCION.....</b>	<b>127</b>
<b><u>4.2</u></b>	<b>ANTECEDENTES.....</b>	<b>128</b>
<b><u>4.3</u></b>	<b>FORMULACION DE LA ESTRUCTURA "1 EPICPUD DE CINTAS SOBRE UN SUSTRATO DIELECTRICO" CON MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS</b>	
<b><u>4.3.1</u></b>	<b>Planteamiento del problema.....</b>	<b>129</b>
<b><u>4.3.2</u></b>	<b>Matrices S y T de una EPICPUD de cintas.....</b>	<b>131</b>
<b><u>4.3.3</u></b>	<b>Matrices S y T de una placa dieléctrica.....</b>	<b>131</b>
<b><u>4.3.3.1</u></b>	<b>Matrices S y T de una desadaptación entre dos medios dieléctricos.....</b>	<b>132</b>
<b><u>4.3.3.2</u></b>	<b>Matrices S y T de la propagación en un medio.....</b>	<b>133</b>
<b><u>4.3.4</u></b>	<b>Matrices S y T del sistema total.....</b>	<b>134</b>
<b><u>4.4</u></b>	<b>ESTUDIO DE LA CONVERGENCIA Y RESULTADOS.....</b>	<b>136</b>
<b><u>4.4.1</u></b>	<b>Estudio del sistema rejilla de cintas+dieléctrico en función de la frecuencia (<math>D/\lambda</math>).....</b>	<b>136</b>
<b><u>4.4.2</u></b>	<b>Estudio de las ondas estacionarias generadas en el interior del dieléctrico.....</b>	<b>143</b>
<b><u>4.4.3</u></b>	<b>Estudio de la convergencia en función de la constante dieléctrica del sustrato <math>\epsilon_r</math>.....</b>	<b>152</b>
<b><u>4.4.4</u></b>	<b>Estudio de la convergencia en función de <math>\theta</math> y <math>\phi</math>.....</b>	<b>156</b>
<b><u>4.4.5</u></b>	<b>Comparación con otros resultados.....</b>	<b>167</b>
<b><u>4.5</u></b>	<b>BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 4.....</b>	<b>169</b>

**CAPITULO 5: ESTUDIO DE LA DISPERSION  
ELECTROMAGNETICA DE UNA ESTRUCTURA FORMADA POR  
LA CONEXION EN CASCADA DE EPICPUD DE CINTAS  
IMPRESAS EN DIELECTRICO**

**5.1** INTRODUCCION.....170

**5.2** FORMULACION DE LA ESTRUCTURA "P EPICPUD DE CINTAS  
SOBRE UN SUSTRATO DIELECTRICO" CON LA TMDG.....171

**5.3** RESULTADOS Y CONVERGENCIA DEL METODO.....173

**5.3.1** Comportamiento en función de la relación  $D/\lambda$ .....174

**5.3.2** Comportamiento en función del espaciado entre placas.....177

**CAPITULO 6: ESTUDIO DE GIRADORES DE POLARIZACION  
MULTIETAPA DE MICROONDAS CON LA TECNICA DE LAS  
MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS**

**6.1** INTRODUCCION.....183

**6.2** TEORIA BASICA DE FUNCIONAMIENTO DE GIRADORES DE  
POLARIZACION MULTIETAPA. ANTECEDENTES

**6.2.1** Teoría básica de funcionamiento.....185

**6.2.2** Antecedentes.....188

**6.3** FORMULACION DE UN GIRADOR DE POLARIZACION  
MULTIETAPA CON MATRICES DE TRANSMISION

**6.3.1** Introducción.....191

**6.3.2** Estudio del giro de los modos tipo-E, tipo-H.....192

**6.3.3** Formulación con matrices de  
transmisión del girador de polarización multietapa.....195

**6.3.3.1** Matriz de T de una etapa elemental.....197

**6.3.3.2** "Matriz T" del giro entre etapas.....198

6.3.3.3	Matriz T del sistema girador de polarización.....	199
6.3.3.4	Coefficientes de transmisión y reflexión del girador de polarización. Relación axial.....	202
<b>6.4 FUNCIONAMIENTO Y DISEÑO DE SISTEMAS GIRADORES DE POLARIZACION MULTITETAPA</b>		
6.4.1	Introducción.....	205
6.4.2	Diseño de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico.....	205
6.4.3	Estudio del sistema girador en función de la separación entre etapas: resonancias.....	210
6.4.4	Estudio del sistema girador en función del ángulo de giro ( $\delta_p$ ) y del número de etapas (P).....	217
6.4.5	Estudio del sistema girador en función de los ángulos de incidencia $\theta$ , $\phi$ .....	227
6.4.6	Estudio de la relación axial.....	230
6.4.7	Otros resultados.....	241
6.4.8	Directrices a seguir en el diseño de sistemas giradores de polarización.....	247
6.5	BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 6.....	248

## **CAPITULO 7: RESULTADOS EXPERIMENTALES DE GIRADORES DE POLARIZACION MULTITETAPA DE MICROONDAS EN LA BANDA 7-18 GHz**

7.1	INTRODUCCION.....	251
<b>7.2 SISTEMA DE MEDIDAS</b>		
7.2.1	Descripción de los prototipos.....	252
7.2.2	Descripción del sistema de medidas.....	255
7.2.3	Medidas de los coeficientes de transmisión y de la relación axial.....	259
7.2.3.1	Verificación experimental de la Ley de Malus.....	260
7.2.3.2	Fuentes de error en las medidas.....	262

Nos gustaría hacer algún comentario respecto a la terminología empleada. Hemos procurado utilizar el menor número de palabras inglesas. El término "matrices de scattering" lo hemos traducido por "matrices de dispersión". La palabra "scattering" ha sido traducida por "dispersión". El sentido de "dispersión" tiene un significado diferente a cuando se emplea en el estudio de las redes periódicas desde un punto de vista de la Óptica; en este último contexto la "dispersión" se refiere a la separación de una radiación en sus diferentes longitudes de onda, y para nosotros tiene el sentido de la interacción de una onda electromagnética con un objeto. La palabra "radomo" ha sido sustituida por "protector dieléctrico". El término "meander-line" se ha traducido por "línea de meandros".

## 1.2 ORGANIZACION DE LA TESIS

Tras la introducción del capítulo 1, en el capítulo 2 se expone parte de la metodología empleada en el resto de la tesis. Haciendo uso de la descomposición modal del campo electromagnético en *regiones guadoras de ondas*, se plantean las ecuaciones de Maxwell en sistemas con simetría traslacional, obteniendo soluciones modales que describen la geometría del problema de la dispersión a través de una EPICPUD. El campo electromagnético se descompone en una superposición de infinitos armónicos vectoriales de Floquet para cada uno de los estados de polarización con que se aborda el problema (modos tipo-E, tipo-H). Exponemos algunas propiedades generales de dichos modos, tales como las impedancias modales asociadas, las relaciones de ortogonalidad, y la potencia transportada. En la segunda parte del capítulo 2 damos una introducción al método de las matrices de dispersión y transmisión generalizadas para el estudio de sistemas multietapa.

En el capítulo 3 se estudia la dispersión de una onda electromagnética plana linealmente polarizada con una EPICPUD de cintas. Empezamos por hacer una revisión de la bibliografía encontrada. El problema citado se resuelve aplicando las condiciones de contorno a las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético, obteniéndose dos ecuaciones integrales. Tras una breve introducción al Método de los Momentos, las ecuaciones integrales citadas son resueltas con el Método de los Momentos-Galerkin. Se hace un análisis exhaustivo de la convergencia del algoritmo en función de los parámetros numéricos, geométricos y eléctricos involucrados. Una vez fijados los criterios de ejecución del algoritmo, se comparan los resultados del mismo con los de otros autores, encontrándose una buena concordancia. Finalmente se estudia el comportamiento de este tipo de estructuras variando los parámetros de interés.

El capítulo 4 presenta el estudio de la dispersión electromagnética de una EPICPUD de cintas en una lámina dieléctrica con la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas. Tras la caracterización de cada una de las matrices que describen el problema, se plantea un algoritmo que está determinado numéricamente por el número de armónicos de Floquet involucrados en el mismo. Seguidamente se estudia la convergencia del método en función de dicho parámetro numérico y del resto de variables que caracterizan el problema.

En el capítulo 5 se plantea un modelo basado en matrices de dispersión generalizadas para estudiar un sistema formado por varias EPICPUD de cintas+dieléctrico conectadas en cascada y no giradas entre sí. El algoritmo resultante se



particulariza al estudio de dos etapas. El objetivo de este estudio es dar una cota inferior a la separación entre etapas a partir de la cual el acoplo de campo reactivo entre los armónicos no propagativos pueda considerarse despreciable.

El capítulo 6 presenta el estudio teórico de giradores de polarización multietapa. Comenzamos por hacer una revisión bibliográfica, pasando seguidamente a dar los principios de funcionamiento de este tipo de dispositivos. Desarrollamos un modelo basado en matrices de transmisión que permite estudiar la incidencia oblicua sobre el sistema; comenzamos por hacer una reformulación de las matrices de transmisión que incluyen los modos tipo-E, tipo-H para poder tratar el acoplo geométrico que se produce entre dichos modos al girar las rejillas. El sistema girador se simula con la conexión en cascada de las matrices que caracterizan eléctricamente cada una de las etapas, y de las matrices de cambio de base que simulan el "giro" de los modos tipo-E, tipo-H al rotar las etapas. Se definen los coeficientes requeridos para caracterizar perfectamente un girador de polarización: potencia "girada" y estado de polarización de la señal emergente. En la última parte de este capítulo se hace un estudio sistemático del diseño de estos dispositivos, particularizando los resultados en la banda 7-18 GHz. El diseño empieza por la caracterización de la rejilla elemental, para estudiar seguidamente el espaciado entre etapas y el número de rejillas necesario para un diseño concreto.

En el capítulo 7 se presentan resultados de las medidas de prototipos en la banda 7-18 GHz. Tras una descripción de los prototipos empleados y del sistema de medidas, se detalla el procedimiento experimental empleado para la medida del coeficiente de transmisión y de la relación axial de la señal emergente del sistema. A continuación se presentan resultados de las medidas de una EPICPUD de cintas+dieléctrico; seguidamente exponemos un conjunto de resultados experimentales que nos permiten confirmar la validez del modelo desarrollado para estudiar giradores de polarización. Del análisis de estas medidas se concluye que este modelo es perfectamente aceptable para el diseño de dichos sistemas.

El capítulo 8 contiene los apéndices. En el apéndice 1 se realiza la descomposición "geométrica" de una onda plana en modos tipo-E, tipoH. En el apéndice 2 se detallan las aproximaciones de los elementos de la matriz de impedancias del Método de los Momentos-Galerkin. El apéndice 3 contiene el estudio de la interacción de los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H en la interfase entre dos medios dieléctricos; se calculan analíticamente los coeficientes de transmisión y reflexión de dichos armónicos. El apéndice 4 aborda el "giro" de los armónicos vectoriales de Floquet entre dos etapas giradas entre sí. En el apéndice 5 se estudia la transmitancia de un sistema formado por dos rejillas giradas entre sí en primer orden de



reflexiones. En el apéndice 6 se describen los parámetros de estado del analizador de redes utilizado en las medidas de giradores de polarización. El apéndice 7 contiene los algoritmos de los programas de cálculo desarrollados en esta memoria. Los listados de estos programas se incluyen en un segundo volumen.

Finalmente se han resumido las conclusiones y principales aportaciones de la presente memoria, así como las futuras líneas de trabajo a seguir.

### 1.3 BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 1

- [1-1] R. Mittra, Chi H. Chan, T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces - A review", Proc. of the IEEE, vol. 76, no. 12, pp. 1593-1615; Dec. 1988.
- [1-2] T. Cwik, R. Mittra, "Scattering from general periodic screens", Electromagnetics, vol. 5, pp. 263-283; 1985.
- [1-3] P.J. Langley, C.K. Lee, "Design of single-layer frequency selective surfaces for multiband reflector electromagnetic", vol. 5, no. 4, pp. 331-348; 1985.
- [1-4] D. Bresciani, S. Contu, "Scattering analysis of dichroic subreflectors", Electromagnetics, vol. 5, no. 4, pp. 375-406; 1985.
- [1-5] L.E. Compesse, R.J. Langley, E.A. Parker, J.C. Vardaxohlon, "Frequency selective surfaces in dual and triple band offset reflector antennas", Proc. of the 17<sup>th</sup> European Microwave Conference, pp. 208-212, Roma (Italia); 1987.
- [1-6] E.J. Danielewicz, T.K. Plant, T.A. De Temple, "Hybrid output mirror for optically pumped far infrared lasers", Opt. Commun., vol. 13, 366; 1975.
- [1-7] E.J. Danielewicz, P.D. Coleman, "Hybrid metal mesh-dielectric mirrors for optically pumped far infrared lasers", Applied Optics, vol. 15, 761; 1976.
- [1-8] C.M. Horwitz, "A new solar selective surface", Opt. Com., vol. 11, no. 2, pp. 210-212; June, 1974.
- [1-9] M.T. López, R.P. Torres, M.F. Cátedra, "Diseño de una lente basado en estructuras periódicas planas", Actas VI Simp. del Comité Español de la URSI, Cáceres; Sept. 1991.



## Capítulo 2

# FORMULACION DEL CAMPO ELECTROMAGNETICO EN *REGIONES* *GUIADORAS DE ONDAS*. TEORIA DE LAS MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS



## 2.1 INTRODUCCION

La finalidad de este capítulo es doble: en primer lugar ofrecer una formulación del campo electromagnético que permita estudiar la dispersión de ondas electromagnéticas a través de superficies selectoras de frecuencia planas con periodicidad en una dimensión; la segunda parte del capítulo introduce al lector en el modelo de las matrices de transmisión para el estudio de medios multietapa, posteriormente aplicado en los capítulos 4, 5 y 6.

Comenzamos por dar una visión general de la descomposición modal del campo electromagnético en *regiones guiadoras de ondas*. Seguidamente planteamos las ecuaciones de Maxwell en sistemas con simetría traslacional buscando soluciones modales que describan la geometría del problema a tratar, encontrándose que una onda plana linealmente polarizada puede ser descompuesta en dos estados de polarización denominados modos tipo-E y tipo-H. La aplicación del teorema de Floquet como condición de contorno permite obtener los armónicos vectoriales de Floquet: el campo electromagnético se descompone en una combinación lineal de infinitos armónicos vectoriales de Floquet para cada modo tipo-E y tipo-H. Finalmente exponemos algunas propiedades generales de estos modos, tales como las impedancias modales asociadas, relaciones de ortogonalidad y potencia transportada.

En la segunda parte de este capítulo damos una visión general de los modelos desarrollados para el análisis de sistemas en cascada. Comenzando por los modelos de línea de transmisión, ampliamente utilizados en problemas sencillos, pasamos a describir la técnica de las matrices de dispersión generalizada (TMDG), planteada como una generalización de la técnica de las matrices de transmisión "convencional" para sistemas multimodo. Describimos los pasos a seguir en la TMDG, explicando cómo se "rellena" la matriz de dispersión generalizada; finalmente exponemos como se realiza la conexión de matrices de transmisión en cascada.

## 2.2 REPRESENTACION DEL CAMPO ELECTROMAGNETICO EN REGIONES GUIADORAS DE ONDAS

### 2.2.1 Introducción

Los problemas de dispersión de ondas electromagnéticas por obstáculos en guías de ondas o en el espacio libre son, en general, problemas vectoriales tridimensionales. En el caso de lo que se denomina *objetos bidimensionales* - como un semiplano perfectamente conductor, un enrejado periódico infinito o un cilindro conductor en el espacio libre -, el problema puede ser tratado como dos problemas escalares independientes, siempre que no existan pérdidas ni en los conductores ni en los dieléctricos. Esta descomposición es ampliamente utilizada en el estudio de guías de ondas de paredes conductoras. Los problemas que admitan tal desglosamiento diremos que están en *regiones guidoras de ondas*. Tal representación ha sido empleada en regiones ilimitadas por Heins [2-1] al tratar la difracción de un dipolo en un semiplano perfectamente conductor, y por Levy y Keller [2-2] en su trabajo sobre la difracción por cilindros conductores con incidencia oblicua.

El campo electromagnético en una *región guidora de ondas* que posee una dirección axial de propagación (que haremos coincidir con el eje Z) puede ser representado en términos de dos funciones escalares desacopladas si la región está limitada por paredes eléctricas o magnéticas sin pérdidas; dichas funciones satisfacen la ecuación de ondas. Las componentes de los campos eléctrico y magnético  $E_z$  y  $H_z$  pueden ser escogidas como tales funciones, y, de una forma natural, las soluciones se clasifican en modos TM ( $H_z = 0$ ) y TE ( $E_z = 0$ ) para muchas aplicaciones (la guía rectangular, por ejemplo). En ciertos sistemas esta clasificación no es válida, eligiéndose como funciones escalares las componentes  $E_x$  y  $H_x$ , ó  $E_y$  y  $H_y$ , originando los modos LSE y LSM (que denominaremos posteriormente tipo-E, tipo-H) [2-3], [2-5], [2-6]. Tal descomposición es empleada en guidores cerrados, por ejemplo, al estudiar guías de ondas de paredes conductoras rellenas asimétricamente de dieléctricos [2-5]. En sistemas abiertos, dichos modos se utilizan al estudiar sistemas con periodicidad en alguna de las direcciones del plano transversal; Ming Hui Chen [2-7] utiliza los modos LSE, LSM para describir el campo electromagnético en el estudio de filtros pasa-banda de multiplexores de milimétricas; Ruey-Shi Chu y Kuan-Min Lee [2-8] los emplean para calcular la impedancia de radiación de un array de dipolos impresos en un sustrato dieléctrico, y, en un trabajo posterior [2-9], para estudiar un polarizador circular multicapa tipo "línea de meandros".



La dispersión de ondas electromagnéticas a través de estructuras infinitas planas conductoras con periodicidad unidimensional se tratará ampliamente en el capítulo siguiente, si bien conviene mencionar en este punto a algunos de los autores que han utilizado los modos LSE, LSM para describir el problema tridimensional. R.E. Jorgenson y R. Mittra [2-10] emplean dichos modos para estudiar la dispersión con incidencia oblicua a través de enrejados unidimensionales de cintas conductoras en diferentes geometrías, centrándose en la relación entre la resistencia de las cintas y los acoplos entre modos. S. Sohail H. Navqui y N. C. Gallagher [2-11] hacen una réplica al artículo de K. Uchida, T. Noda, y T. Matsunaga [2-12], coincidiendo con ellos en la imposibilidad de una descomposición del campo electromagnético en modos TE, TM en el problema tridimensional de la dispersión a través de enrejados infinitos de cintas conductoras, describiendo la descomposición en dos modos ortogonales que denominan componentes de polarización "rápida" (todas las componentes del campo magnético son paralelas a las cintas) y "lenta" (todas las componentes del campo eléctrico son paralelas a las cintas). S. Sohoal H. Navqui utilizan esta descomposición en [2-13] para resolver el problema citado. B. Gimeno, V. Such, J.L. Cruz y A.C. García [2-14] utilizan los modos tipo-E, tipo-H para estudiar este mismo problema.

### 2.2.2 Estructura de campos: modos tipo-E, tipo-H

Las Ecuaciones de Maxwell para campos de variación armónica en medios lineales, isótropos y homogéneos pueden escribirse empleando el Principio de Dualidad [2-3], [2-4]:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H} &= j \omega \epsilon \vec{E} + \vec{J} & \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon} \\ \nabla \times \vec{E} &= -j \omega \mu \vec{H} - \vec{M} & \nabla \cdot \vec{H} &= \frac{\rho_m}{\mu} \end{aligned}$$

donde  $\epsilon$ ,  $\mu$  son la constante dieléctrica y la permeabilidad magnética del medio;  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  son los campos eléctrico y magnético;  $\vec{J}$ ,  $\vec{M}$  son las corrientes eléctrica y magnética equivalentes, y  $\rho$ ,  $\rho_m$  son las densidades eléctricas y magnéticas equivalentes, interpretadas como fuentes de dichos campos según el Principio de Dualidad [2-3], [2-4]. Se ha supuesto una dependencia armónica con el tiempo  $e^{j\omega t}$  que omitiremos a lo largo de este trabajo. La relación entre los potenciales vectoriales retardados  $\vec{A}$ , y  $\vec{F}$  y las corrientes eléctrica y magnética  $\vec{J}$  y  $\vec{M}$  viene dada por:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V'} \frac{\vec{J}(\vec{r}') e^{-jkR}}{R} dV'$$

$$\vec{F}(\vec{r}) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_{V'} \frac{\vec{M}(\vec{r}') e^{-jkR}}{R} dV'$$

Ambos potenciales satisfacen las condiciones del Contraste de Lorentz:

$$[\nabla^2 + k^2] \begin{Bmatrix} \vec{A} \\ \vec{F} \end{Bmatrix} = 0 \quad (2.2.2-1)$$

con  $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$ . Manipulando estas ecuaciones se pueden obtener los campos  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  en función de los potenciales  $\vec{A}$  y  $\vec{F}$ :

$$\vec{E} = \frac{-j}{\omega \mu \varepsilon} [\nabla \nabla + k^2] \vec{A} - \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \vec{F} \quad (2.2.2-2.a)$$

$$\vec{H} = \frac{-j}{\omega \mu \varepsilon} [\nabla \nabla + k^2] \vec{F} + \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \quad (2.2.2-2.b)$$

En ausencia de las fuentes los campos  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  satisfacen la ecuación de ondas, que para el caso armónico es conocida como ecuación de Helmholtz:

$$[\nabla^2 + k^2] \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (2.2.2-3)$$

Entre los infinitos tipos de soluciones posibles se van a ensayar soluciones ondulatorias utilizando la teoría desarrollada para las *regiones guadoras de ondas*. Para un sistema guador, la simetría traslacional - cuyo eje de propagación haremos coincidir con el eje Z - permite simplificar la solución del problema, buscando soluciones de la forma:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \vec{E}_z = (\vec{e}_t + \vec{e}_z) e^{-(\pm j k_z z)}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_t + \vec{H}_z = (\vec{h}_t + \vec{h}_z) e^{-(\pm j k_z z)}$$

según se propaguen las ondas en sentido positivo o negativo; el subíndice "t" indica las componentes del plano transversal. El operador  $\nabla$  es descompuesto en la forma habitual:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{u}_x + \frac{\partial}{\partial y} \vec{u}_y - (\pm j k_z) \vec{u}_z \equiv \nabla_t - (\pm j k_z) \vec{u}_z \quad (2.2.2-4)$$

y descomponiendo la ecuación (2.2.2-3) en sus tres componentes cartesianas obtenemos las ecuaciones de valores y vectores propios:

$$(\nabla_t^2 + \gamma^2) \begin{Bmatrix} \vec{e}_i \\ \vec{h}_i \end{Bmatrix} = 0 \quad ; \quad i = x, y, z \quad (2.2.2-5)$$

con  $\gamma_n^2 \equiv k^2 - k_{z_n}^2 \equiv k_{x_n}^2 + k_{y_n}^2$ . La resolución de estas ecuaciones es la familia de soluciones:  $\{ \gamma_n; \vec{e}_n, \vec{h}_n \}$  donde  $\gamma_n$  es el valor propio de las funciones propias  $\vec{e}_n, \vec{h}_n$ . El interés de estas soluciones naturales - los modos de un sistema guiador - radica en que normalmente se puede demostrar en cada caso particular que constituyen un conjunto ortogonal y completo que describe el campo electromagnético [2-5].

Las anteriores ecuaciones son degeneradas, en el sentido de que para una misma pareja  $k_{x_n}, k_{y_n}$  es posible encontrar dos parejas de funciones modo  $\vec{e}_n, \vec{h}_n$  linealmente independientes. La aparición de modos degenerados está relacionada con los distintos estados de polarización posibles. Estas dos funciones pueden ser escogidas ortogonales entre sí. Así, la condición  $\vec{e}_{t_n} = Z_0 (\vec{h}_{t_n} \times \vec{u}_z)$  lleva a dos subconjuntos de modos, ambos asociados con los mismos valores propios, que son los conocidos modos TE (transversal eléctrico al eje Z), TM (transversal magnético al eje Z). Estos modos, como se ha comentado anteriormente, se caracterizan por tener una de las componentes axiales del campo eléctrico o magnético anuladas:  $h_z = 0$  para TM y  $e_z = 0$  para TE. R. F. Harrington [2-3] construye dichos modos imponiendo la condición:  $\vec{A} = \psi \vec{u}_z, \vec{F} = 0$  para el TM y  $\vec{A} = 0, \vec{F} = \psi \vec{u}_z$  para el TE en las ecuaciones (2.2.2-2), donde  $\psi$  es un potencial escalar.

En ciertos sistemas en los que existe una dirección privilegiada en el plano transversal - que haremos coincidir con el eje Y - no conviene elegir los modos TE, TM, ya que no describen bien los estados "naturales" de polarización de la onda incidente. Tal es el caso de la interacción a bajas frecuencias de ondas electromagnéticas planas linealmente polarizadas al incidir sobre una estructura plana infinita conductora con periodicidad unidimensional (EPICPUD) en el eje Y. Al incidir la onda normalmente sobre la misma, si la componente del campo  $\vec{H}$  es paralela al eje Y, la onda es principalmente reflejada por la rejilla, mientras que si la componente  $\vec{E}$  es paralela al eje Y, la onda se transmite; es evidente que la descomposición modal del campo electromagnético que utilizemos debe dar cuenta de estos dos estados "naturales" de polarización que introduce el sistema. El modo TE tiene, en el caso más

general, dos componentes del campo eléctrico transversal no nulas,  $E_x$  y  $E_y$ ; es decir, una componente paralela al eje X y otra perpendicular al mismo, con lo cual dicho modo se puede descomponer en los dos estados de polarización "naturales" anteriormente citados. Para el modo TM sucede lo mismo, ya que existen dos componentes del vector  $\vec{H}$  no nulas en el plano XY, una paralela al eje X y otra perpendicular al mismo. Una forma de solucionar el problema es definir unos modos caracterizados por ser transversales, no a la dirección de propagación de la señal (eje Z), sino a la dirección del plano transversal que "filtra" la onda incidente (eje Y); a estos modos se les denomina de diferentes formas: LSE ("longitudinal-section electric"), LSM ("longitudinal-section magnetic") en [2-5]; TE a Y, TM a Y en [2-3], y modos tipo-E, tipo-H (utilizada en esta memoria) en [2-6], [2-7], [2-8], [2-9]. Al modo tipo-E se le denotará por ' y al tipo-H por ''.

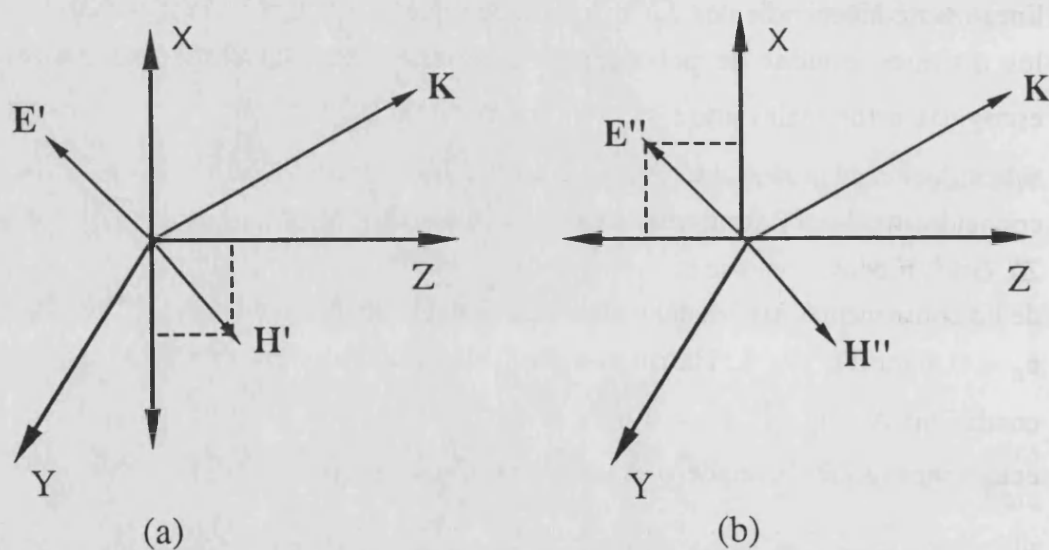


Figura 2.2.2-1

Representación vectorial de los modos tipo-E (a) y tipo-H (b).

El modo tipo-E se caracteriza por no tener componente del campo magnético en la dirección Y, es decir:  $h_y' \equiv 0$ . En el caso de incidencia normal, las componentes no nulas son por tanto  $h_x'$  y  $e_y'$ , es decir, la onda tipo-E es principalmente transmitida al atravesar una EPICPUD. El modo tipo-H se define imponiendo la condición:  $e_y'' \equiv 0$ ; para el caso de incidencia normal es básicamente reflejado por una EPICPUD, ya que

tiene como componentes transversales no nulas  $e_x''$  y  $h_y''$ . En las figuras (2.2.2-1.a), (2.2.2-1.b) se muestra la representación vectorial de un modo tipo-E y de un modo tipo-H respectivamente.

Para construir la estructura de campos correspondiente a los modos tipo-E, tipo-H vamos a seguir el método propuesto por R.F. Harrington [2-3]: si lo que se pretende es que el campo magnético sea nulo en la dirección Y, elegimos los potenciales vectores:  $\vec{A}' \equiv \psi' \vec{u}_y$ ,  $\vec{F}' \equiv 0$ . Imponiendo dichas condiciones en las ecuaciones (2.2.2-2), se obtiene, en coordenadas rectangulares:

$$\begin{aligned} E_x' &= \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial y} & H_x' &= \frac{-1}{\mu} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \\ E_y' &= \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \left[ \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right] \psi' & H_y' &= 0 \\ E_z' &= \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y \partial z} & H_z' &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial \psi'}{\partial x} \end{aligned}$$

(2.2.2-6.a)

Análogamente, para el modo tipo-H, eligiendo  $\vec{A}'' \equiv 0$ ,  $\vec{F}'' \equiv \psi'' \vec{u}_y$ , se obtiene:

$$\begin{aligned} E_x'' &= \frac{-1}{\epsilon} \frac{\partial \psi''}{\partial z} & H_x'' &= \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 \psi''}{\partial x \partial y} \\ E_y'' &= 0 & H_y'' &= \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \left[ \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right] \psi'' \\ E_z'' &= \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \psi''}{\partial x} & H_z'' &= \frac{-j}{\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 \psi''}{\partial y \partial z} \end{aligned}$$

(2.2.2-6.b)

El paso siguiente en la formulación para *regiones guidoras de ondas* es resolver la ecuación de ondas (2.2.2-1) para los potenciales vectoriales eléctrico y magnético, y con las expresiones (2.2.2-6) obtener la estructura de campos buscada. Comenzaremos con el modo tipo-E.

La ecuación de ondas que satisface el potencial vector eléctrico en coordenadas cartesianas, teniendo en cuenta (2.2.2-4) y que  $\vec{A}' = \psi' \vec{u}_y$ , puede ser resuelta

utilizando la técnica de separación de variables:  $\psi^{\pm}(x,y,z) = X(x) Y(y) e^{-(\pm j k_z z)}$ , quedando de la forma:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma^2 \right] X(x) Y(y) e^{-(\pm j k_z z)} = 0 \quad ; \quad \gamma^2 \equiv k^2 - k_z^2 \equiv k_x^2 + k_y^2$$

que tiene la solución trivial:

$$\psi^{\pm}(x,y,z) = e^{-jk_x x} e^{-j k_y y} e^{-(\pm j k_z z)} \quad (2.2.2-7)$$

Para el modo tipo-H se tiene la misma solución, dada la simetría del problema:  $\psi''^{\pm}(x,y,z) \equiv \psi^{\pm}(x,y,z)$ .

Con las ecuaciones (2.2.2-6) y algunas manipulaciones matemáticas se llega fácilmente a las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} E_x^{\pm} &= \frac{j k_x k_y}{\omega \mu \epsilon} \psi^{\pm} & H_x^{\pm} &= \frac{\pm j k_z}{\mu} \psi^{\pm} \\ E_y^{\pm} &= \frac{-j (k^2 - k_y^2)}{\omega \mu \epsilon} \psi^{\pm} & H_y^{\pm} &= 0 \\ E_z^{\pm} &= \frac{\pm j k_y k_z}{\omega \mu \epsilon} \psi^{\pm} & H_z^{\pm} &= \frac{-j k_x}{\mu} \psi^{\pm} \end{aligned} \quad (2.2.2-8.a)$$

para el modo tipo-E, y para el tipo-H:

$$\begin{aligned} E_x''^{\pm} &= \frac{-(\pm j k_z)}{\epsilon} \psi''^{\pm} & H_x''^{\pm} &= \frac{j k_x k_y}{\omega \mu \epsilon} \psi''^{\pm} \\ E_y''^{\pm} &= 0 & H_y''^{\pm} &= \frac{-j (k^2 - k_y^2)}{\omega \mu \epsilon} \psi''^{\pm} \\ E_z''^{\pm} &= \frac{j k_x}{\epsilon} \psi''^{\pm} & H_z''^{\pm} &= \frac{\pm j k_y k_z}{\omega \mu \epsilon} \psi''^{\pm} \end{aligned} \quad (2.2.2-8.b)$$

Estas expresiones son las soluciones ondulatorias de las Ecuaciones de Maxwell buscadas para los modos tipo-E, tipo-H. Con la aplicación de las condiciones de contorno para la geometría propuesta se tendrá la estructura de campos para dichos modos; dicha condición de contorno para superficies periódicas se conoce con el nombre de Teorema de Floquet.

En el apéndice 1 se ha construido la estructura de campos para los modos tipo-E, tipo-H de una forma "geométrica", a fin de apreciar que son una generalización de los estados "naturales" de polarización en incidencia normal: campo eléctrico paralelo o perpendicular al eje Y.

### 2.2.3 El Teorema de Floquet

Antes de dar una versión matemática del Teorema de Floquet se hará un breve comentario sobre su interpretación física como fenómeno de interferencia.

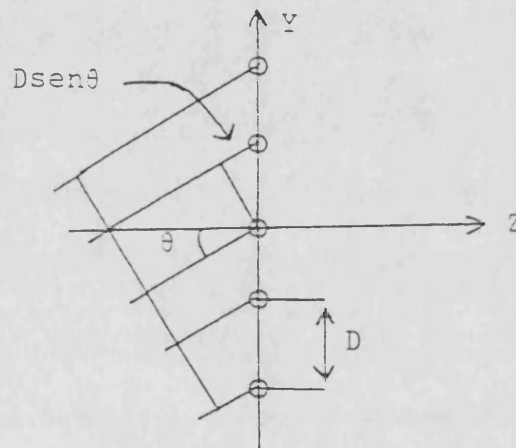


Figura 2.2.3-1

Distribución infinita de obstáculos dispersores con periodicidad unidimensional  $D$ .

Se tiene una distribución infinita de obstáculos dispersores alineados con una separación periódica  $D$ , tal y como se muestra en la figura (2.2.3-1). Sobre esta estructura incide un frente de ondas plano que forma un ángulo  $\theta$  con la normal. La diferencia de fase entre dos rayos consecutivos que inciden sobre la rejilla es  $kD\text{sen}\theta$ . Supondremos que cada uno de los obstáculos rerradia ondas planas en todas direcciones, interfiriendo entre sí. La condición de interferencia constructiva ocurrirá en una dirección  $\Omega$  tal que la diferencia de fase entre las contribuciones de cada elemento de la rejilla sea múltiplo de  $2\pi$ , es decir:

$$k D \sin\theta - k D \sin\Omega = 2\pi n \quad ; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

El vector número de ondas  $\vec{k}$  de las ondas rerradiadas por la rejilla formará un ángulo con la normal de valor:

$$\sin\Omega_n = \sin\theta + n (\lambda/D) \quad ; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

(teniendo en cuenta que  $k=2\pi/\lambda$ ). A este conjunto de infinitas soluciones del campo dispersado por la rejilla se le denomina *armónicos espaciales de Floquet o de Hartree*. En consecuencia, el Teorema de Floquet puede ser interpretado como la condición de interferencia constructiva aplicada a este caso particular.

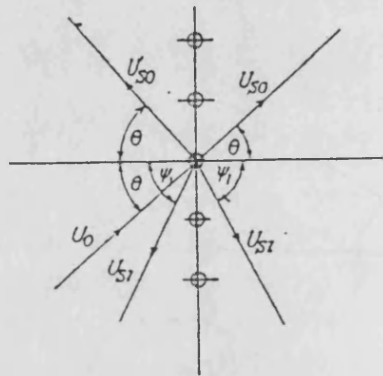


Figura 2.2.3-2

Ondas reflejadas y transmitidas por una rejilla de periodicidad  $D$  ( $U_0$ : onda incidente;  $U_{S0}$ : ondas dispersadas de orden  $n=0$ ;  $U_{S1}$ : ondas dispersadas de orden  $n=1$ )

$\Omega_n$  será real si se cumple la desigualdad:

$$|\sin\theta + n (\lambda/D)| < 1$$

El conjunto de soluciones reales de  $\Omega_n$  es, por tanto, discreto y finito: la rejilla rerradia ondas en un número discreto y finito de direcciones, las cuales dependen de  $\theta$  y de la relación  $\lambda/D$ ; si  $\Omega_n$  es imaginario son soluciones no propagativas, como se demostrará más adelante. En la figura (2.2.3-2) [2-15] están dibujadas las direcciones de propagación de las ondas incidente ( $U_0$ ), y dispersadas ( $U_{S_n}$ ) para el caso particular:



$$1 < \lambda/D < 2 \quad ; \quad (\lambda/D) - 1 < \text{sen}\theta$$

Después de esta interpretación "intuitiva" del Teorema de Floquet pasamos a dar una versión matemática del mismo.

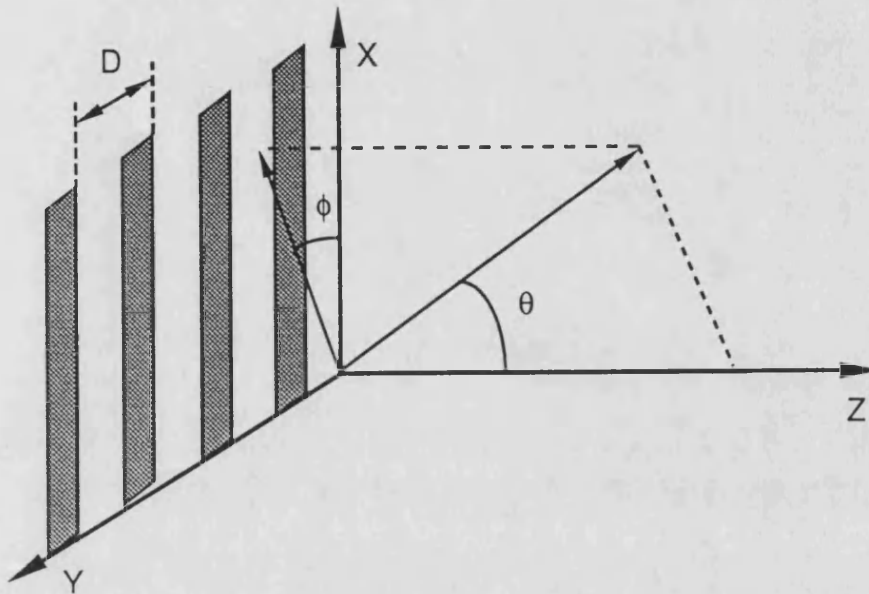


Figura 2.2.3-3

Incidencia tridimensional sobre una EPICPUD de periodo D.

La geometría a tratar es una EPICPUD de periodicidad D en el eje Y, como se muestra en la figura (2.2.3-3). Sobre ella incide una onda plana linealmente polarizada cuyo vector número de ondas  $\vec{k}$  lleva la dirección de propagación dada por los ángulos habituales de las coordenadas esféricas  $\theta, \phi$ , de tal forma que:  $\vec{k} = k (\text{sen}\theta \text{cos}\phi \vec{u}_x + \text{sen}\theta \text{sen}\phi \vec{u}_y + \text{cos}\theta \vec{u}_z) \equiv k_x \vec{u}_x + k_{y0} \vec{u}_y + k_{z0} \vec{u}_z$ . El campo eléctrico de la onda incidente será de la forma:

$$\vec{E}_1(x,y,z) = \vec{E}_0 e^{-jk_x x} e^{-jk_{y0} y} e^{-jk_{z0} z}$$

Esta onda será difractada por la estructura dispersora. El Teorema de Floquet establece que el campo o el potencial en cualquier punto de una celda unidad tomará exactamente el mismo valor en un punto similar de otra celda unidad salvo un factor de propagación:

para el caso de que exista periodicidad en el eje Y, y que el periodo de la periodicidad sea D, las soluciones del campo deben cumplir la condición:

$$Y(y+D) = Y(y) e^{-jkD \sin\theta \sin\phi} \quad (2.2.3-1)$$

es decir, la variación en el eje Y en un periodo es igual a una fase lineal introducida por la onda incidente. La solución del potencial escalar de la ecuación (2.2.2-7) para la componente Y es:

$$Y(y) = e^{-jk_{y0}y}$$

Se define una función  $\hat{Y}(y)$  de la forma:

$$\hat{Y}(y) \equiv Y(y) e^{jk_{y0}y}$$

y por tanto:

$$\hat{Y}(y+D) = Y(y+D) e^{jk_{y0}(y+D)} = Y(y) e^{jk_{y0}y} = \hat{Y}(y)$$

es decir, la función  $\hat{Y}$  es periódica de periodo D, con lo cual puede ser descompuesta en una serie de Fourier [2-17]:

$$\hat{Y}(y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{-j(2\pi n/D)y}$$

por tanto:

$$Y(y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{-j(2\pi n/D + k_{y0})y} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} d_n e^{-jk_{yn}y} \quad (2.2.3-2)$$

donde:

$$k_{yn} = k \sin\theta \sin\phi + \frac{2\pi}{D} n \quad ; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (2.2.3-4.b)$$

Los armónicos de Floquet o de Hartree son definidos como:

$$Y_n(y) \equiv e^{-jk_{yn}y} \quad (2.2.3-3)$$

La componente X del vector  $\vec{k}$  no tiene subíndice, ya que hemos supuesto que la estructura es periódica en el eje Y, siendo por tanto de la forma:

$$k_x = k \sin\theta \cos\phi \quad (2.2.3-4.a)$$

y la componente Z, teniendo en cuenta la relación de dispersión  $k^2 = k_x^2 + k_{y_n}^2 + k_{z_n}^2$ :

$$k_{z_n} = \begin{cases} + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_{y_n}^2} & \text{si } k^2 \geq k_x^2 + k_{y_n}^2 \\ -j \sqrt{k_x^2 + k_{y_n}^2 - k^2} & \text{si } k^2 < k_x^2 + k_{y_n}^2 \end{cases} \quad (2.2.3-4.c)$$

El signo de la doble multiplicidad de la raíz es elegido de tal forma que el campo no propagativo ( $k_{z_n}$  imaginario puro) tienda a cero si Z tiende a  $+\infty$  ó  $-\infty$ . En consecuencia, las ondas dispersadas se agrupan en tres tipos:

- a) Si  $k^2 > k_x^2 + k_{y_n}^2 \Rightarrow k_{z_n}$  real
- b) Si  $k^2 = k_x^2 + k_{y_n}^2 \Rightarrow k_{z_n} = 0$
- c) Si  $k^2 < k_x^2 + k_{y_n}^2 \Rightarrow k_{z_n}$  imaginario puro

En la situación a), al ser  $k_{z_n}$  real, las soluciones obtenidas serán ondas que se *propagan* en el eje Z. En el caso c), las soluciones llevarán un factor de atenuación en la dirección Z de la forma:  $e^{-|k_{z_n}|z}$ , resultando por tanto *no radiant*s; dichas "ondas" tienen las superficies de fase constante perpendiculares al plano transversal - "propagándose" por tanto en dicho plano - y las superficies de amplitud constante paralelas a dicho plano; por tanto quedan confinadas en una región más o menos próxima a la rejilla, y pueden considerarse como "campo reactivo". La opción b) representa la condición de corte para los modos dispersados. Con el Teorema de Floquet se ha expresado el campo dispersado como suma de infinitos armónicos.

El Teorema de Floquet también puede enunciarse para un caso de periodicidad en dos direcciones (en el plano transversal) que sean o no perpendiculares entre sí [2-16].

## 2.2.4 Armónicos vectoriales de Floquet. Impedancias modales

El Teorema de Floquet permite expresar los potenciales vectoriales eléctrico y magnético - y por tanto los campos eléctrico y magnético - en función de una suma de infinitos armónicos generados al dispersarse una onda en una estructura como la descrita en el epígrafe anterior. Por otra parte, en el apartado (2.2.2) se ha analizado la descomposición "vectorial" de dichos campos para obtener dos modos degenerados (tipo-E, tipo-H) que resuelven el problema de la polarización de la manera más

adecuada. Considerando las conclusiones hasta aquí expuestas, los campos eléctrico y magnético van a ser descompuestos de una forma completamente general de la forma [2-19], [2-20]:

$$\begin{aligned}\vec{E}^{\pm} &= \vec{E}_t^{\pm} + \vec{E}_z^{\pm} \\ \vec{H}^{\pm} &= \vec{H}_t^{\pm} + \vec{H}_z^{\pm} \\ \vec{E}_t^{\pm}(\vec{r}) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{\pm}, \vec{e}_n^{\pm}(x,y) + a_n^{\pm}, \vec{e}_n^{\pm},(x,y)] e^{-(\pm jk_z n z)} \\ \vec{H}_t^{\pm}(\vec{r}) &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{\pm}, \vec{h}_n^{\pm}(x,y) + a_n^{\pm}, \vec{h}_n^{\pm},(x,y)] e^{-(\pm jk_z n z)}\end{aligned}\tag{2.2.4-1}$$

donde el superíndice " $\pm$ " indica ondas que se propagan en el sentido de  $Z > 0$  ó  $Z < 0$  respectivamente. Los vectores  $\vec{e}_n^{\pm}, \vec{e}_n^{\pm},, \vec{h}_n^{\pm}, \vec{h}_n^{\pm},$  se definen como los *armónicos vectoriales de Floquet de orden n del modo tipo-E ó tipo-H*, y sus expresiones, teniendo en cuenta (2.2.2-8) y (2.2.3-4) son:

$$\vec{e}_n^{\pm}(x,y) \equiv \frac{1}{\omega\mu\varepsilon} [(k_x k_{y_n}) \vec{u}_x - (k^2 - k_{y_n}^2) \vec{u}_y] e^{-jk_x x} \Phi_n(y) \tag{2.2.4-2.a}$$

$$\vec{h}_n^{\pm}(x,y) \equiv \frac{(\pm k_z n)}{\mu} \vec{u}_x e^{-jk_x x} \Phi_n(y) \tag{2.2.4-2.b}$$

$$\vec{e}_n^{\pm},(x,y) \equiv \frac{-(\pm k_z n)}{\varepsilon} \vec{u}_x e^{-jk_x x} \Phi_n(y) \tag{2.2.4-2.c}$$

$$\vec{h}_n^{\pm},(x,y) \equiv \frac{1}{\omega\mu\varepsilon} [(k_x k_{y_n}) \vec{u}_x - (k^2 - k_{y_n}^2) \vec{u}_y] e^{-jk_x x} \Phi_n(y) \tag{2.2.4-2.d}$$

donde la función  $\Phi_n(y)$  se ha definido, por razones de normalización, de la forma:

$$\Phi_n(y) \equiv \frac{1}{\sqrt{D}} e^{-jk_{y_n} y} \tag{2.2.4-3}$$

Los modos así definidos constituyen un conjunto completo [2-5], [2-6].

En *regiones guidoras de ondas* es habitual definir las impedancias modales, que en algunos casos permiten hacer analogías entre el tratamiento ondulatorio de un

problema y un modelo de línea de transmisión asociado al mismo [2-19]. Las impedancias modales para los modos tipo-E, tipo-H, teniendo en cuenta (2.2.2-8), pueden definirse como:

$$Z_n^{\pm, ' } \equiv \frac{-E_{y_n}^{\pm, ' }}{H_{x_n}^{\pm, ' }} = \pm \frac{k^2 - k_{y_n}^2}{\omega \epsilon k_{z_n}} \quad (2.2.4-4.a)$$

$$Z_n^{\pm, '' } \equiv \frac{E_{x_n}^{\pm, '' }}{H_{y_n}^{\pm, '' }} = \pm \frac{\omega \mu k_{z_n}}{k^2 - k_{y_n}^2} \quad (2.2.4-4.b)$$

Conviene puntualizar que la descomposición del campo descrita en (2.2.4-1) no es única. Una opción alternativa consiste en asociar coeficientes diferentes para los campos eléctrico y magnético de un mismo modo:

$$\vec{E}_t^{\pm}(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [V_n^{\pm, ' } e_n^{\pm, ' }(x, y) + V_n^{\pm, '' } e_n^{\pm, '' }(x, y)] e^{-(\pm j k_{z_n} z)}$$

$$\vec{H}_t^{\pm}(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [I_n^{\pm, ' } h_n^{\pm, ' }(x, y) + I_n^{\pm, '' } h_n^{\pm, '' }(x, y)] e^{-(\pm j k_{z_n} z)}$$

(2.2.4-5)

A estas expresiones se hubiera llegado si hubiéramos resuelto la ecuación de ondas que satisfacen los campos ( $E_y^{\pm, ' }$  y  $H_y^{\pm, '' }$ ), en lugar de haber resuelto dicha ecuación para los potenciales vectoriales.

Esta formulación del campo (2.2.4-5) fue propuesta por H.M. Altschuler y L.O. Goldstone en [2-6] y es utilizada en varios trabajos relacionados con la dispersión de ondas en SSF: [2-7], [2-8], [2-9]. La principal ventaja que tiene es que se pueden definir cómodamente relaciones de ortonormalidad entre las componentes de los campos (la formulación (2.2.4-1) permite relaciones de ortogonalidad). Esta "nueva" formulación tiene la desventaja de asociar dos coeficientes a cada modo tipo-E ( $V_n^{\pm, ' }$ ,  $I_n^{\pm, ' }$ ) ó tipo-H ( $V_n^{\pm, '' }$ ,  $I_n^{\pm, '' }$ ), mientras que la formulación (2.2.4-1) asocia un coeficiente a cada modo ( $a_n^{\pm, ' }$  ó  $a_n^{\pm, '' }$ ), lo que simplifica las expresiones a la hora de aplicar las condiciones de contorno en las interfases, como se verá en el capítulo 3. Esta "paradoja" no debe sorprendernos, ya que los coeficientes ( $V_n^{\pm, ' }$ ,  $V_n^{\pm, '' }$ ), ( $I_n^{\pm, ' }$ ,  $I_n^{\pm, '' }$ ) no son linealmente independientes, estando relacionados por una matriz  $Z_n$  de la forma:

$$\begin{pmatrix} V_n^{\pm, ' } \\ V_n^{\pm, '' } \end{pmatrix} = Z_n \begin{pmatrix} I_n^{\pm, ' } \\ I_n^{\pm, '' } \end{pmatrix}$$

$$Z_n \equiv \begin{pmatrix} Z_n' & Z_n' A_n \\ Z_n' A_n & Z_n'' + Z_n' A_n^2 \end{pmatrix} \quad A_n \equiv \frac{-k_x k_{y_n}}{k^2 - k_{y_n}^2} \quad (2.2.4-6)$$

### 2.2.5 Relaciones de ortogonalidad

En este epígrafe se exponen algunas propiedades que cumplen los armónicos vectoriales de Floquet de los modos tipo-E, tipo-H, parte de las cuales serán utilizadas posteriormente.

Definiendo un *producto hermítico* o *interior* [2-18] en el intervalo  $[-D/2, D/2]$  de la forma:

$$\langle \Phi_n, \Phi_m \rangle \equiv \int_{-D/2}^{+D/2} \Phi_n(y) \Phi_m^*(y) dy \quad (2.2.5-1)$$

(El superíndice "\*" indica complejo conjugado) se tiene:

$$\langle \Phi_n, \Phi_m \rangle = \delta_{n,m} \quad (2.2.5-2)$$

donde  $\delta$  es la función Delta de Kronecker. Consecuencia de ésta se pueden extraer otras propiedades:

$$\langle e_{y_n}^{+'}, e_{y_m}^{+'} \rangle = \langle h_{y_n}^{+''}, h_{y_m}^{+''} \rangle = \begin{cases} 0 & \text{si } n \neq m \\ \frac{(k^2 - k_{y_n}^2)^2}{(\omega \epsilon \mu)^2} & \text{si } n = m \end{cases} \quad (2.2.5-3)$$

Las propiedades (2.2.5-3) pueden demostrarse de una forma más general a partir de la segunda identidad de Green [2-5].

Es posible establecer otra relación de ortogonalidad más general que estas anteriores, y de consecuencias físicas más importantes:

$$\int_{-D/2}^{+D/2} (\vec{e}_n^{\pm\alpha} \times \vec{h}_m^{\pm\beta*}) (\pm \vec{u}_z) dy = N_n^\alpha \delta_{\alpha\beta} \delta_{nm} \quad (2.2.5-4)$$

donde el factor  $N_n^\alpha$  es definido de la siguiente forma:

$$N_n^\alpha \equiv \begin{cases} \frac{k_{zn}^*}{\omega \epsilon \mu^2} (k^2 - k_{yn}^2) & \text{si } \alpha = ' \\ \frac{k_{zn}}{\omega \epsilon^2 \mu} (k^2 - k_{yn}^2) & \text{si } \alpha = '' \end{cases} \quad (2.2.5-5)$$

La consecuencia más importante de esta propiedad es que cuando tengamos varios armónicos vectoriales propagándose, la energía transportada es la suma de la transportada por cada armónico vectorial tipo-E ó tipo-H independientemente de la presencia de los demás armónicos. En el supuesto de que la guía presente pérdidas no despreciables no es posible admitir esta afirmación.

## 2.2.6 Potencia transportada por los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H

Se pretende calcular la energía transportada por una superposición de armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H.

La potencia promedio  $P$  que atraviesa una sección  $S$  del sistema guizador transportada por una superposición de campos eléctricos y magnéticos viene dada por [2-4], [2-22]:

$$P = \Re \left( \frac{1}{2} \int_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot d\vec{S} \right) = \Re \left( \frac{1}{2} \int_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \vec{u}_z \, dx \, dy \right) \quad (2.2.6-1)$$

Considerando una sección rectangular finita de la EPICPUD de dimensiones  $A$  por  $B$ , y teniendo en cuenta que:  $B=Dq$ , siendo  $q$  un número entero igual al número de "celdas" repetidas en la sección escogida, la integral (2.2.6-1) se expresa de la forma:

$$P = \Re \left( \frac{Aq}{2} \int_{-D/2}^{+D/2} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \vec{u}_z \, dy \right) \quad (2.2.6-2)$$

Se define una potencia normalizada a  $Aq$  de la forma:  $P \equiv \frac{P}{Aq}$ . (A partir de ahora nos referiremos a  $P$  como potencia, sin adjuntarle el calificativo de "normalizada").

La superposición más general de armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H es la dada en las expresiones (2.2.4-1). Si efectuamos la integral (2.2.6-2) con los campos dados en dichas expresiones, teniendo en cuenta la relación de ortogonalidad (2.2.5-4), se tiene que la potencia transportada por una combinación lineal de infinitos armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H es:

$$P^{\pm} = P^{\pm'} + P^{\pm''} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (P_n^{\pm'} + P_n^{\pm''}) \quad (2.2.6-3)$$

donde:

$$P_n^{\pm'} \equiv \frac{1}{2} \operatorname{Re} ( |a_n^{\pm'}|^2 N_n' ) = \frac{1}{2} |a_n^{\pm'}|^2 \left( \frac{k^2 - k_{y_n}^2}{\omega \epsilon \mu^2} \right) \operatorname{Re} (k_{z_n}^*) \quad (2.2.6-4.a)$$

$$P_n^{\pm''} \equiv \frac{1}{2} \operatorname{Re} ( |a_n^{\pm''}|^2 N_n'' ) = \frac{1}{2} |a_n^{\pm''}|^2 \left( \frac{k^2 - k_{y_n}^2}{\omega \mu \epsilon^2} \right) \operatorname{Re} (k_{z_n}) \quad (2.2.6-4.b)$$

$P_n^{\pm'}$  y  $P_n^{\pm''}$  son interpretadas como la potencia transportada por el armónico  $n$  de Floquet tipo-E ó tipo-H, respectivamente. La potencia total es la suma de las potencias aportadas por cada uno de los armónicos de Floquet tipo-E, tipo-H, lo que era de esperar tal y como se puntualizó en el apartado (2.2.5), no existiendo, por tanto, acoplo entre dichos armónicos vectoriales.

En las expresiones  $P_n^{\pm'}$ ,  $P_n^{\pm''}$  aparece la parte real de  $k_{z_n}$ ; en consecuencia, según lo expuesto en el apartado (2.2.3), los armónicos "no radiantes" no propagan energía, ya que  $k_{z_n}$  es imaginario puro, siendo dichos armónicos "campo reactivo" que oscila en torno a la placa. Los armónicos propagativos son los que transportan la energía, porque  $k_{z_n}$  es siempre real, por lo que podrían denominarse "campo activo".

La convergencia de las sumas de (2.2.6-3) está asegurada, puesto que aunque se extienden desde  $n=-\infty$  hasta  $n=+\infty$ , el número de armónicos propagativos para una frecuencia dada es siempre finito.



## 2.2.7 Descomposición de una onda plana linealmente polarizada en modos tipo-E, tipo-H

En este apartado se van a obtener los coeficientes del armónico de Floquet de orden  $n=0$  tipo-E, tipo-H correspondientes a una onda plana linealmente polarizada.

En un sistema de coordenadas rectangular XYZ, como el de la figura (2.2.3-3), el vector número de ondas de la señal viene dado por:

$$\vec{k} = k ( \sin\theta \cos\phi \vec{u}_x + \sin\theta \sin\phi \vec{u}_y + \cos\theta \vec{u}_z ) \quad (2.2.7-1)$$

El campo eléctrico puede expresarse como:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-jk_z z} \quad (2.2.7-2)$$

y el campo magnético viene dado por el producto vectorial:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{\omega \mu} [ \vec{k} \times \vec{E}(\vec{r}) ] \quad (2.2.7-3)$$

El vector  $\vec{E}_0$  se descompone de la forma:

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_{0_t} + \vec{E}_{0_z} \equiv E_{0_x} \vec{u}_x + E_{0_y} \vec{u}_y + E_{0_z} \vec{u}_z \quad (2.2.7-4)$$

Se define el ángulo  $\zeta$  como el formado por el vector  $\vec{E}_{0_t}$  con el eje X, de tal forma que (ver figura (2.2.7-1)):

$$\operatorname{tg}\zeta \equiv \frac{E_{0_y}}{E_{0_x}} \quad ; \quad \vec{E}_{0_t} \equiv E_{0_x} \vec{u}_x + E_{0_y} \vec{u}_y \equiv E_{0_x} ( \vec{u}_x + \operatorname{tg}\zeta \vec{u}_y ) \quad (2.2.7-5)$$

Teniendo en cuenta que en una onda plana:  $\vec{k} \cdot \vec{E}_0 = 0$ , la componente  $E_{0_z}$  se obtiene:

$$E_{0_z} = - ( E_{0_x} \operatorname{tg}\theta ) ( \cos\phi + \operatorname{tg}\zeta \sin\phi ) \quad (2.2.7-6)$$

En consecuencia, para caracterizar la onda se necesitan los siguientes parámetros: frecuencia angular ( $\omega = 2\pi f$ ), ángulos de elevación y azimut ( $\theta$  y  $\phi$ ), ángulo  $\zeta$ , y una constante de normalización ( $E_{0_x}$ ). Con estos parámetros la onda queda perfectamente definida.

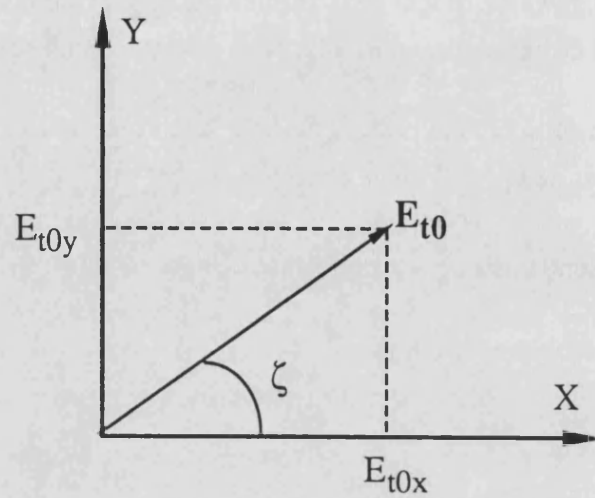


Figura 2.2.7-1

Descomposición en el plano XY de la proyección del campo eléctrico transversal

La onda plana será descompuesta como combinación lineal de los modos tipo-E, tipo-H correspondientes al armónico de Floquet de orden  $n=0$  de la forma:

$$\vec{E}_{0t} \equiv E_{0x} (\vec{u}_x + \operatorname{tg}\zeta \vec{u}_y) = c_0' \vec{e}_0^{+'} + c_0'' \vec{e}_0^{+''} \quad (2.2.7-7)$$

Sustituyendo los valores de los armónicos vectoriales de Floquet, y tras unas breves manipulaciones algebraicas se obtienen los coeficientes  $c_0'$  y  $c_0''$ :

$$c_0' = \frac{-E_{0x} \operatorname{tg}\zeta}{\frac{\omega}{\sqrt{D}} (1 - \operatorname{sen}^2\theta \operatorname{sen}^2\phi)} \quad (2.2.7-8.a)$$

$$c_0'' = \frac{-E_{0x}}{\eta \frac{\omega}{\sqrt{D}} \cos\theta} \left[ 1 + \frac{\operatorname{tg}\zeta \operatorname{sen}^2\theta \operatorname{sen}\phi \cos\phi}{1 - \operatorname{sen}^2\theta \operatorname{sen}^2\phi} \right] \quad (2.2.7-8.b)$$

donde  $\eta$  es la impedancia característica del medio:  $\eta \equiv \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$

## 2.3 TEORIA DE LAS MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS. APLICACION: ANALISIS DE SISTEMAS MULTITETAPA FORMADOS POR SSF

### 2.3.1 Introducción

Las superficies selectoras de frecuencia (SSF) son usadas en multitud de aplicaciones, tales como radomos, polarizadores y filtros de microondas. Están constituidas por la repetición periódica en una o dos dimensiones de una celda elemental; las celdas son de una geometría normalmente sencilla (círculos, cuadrados, cruces, etc.) y se implementan mediante perforaciones en una placa metálica, habitualmente impresa en un sustrato dieléctrico que hace de soporte. La respuesta en frecuencia de estos sistemas ha sido tratada ampliamente en la bibliografía. Aunque existe una gran diversidad en cuanto a los métodos y planteamientos para abordar el problema, todos tienen en común el calcular los coeficientes de reflexión y transmisión de los diferentes armónicos de Floquet involucrados en el problema. Así, la respuesta de estos sistemas depende de la geometría a tratar y de las características de la onda incidente ( ángulo de incidencia, polarización y frecuencia ). Una gran diversidad de geometrías han sido estudiadas a lo largo de las últimas décadas, pudiéndose obtener una gran multitud de posibles respuestas espectrales; cuando la geometría esté fijada, la respuesta del sistema *sólo* dependerá de la excitación y no podrá ser modificada. Para remediar esta limitación, otras estructuras periódicas y/o placas dieléctricas se pueden combinar delante o detrás de la etapa inicial - formando una estructura *en cascada* de etapas elementales - a fin de obtener nuevos grados de libertad en la respuesta en frecuencia de dichos sistemas (ver figura (2.3.1-1)).

El estudio de sistemas en cascada de SSF se ha abordado en la mayor parte de casos mediante dos técnicas, la segunda de ellas generalización de la primera:

- a) Modelo de Línea de Transmisión
- b) Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas

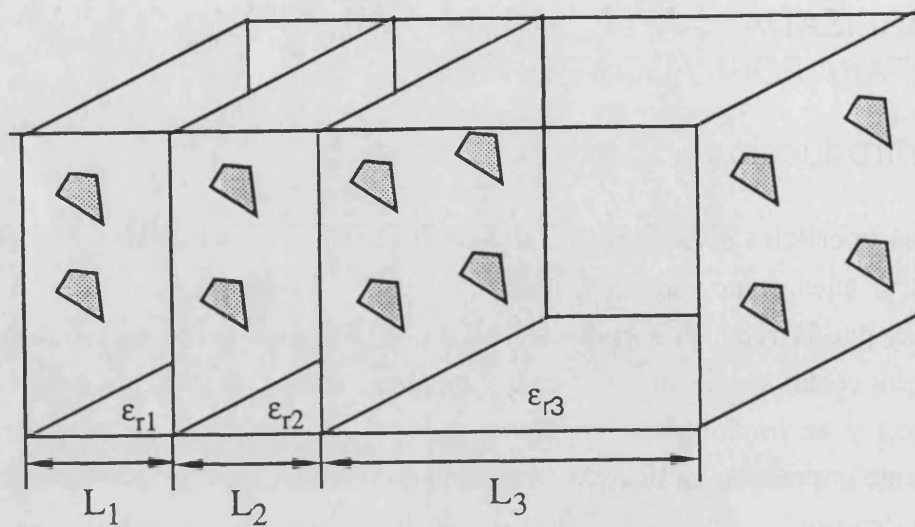


Figura 2.3.1-1

Sistema multietapa formado por 3 superficies periódicas planas con periodicidad bidimensional.

### 2.3.2 Modelo de Línea de Transmisión

Esta representación se fundamenta en el hecho de encontrar un circuito equivalente que simule una SSF, y aplicar las técnicas usuales en el estudio de las líneas de transmisión. Las estructuras se simulan normalmente con combinaciones en serie y/o en paralelo de impedancias inductivas y capacitivas; se pueden añadir términos resistivos que den cuenta de las pérdidas. Las placas dieléctricas se introducen como segmentos de línea de transmisión cuya impedancia característica es la de una onda plana que se propague en el dieléctrico considerado [2-19]. La solución del circuito resultante puede obtenerse a partir del sistema de ecuaciones de las líneas de transmisión, o mediante la Técnica de las Matrices de Transmisión, calculando el sistema total como el producto de las matrices de transferencia de cada elemento [2-19].

Las limitaciones de este modelo son importantes:

- a) Presenta dificultad en el modelado de ciertas geometrías.
- b) El estudio de incidencias alejadas de la normal se hace, a veces, complejo.
- c) Habitualmente sólo tiene en cuenta el armónico fundamental del desarrollo de Floquet, limitando el espaciado entre etapas a distancias eléctricas

"suficientemente grandes" para despreciar el efecto de los armónicos evanescentes.

d) No tiene en cuenta la polarización cruzada entre los diferentes modos (en el caso de que exista).

No obstante, esta técnica ofrece el interés de generar modelos sencillos de cálculo fácilmente implementables en un ordenador que permiten el diseño rápido de ciertas estructuras.

La representación de una SSF mediante impedancias es un tema ampliamente tratado en la bibliografía; la simulación de EPICPUD de cintas y varillas se tratará detalladamente en el capítulo siguiente. En el libro de N. Marcuvitz [2-30] se encuentran modelizaciones con cintas conductoras para algunos casos. Conviene apuntar brevemente algunos trabajos relacionados con la simulación de algunas geometrías con impedancias. R.J. Langley, E.A. Parker [2-23], [2-24] obtienen impedancias equivalentes para enrejados resonantes con periodicidad bidimensional constituidos por cuadrados y dobles cuadrados; una buena adecuación entre teoría y experiencia encuentran al realizar medidas en incidencia normal (ver figura 2.3.2-1). Shung-Wu Lee, G. Zarrillo, Chak-Lam Law [2-25] aproximan el problema de la difracción a través de enrejados "inductivos" y "capacitivos" con expresiones sencillas de admitancias equivalentes a dichas estructuras.

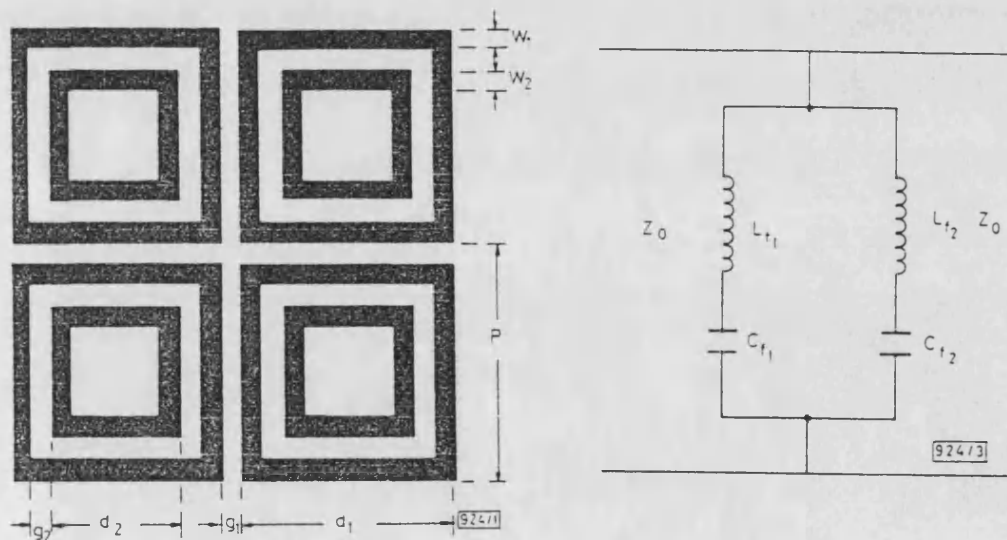


Figura 2.3.2-1

Rejilla con periodicidad bidimensional y circuito equivalente.

La modelización con líneas de transmisión de sistemas en cascada mediante una simulación con línea de transmisión es utilizada en diferentes aplicaciones. Leo Young, L.A. Robinson, C.A. Hacking [2-27] introducen dicha técnica para estudiar polarizadores circulares. Ruey-Shi Chu, Kuan-Min Lee [2-9] presentan un modelo de línea de transmisión - tratado con matrices de transmisión - para estudiar un polarizador circular formado por un conjunto en cascada de placas de líneas de meandros; las impedancias asociadas a los polarizadores elementales ( una inductiva y otra capacitiva ) constan de una combinación lineal de elementos que dan cuenta de los diferentes segmentos de que consta el meandro, dejando un conjunto de constantes a determinar ajustando la experiencia a la teoría propuesta; se consiguen buenos resultados en la banda deseada (6-12 GHz) incluso para incidencia oblicua. S. Makino, N. Miyahara, H. Mizutamira [2-26] aplican la misma técnica para un polarizador circular en la banda 8-12 GHz.

G. Von Trentini [2-28] estudia el problema de la máxima transmisión de dos rejillas de varillas (EPICPUD) paralelas entre sí con el campo eléctrico paralelo a las varillas, simulando el comportamiento de las varillas con una inductancia en paralelo con la línea de transmisión equivalente; obtiene resultados incluso para incidencia no normal. F. B. Gross, E.J. Kuster [2-29] aplican el modelo de línea de transmisión para estudiar un filtro denominado "pantalla de Salisbury"; disponen dos rejillas de cintas (EPICPUD) paralelas; tienen en cuenta el efecto de las pérdidas óhmicas y el de la incidencia oblicua.

J. Brown [2-49] aplica esta técnica para estudiar un sistema en cascada de varias EPICPUD de cintas paralelas que simulan un *dieléctrico artificial* cuyo índice de refracción es calculado en función de la separación y anchura de las cintas, separación entre las placas y longitud de onda de operación del sistema.

El diseño de giradores de polarización tratados con modelos de líneas de transmisión se expondrá en el capítulo 6.

## 2.3.3 Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas

### 2.3.3.1 Introducción

En la Técnica de las Matrices de Dispersión "Convencional" (TMDC) los parámetros S describen las características de reflexión y transmisión del modo fundamental de un sistema guiador. Esta técnica encuentra serias limitaciones principalmente en dos casos:

- 1) Si el sistema guiador es multimodo, ya que los parámetros S de la TMDC sólo describen la propagación de un sólo modo.
- 2) Si se estudian interfases o discontinuidades muy próximas, o en general situaciones en que, aunque haya un sólo modo propagativo, la interacción entre los modos evanescentes sea relevante; sistemas compuestos por varias etapas en los que la respuesta global *no es la suma* de las respuestas elementales de las diferentes etapas, al haber un "acoplo" entre ellas.

La Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas (TMDG) fue introducida por R. Mittra y J. Pace [2-33] en 1963. Es una extensión de la TMDC, comúnmente utilizada en el mundo de las microondas. La TMDG tiene en cuenta el fenómeno de la dispersión electromagnética, incluyendo todos los armónicos necesarios (dominante y armónicos de orden superior, estén o no en corte) en la matriz de dispersión del sistema. Inicialmente fue utilizada para estudiar discontinuidades y saltos en guías de onda [2-34], [2-35]. T. Sum Chu, T. Itoh [2-36] utilizan esta técnica para estudiar discontinuidades simétricas y asimétricas en tecnología microcinta.

Conviene apuntar algunas referencias de la TMDG en las que sólo se tiene en cuenta el modo dominante. Shung-Wu Lee, G. Zarrillo, Chak-Lam Law [2-25] fueron los primeros en aplicar la TMDG al estudio de SSF en cascada. R.P. Torres, M.F. Cátedra [2-37], [2-38] diseñan sendos polarizadores circulares en las bandas 6-12 GHz y 41-49 GHz respectivamente formados por la consecución en cascada de estructuras polarizadoras "línea de meandros"; la etapa elemental es estudiada con el método del Gradiente Conjugado-FFT, y la configuración multietapa es resuelta con la TMDG para el único modo propagativo considerado. A.C. Ludwig, M.D. Miller, G.A. Wideman [2-39] diseñan otro polarizador del mismo estilo para la banda 7-17 GHz utilizando la misma técnica para el estudio del sistema multietapa. C.G. Christodoulou et al. [2-41] aplican la TMDG al estudio de varios sistemas en cascada compuestos por SSF y placas dieléctricas con incidencia oblicua, calculando la transmitancia de dichos

sistemas en función de la periodicidad de la estructura, separación entre las placas y frecuencia.

La formulación de la TMDG para sistemas en cascada de SSF y placas dieléctricas que vamos a utilizar en este trabajo está descrita fundamentalmente en dos trabajos: "The Cascade Connection of Planar Periodic Surfaces and Lossy Dielectric Layers to Form an Arbitrary Periodic Screen", T. Cwik, R. Mittra, 1987 [2-20] y "Analysis of Multilayered Periodic Structures Using Generalized Scattering Matrix Theory", R.C. Hall, R. Mittra, K.H. Mitzner, 1988 [2-21]. En ellos se plantean los pasos a seguir en este método, que se pueden agrupar en cinco puntos:

1) Descomposición del campo electromagnético: Los campos se expanden como superposición de infinitos armónicos vectoriales de Floquet.

2) Imposición de las condiciones de contorno en la geometría deseada: Se obtiene una ecuación integral como resultado de imponer las condiciones de contorno en los dos lados de la SSF (Análisis Modal), o a partir de una formulación de "campo dispersado" (mediante el Principio de Equivalencia, el objeto es sustituido por la distribución de corrientes inducidas, convirtiéndose éstas en la incógnita central del problema, ya que son la fuente del campo dispersado [2-32]).

3) Resolución de la ecuación integral: Se utilizan las técnicas numéricas conocidas (Método de los Momentos, Método del Gradiente Conjugado), si bien en algunos casos, haciendo ciertas aproximaciones que limitan las condiciones de aplicación (normalmente en frecuencia y ángulos de incidencia) y la exactitud de los resultados, se obtienen expresiones analíticas de los coeficientes de reflexión y transmisión del sistema (que pueden ser transformadas en "impedancias equivalentes" para su inserción en un modelo de línea de transmisión). El objetivo final es el calcular los coeficientes  $a_n^\pm$  (2.2.4-1) de los armónicos vectoriales del desarrollo de Floquet, es decir, los coeficientes de reflexión y transmisión de dichos armónicos.

4) Caracterización de cada "etapa" con la correspondiente matriz de dispersión: Las diferentes etapas involucradas (SSF, placas dieléctricas o separaciones entre etapas) son caracterizadas por las correspondientes matrices de dispersión; dichas matrices se "rellenan" con los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos de Floquet obtenidos en el paso anterior.



5) Conexión en cascada de las matrices de dispersión: Se realiza la conexión en cascada de las matrices de dispersión de cada elemento, obteniendo finalmente la matriz de dispersión de la estructura total de la cual se extraen los coeficientes de reflexión y transmisión del sistema multietapa.

En ambos trabajos se presentan aplicaciones del método: en [2-20] se estudian las frecuencias de resonancia, las pérdidas óhmicas y el efecto de colocar un sustrato dieléctrico detrás de una SSF con periodicidad bidimensional formada por dipolos cruzados (cruces); en [2-21] se analizan estructuras en cascada compuestas por EPICPUD de cintas conductoras con pérdidas en función de varios parámetros: periodicidad de la estructura, anchura de las cintas, separación entre etapas, y frecuencia de trabajo.

Como aplicaciones de la TMDG conviene destacar el trabajo de F. Stefan Johansson [2-40] en el que diseña un sistema de tres etapas de dipolos inmersos en un dieléctrico que sirve para construir antenas con propiedades de barrido "dependientes de la frecuencia"; aprovechando la excitación de un modo de orden superior, la dirección de propagación de dicho modo dependerá de la frecuencia, consiguiéndose así un haz que apunta en función de dicho parámetro. T.R. Schimert, A.J. Brouns, Chi H. Chan, R. Mittra [2-52] (1991) estudian sistemas multietapa formados por SSF de cruces de Jerusalén impresas en dieléctrico en la banda 75-110 GHz, considerando la interacción de los armónicos de orden superior en el análisis de la SSF+dieléctrico, y la propagación del modo de orden 0 en el sistema multietapa. N.V. Shuley [2-51] (1984), [2-53] (1985) utiliza la TMDG en el estudio de sistemas multietapa formados por EPICPUD de cintas y cruces de Jerusalén.

Finalmente exponemos otras técnicas desarrolladas para el estudio de sistemas en cascada. P. Bravo, R.P. Torres, M.F. Cátedra [2-42], hacen un análisis de estructuras periódicas planas sobre un medio dieléctrico multicapa mediante el método Gradiente Conjugado-FFT, basado en obtener la función de Green del medio multicapa en el dominio espectral y aplicar un modelo equivalente de línea de transmisión. J.G. Cuevas, J.R. Mosig [2-50] estudian el mismo problema para estructuras multicapa de dos o tres etapas; el método empleado consiste en resolver la ecuación integral resultante por el método del Gradiente Conjugado-FFT. Yu.V. Pimenov, M.Yu. Chervenko [2-43] desarrollan una formulación para estudiar un sistema multicapa formado por varias capas de enrejados de cintas (EPICPUD) con las cintas de las diferentes etapas paralelas entre sí; el método se basa en obtener una solución numérica de la ecuación integro-diferencial del problema, reduciéndola a un sistema de ecuaciones lineales; se resuelve para el caso del campo eléctrico perpendicular a las

cintas. R. Orta, R. Tascone, R. Zich, S. Contu [2-44], [2-45] han desarrollado un método que combina coherentemente las técnicas modales, el formalismo de línea de transmisión y la TMDG para el análisis de varias capas de estructuras planas embebidas en diversos dieléctricos; el problema de la incidencia y dispersión de una onda plana se plantea como una discontinuidad en guía de onda recurriendo a las técnicas modales; de otra parte se caracteriza el comportamiento de las placas y los dieléctricos adyacentes mediante el formalismo de las líneas de transmisión, lo que permite obtener la función de Green en el dominio espectral de la estructura completa; las ecuaciones obtenidas se resuelven por el Método de los Momentos; a continuación, mediante la TMDG se lleva a cabo la conexión de varias capas de metalización sobre dieléctrico para formar estructuras multicapa; este método tiene fuertes limitaciones en cuanto a las geometrías y número de capas dieléctricas analizables debido a las complicadas ecuaciones a que da lugar. Recientemente cabe destacar el trabajo publicado por A. Janhsen, V. Hansen [2-46] en el que también obtienen la función de Green para un medio multicapa con el propósito de estudiar varias configuraciones con placas de extensión finita o infinita; para capas de extensión finita el campo dispersado es dado como un espectro continuo de ondas planas, y para capas infinitas el campo es diferente de cero solamente en un conjunto discreto de ángulos.

### 2.3.3.2 La Matriz de Dispersión Generalizada

Antes de definir la Matriz de Dispersión Generalizada (MDG), comenzaremos por dar una breve introducción a la TMDC, describiendo la Matriz de Dispersión "Convencional" (MDC).

Los fenómenos de propagación y dispersión de ondas electromagnéticas pueden simularse con el formalismo de la Teoría de las Líneas de Transmisión [2-19]. En consecuencia, un cuadripolo como el de la figura (2.3.3.2-1) es el elemento "base" para dicha representación.  $V_1^+$ ,  $V_1^-$ ,  $V_2^+$ ,  $V_2^-$ , son las amplitudes complejas (módulo y fase) de las ondas incidente (+) y reflejada (-) en los planos de referencia 1 y 2 respectivamente. Estas magnitudes se relacionan entre sí mediante transformaciones lineales. Los *parámetros de dispersión*  $S_{ij}$  relacionan las ondas reflejadas con las incidentes, constituyendo la MDC (matriz S); en forma matricial:

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix} \quad (2.3.3.2-1)$$

Conviene resaltar que  $S_{ij}$  son números complejos. Es bien conocido que si el sistema está adaptado por la puerta 2,  $S_{11}$  representa el coeficiente de reflexión del sistema en el puerto 1, mientras que  $S_{21}$  es el coeficiente de transmisión desde la puerta 1 a la 2.

Generalizando estos conceptos se puede definir la MDG (matriz  $\mathbb{S}$ ) de la forma:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{V}_1^- \\ \mathbf{V}_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbb{S}_{11} & \mathbb{S}_{12} \\ \mathbb{S}_{21} & \mathbb{S}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{V}_1^+ \\ \mathbf{V}_2^+ \end{pmatrix} \quad (2.3.3.2-2)$$

donde los elementos  $\mathbb{S}_{ij}$  son submatrices que contienen los coeficientes de reflexión y transmisión de *todos* los armónicos de Floquet (estén o no en corte), y los elementos  $\mathbf{V}_n$  son vectores que contienen las amplitudes de las ondas correspondientes a dichos modos, para un estado de polarización (tipo-E o tipo-H en nuestro caso). Las submatrices así definidas son *formalmente* de tamaño infinito, ya que el conjunto de armónicos de Floquet necesario para describir una SSF es, en general, infinito. En la práctica dichas submatrices deben ser truncadas a una dimensión  $N_{AF} \times N_{AF}$ , siendo  $N_{AF}$  un parámetro a elegir en la utilización de la TMDG; habitualmente  $N_{AF} \approx 40$  es suficiente para las aplicaciones que funcionen cerca de la primera resonancia, y  $N_{AF} \approx 3$  ó  $4$  para situaciones alejadas de dicho comportamiento; esto se debe a que la importancia de los armónicos de Floquet en corte decrece muy rápidamente. Ya que cada componente de un sistema en cascada requiere en general un  $N_{AF}$  diferente, todas las submatrices de los diversos componentes se calcularán para el *mismo*  $N_{AF}$ .

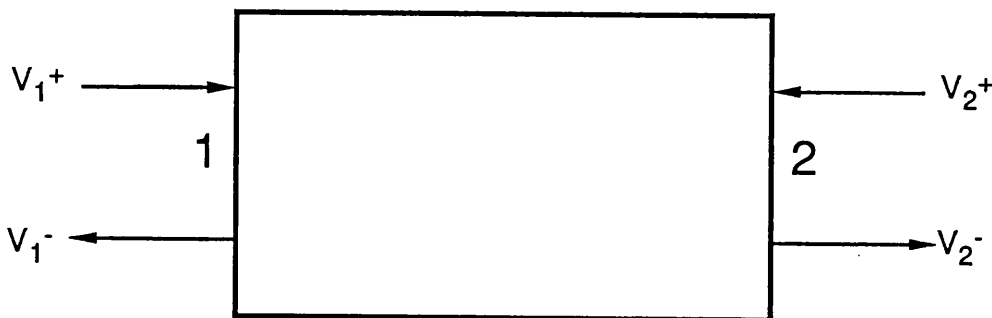


Figura 2.3.3.2-1

Red bipuerta (cuadriplo) básico de la simulación con líneas de transmisión.

Una vez que se ha seleccionado el tamaño de truncación de la MDG ( $2N_{AF}$ ), la matriz  $\mathbb{S}$  se calcula para un SSF en concreto: la iluminación de la placa es cada uno de los armónicos vectoriales de Floquet considerados con amplitud unitaria (en general desde el armónico A hasta el B, siendo  $N_{AF}=B-A+1$ ). Cuando sobre la placa incide cada uno de ellos generará un conjunto de infinitos armónicos de Floquet, de los cuales elegiremos los  $N_{AF}$  que hayamos prefijado; los correspondientes coeficientes de reflexión ( $a_m^-$ ) y transmisión ( $a_m^+$ ) calculados para el armónico considerado son los elementos de las submatrices  $\mathbb{S}_{ij}$  correspondientes. Así, si el armónico incidente es el armónico n, los elementos (m,n) de las submatrices  $\mathbb{S}_{ij}$  se definen:

$$\begin{aligned} \mathbb{S}_{11}(m,n) &= (a_m^-)^n & ; & & \mathbb{S}_{12}(m,n) &= \mathbb{S}_{21}(m,n) \\ \mathbb{S}_{21}(m,n) &= (a_m^+)^n & ; & & \mathbb{S}_{22}(m,n) &= \mathbb{S}_{11}(m,n) & ; m, n = A \dots B \end{aligned} \quad (2.3.3.2-3)$$

donde el superíndice " n " indica el modo incidente. Los elementos  $\mathbb{S}_{22}$ ,  $\mathbb{S}_{12}$  se obtienen a partir de los otros dos elementos de la MDG, dada la simetría física y reciprocidad electromagnética de una SSF. Para hacer el proceso de cálculo eficiente conviene usar una técnica (como el Método de Galerkin) que permita obtener los coeficientes  $a_m^+$ ,  $a_m^-$  analíticamente, es decir, sin tener que recurrir a un proceso de integración numérica.

La TMDG da cuenta del posible acoplo entre modos con diferente polarización (tipo-E, tipo-H en nuestro caso) existentes, situación que se plantea, por ejemplo, en el caso de que existan pérdidas (ver apartado 2.2.6). Para ello se redefinen los elementos  $\mathbb{S}_{ij}(m,n)$  como nuevas submatrices de tamaño  $2 \times 2$ ; para los parámetros de dispersión queda de la forma:

$$\mathbb{S}_{21}(m,n) = \begin{pmatrix} ((a_m^{+\alpha})^n)^\alpha & ((a_m^{+\alpha})^n)^\beta \\ ((a_m^{+\beta})^n)^\alpha & ((a_m^{+\beta})^n)^\beta \end{pmatrix} ; \alpha, \beta = ', '' \quad (2.3.3.2-4)$$

donde el superíndice "  $\alpha$  " indica el modo incidente, es decir, el coeficiente  $((a_m^{+\alpha})^n)$  es la amplitud del m-ésimo armónico de Floquet tipo-H dispersado cuando incide el n-ésimo armónico de Floquet tipo-E. La misma generalización se puede hacer para los parámetros de reflexión. En consecuencia, los parámetros de dispersión pueden ser físicamente interpretados como el acoplo de energía entre un armónico y los demás.

Desde un punto de vista computacional, el Principio de Conservación de la Energía puede ser aplicado al uso de las MDG, a fin de verificar los cálculos realizados: si no existen pérdidas, la potencia incidente debe ser igual a la suma de la potencia

reflejada más la transmitida. Cuando se incluyan las pérdidas en los materiales, la potencia absorbida debe ser calculada, ya que el calor disipado por la estructura puede ser considerable. En [2-20], [2-21] se explica cómo llevar a cabo dicho cálculo.

Finalmente, conviene añadir que la TMDG es imprescindible para el cálculo en estructuras con SSF muy próximas entre sí, debido a la fuerte interacción de los armónicos de Floquet. Este es el caso de varias SSF muy próximas entre sí (distancias, en general, menores de media longitud de onda precisan de esta técnica) o el caso de una SSF impreso en una placa dieléctrica. Para grandes separaciones entre etapas *solamente* es necesario considerar los armónicos que no estén en corte, ya que los armónicos en corte decaen muy rápidamente con la distancia (sobre todo si se trabaja a frecuencias alejadas de las resonancias). En algunos casos se tienen en cuenta varios armónicos en corte para describir una parte del sistema, mientras que para el resto del sistema se tienen en cuenta exclusivamente los armónicos propagativos [2-52].

### 2.3.3.3 Conexión en cascada de SSF

La TMDG está desarrollada para el estudio de sistemas en cascada. Hay dos posibles formulaciones para el análisis de dichos sistemas:

- a) Una consistente en plantear las condiciones de dos etapas en cascada y resolver las ecuaciones consecuentes. Es utilizada en numerosos trabajos: [2-47], [2-20], [2-36], [2-48].
- b) La segunda transforma las matrices de dispersión de cada etapa a una matriz de transferencia o transmisión, multiplica las matrices de transmisión de todas las etapas y pasa de la matriz de transmisión global a la matriz de dispersión global, de la que se obtiene la información necesaria. En [2-21], [2-41] se hace uso de este planteamiento.

Las operaciones matemáticas en ambos planteamientos son *exactamente las mismas*, si bien la opción b) permite un tratamiento más cómodo desde un punto de vista computacional; por este motivo la hemos elegido.

La matriz de transmisión "convencional" (MTC) (matriz T) relaciona las tensiones del plano de referencia 2 con las del plano de referencia 1 [2-19] (ver figura 2.3.3.2-1) :

$$\begin{pmatrix} V_2^- \\ V_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_1^- \end{pmatrix} \tag{2.3.3.3-1}$$

Generalizando estos conceptos, se puede definir la matriz de transmisión generalizada (MTG) (matriz  $T$ ) de la forma:

$$\begin{pmatrix} V_2^- \\ V_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_1^- \end{pmatrix} \tag{2.3.3.3-2}$$

La transformación de matrices  $S$  a matrices  $T$  (y viceversa) viene dada por las ecuaciones [2-21]:

$$T = \begin{pmatrix} S_{21} - S_{22} S_{12}^{-1} S_{11} & S_{22} S_{12}^{-1} \\ -S_{12}^{-1} S_{11} & S_{12}^{-1} \end{pmatrix} \tag{2.3.3.3-3}$$

$$S = \begin{pmatrix} -T_{22}^{-1} T_{21} & T_{22}^{-1} \\ T_{11} - T_{12} T_{22}^{-1} T_{21} & T_{12} T_{22}^{-1} \end{pmatrix} \tag{2.3.3.3-4}$$

La MTG de un sistema formado por  $P$  etapas en cascada (ver figura 2.3.3.3-1) es el producto de las MTG de cada una de esas etapas multiplicadas de la forma:

$$T = T^{(P)} T^{(P-1)} \dots T^{(3)} T^{(2)} T^{(1)} \tag{2.3.3.3-5}$$

donde  $T^{(i)}$  es la MTG de la  $i$ -ésima etapa.

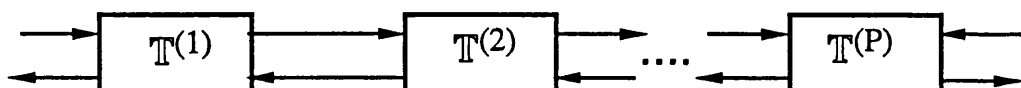


Figura 2.3.3.3-1

Conexión en cascada de matrices de transmisión generalizadas.

## 2.4 BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 2

- [2-1] A.E. Heins, "The excitation of a perfectly conducting half-plane by a dipole field", IRE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-4, pp. 294-296; July, 1956.
- [2-2] B.R. Levy, J.S. Keller, "Diffraction by a smooth object", Inst. Math. Sci., New York Univ., N.Y., Res. Rep. EM-109; December, 1957.
- [2-3] R.F. Harrington, "Time-harmonic electromagnetic fields", Ed. McGraw-Hill, USA; 1961.
- [2-4] E.C. Jordan, K.G. Balmain, "Ondas electromagnéticas y sistemas radiantes", Ed. Paraninfo, 3ª Edición, Madrid, 1983.
- [2-5] R.E. Collin, "Field theory of guided waves", Ed. McGraw-Hill, USA, 1960.
- [2-6] H.M. Altschuler, L.O. Goldstone, "On network representations of certain obstacles in waveguide regions", IRE Trans. on Microw. Theory and Tech., MTT-7, (4), pp. 213-221; 1959.
- [2-7] Ming Hui Chen, "Design formulas for a quasi-optical diplexer or multiplexer", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. MTT-28, no. 4, pp. 363-368; Abril, 1980.
- [2-8] Ruey-Shi Chu, Kuan-Min Lee, "Radiation impedance of a dipole printed on periodic dielectric slabs protruding over a ground plane in an infinite phased array", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-35, no. 1, pp. 13-25; Enero, 1987.
- [2-9] Ruey-Shi Chu, Kuan-Min Lee, "Analytical model of a multilayered meander-line polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-35, no. 6, pp. 652-661; Junio, 1987.
- [2-10] R.E. Jorgenson, R. Mittra, "Oblique scattering from lossy strip structures with one-dimensional periodicity", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. 38, no. 2, pp. 212-219; Febrero, 1990.
- [2-11] S. Sohail H. Navqui, N.C. Gallagher, 'Comments on "Electromagnetic wave scattering by an infinite plane metallic grating in case of oblique incidence and

- arbitrary polarization", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. 38, no. 3, pp. 414-415; Marzo, 1990.
- [2-12] K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga, "Electromagnetic wave scattering by an infinite plane metallic grating in case of oblique incidence and arbitrary polarization", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. 36, no. 1, pp. 415-422; Marzo, 1988.
- [2-13] S. Sohail H. Navqui, "Electromagnetic wave scattering from planar periodic metallic surfaces", Ph. D. dissertation, Purdue Univ., West Lafayette, IN; Agosto, 1988.
- [2-14] B. Gimeno, V. Such, J.L. Cruz, A.C. García, "Análisis de la transmisión de una onda plana con incidencia oblicua sobre una estructura de microcintas con periodicidad unidimensional mediante descomposición modal en modos tipo-E, tipo-H", Proc. V Simp. del Comité Español URSI, Vigo, pp. 508-512; Septiembre, 1990.
- [2-15] G.G. MacFarlane, "Surface impedance of an infinite parallel wire grid at oblique angles of incidence", IEE Journal pt 3A, vol. 93, pp. 1523-1527; 1946.
- [2-16] J.P. Montgomery, "Scattering by an infinite periodic array of thin conductors on a dielectric sheet", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-23, pp. 70-75; Enero, 1975.
- [2-17] G. Arfken, "Mathematical methods for physicists", Ed. Academic Press Inc., 3ª Edición, USA; 1985.
- [2-18] Juan de Burgos, "Curso de álgebra y geometría", Ed. Alhambra Universidad, 2ª Edición, Madrid; 1982.
- [2-19] S. Ramo, J.R. Whinnery, T. Van Duzee, "Campos y ondas", Ed. Pirámide, Madrid; 1965.
- [2-20] T. Cwik, R. Mittra, "The cascade connection of planar periodic surfaces and lossy dielectric layers to form an arbitrary periodic screen", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-35, no. 12, pp. 1397-1405; Diciembre, 1987.
- [2-21] R.C. Hall, R. Mittra, K.M. Mitzner, "Analysis of multilayered periodic structures using generalized scattering matrix theory", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-36, no. 4, pp. 511-517; Abril, 1988.



- [2-22] P. Lorrain, D.R. Corson, "Campos y ondas electromagnéticas", Ed. Selecciones Científicas, 3ª Edición, Madrid; 1979.
- [2-23] R.J. Langley, E.A. Parker, "Equivalent circuit model for arrays of square loops", *Electron. Letter*, vol. 18, no. 7, pp. 294-296; Abril, 1982.
- [2-24] R.J. Langley, E.A. Parker, "Double-square frequency-selective surfaces and their equivalent circuit", *Electron. Letter*, vol. 19, no. 17, pp. 675-677; Agosto, 1983.
- [2-25] Shung-Wu Lee, G. Zarrillo, Chak-Lam Law, "Simple formulas for transmission through periodic metal grids or plates", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-30, no. 5, pp. 904-909; Septiembre, 1982.
- [2-26] S. Makino, N. Miyahara, H. Mizutamira, S. Urasaki, "Design of meander-line polarizer with three layers", *Trans. Inst. Electron. Inf. Commun. Eng. B (Japan)*, vol. J71B, no. 11, pp. 1358-1364; Noviembre 1988.
- [2-27] L. Young, L.A. Robinson, C.A. Hacking, "Meander-line polarizer", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-23, pp. 376-378; Mayo, 1973.
- [2-28] G. Von Trentini, "Maximum transmission of electromagnetic waves by a pair of wire gratings", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 45, pp. 883-885; Octubre, 1955.
- [2-29] F.B. Gross, E.J. Kuster, "An optimized polarization sensitive Salisbury screen", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-35, no. 12, pp. 1492-1495; Diciembre, 1987.
- [2-30] N. Marcuwitz, "Waveguide handbook", Ed. McGraw-Hill, New York; 1951.
- [2-31] R. Lo Forti, "High power twist-polarizer radome for a phased array antenna", *Proc. Quatrième Colloque Int. sur les fenêtres électromagnétiques*, pp. 243-266; 1981.
- [2-32] R. Mittra Editor, "Computer techniques for electromagnetics", Ed. Hemisphere Publishing Corp. (A Suma Book), USA; 1987.
- [2-33] R. Mittra, J. Pace, "A new technique for solving a class of boundary value problems", *Rep. 72, Antenna Lab., Univ. of Illinois, Urbana*; 1963.
- [2-34] R. Mittra, S.W. Lee, "Analytical techniques in the theory of guided waves", Ed. Macmillan, New York; 1971.

- [2-35] R.E. Collin, "Foundations for microwave engineering", Ed. McGraw-Hill, New York; 1966.
- [2-36] T.S. Chu, T. Itoh, "Generalized scattering matrix method for analysis of cascaded and offset microstrip step discontinuities", IEEE Microw. Theory Tech., vol. MTT-34, pp. 280-284; Febrero, 1986.
- [2-37] R.P. Torres, M.F. Cátedra, "Análisis y diseño de polarizadores circulares tipo meanderline", Proc. VII Reunión Comité Español URSI, pp. 466-471, Cuenca; Septiembre, 1988.
- [2-38] R. Torres, "Contribución al estudio electromagnético de estructuras periódicas planas. Aplicación al diseño de polarizadores", Tesis Doctoral, E.T.S.I.T., U.P. Madrid; 1989.
- [2-39] A.C. Ludwig, M.D. Miller, G.A. Wideman, "Design of meanderline polarizer integrated with a radome", IEEE Ant. Prop. Int. Symp. Digest, pp. 17-20; Junio, 1977.
- [2-40] F. Stefan Johansson, "Frequency-scanned gratings consisting of photo-etched arrays", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-37, no. 8, pp. 996-1002; Agosto, 1989.
- [2-41] Ch. G. Christodoulou, D. Pok Kwan, R. Middleveen, P.F. Wahid, "Scattering from stacked gratings and dielectrics for various angles of wave incidence", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-36, no. 10, pp. 1435-1442; Octubre, 1988.
- [2-42] P. Bravo, R.P. Torres, M.F. Cátedra, "Análisis de estructuras periódicas planas sobre un medio dieléctrico multicapa mediante el método GC-FFT", Proc. V Simp. del Comité Español URSI, pp. 623-627, Vigo; Septiembre, 1990.
- [2-43] Yu. V. Pimenov, M. Yu. Chervenko, "On the diffraction of a plane H-polarized wave by a multilayer grating of parallel strips", Sov. J. Commun. Technol. Electron. (USA), vol. 33, no. 12, pp.63-69; Diciembre, 1988.
- [2-44] R. Orta, R. Tascone, R. Zich, "Multiple dielectric loaded perforated screens as frequency selective surfaces", IEE Proc., vol. 135, Pt. H, no. 2, pp.75-82; Abril, 1988.

- [2-45] S. Contu, R. Tascone, "Passive arrays in a stratified dielectric medium-scattering matrix formulation", IEEE AP-S Int. Symp. Digest, pp. 622-625, Houston, Tx.; Mayo 1983.
- [2-46] A. Janhsen, V. Hansen, "Arrys of finite or infinite extent in multilayered media for use as passive frequency-selective surfaces", IEE Proc.-H, vol. 138, no. 1, pp. 1-8; Febrero, 1991.
- [2-47] D.M. Sazanov, A.N. Gridin, B.A. Mihustin, "Microwave Circuits", Ed. Mir Publishers, URSS; 1982.
- [2-48] T. Itoh Editor, "Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures", Ed. J. Wiley and Sons, USA; 1989.
- [2-49] J. Brown, "The design of metallic delay dielectrics", IEE Proc. (London), part III, vol. 97, no. 45, pg. 45-48; 1950.
- [2-50] J.G. Cuevas, J.R. Mosig, "Análisis de superficies periódicas dicróicas multicapa mediante métodos iterativos", Proc. Simp. URSI'91, Cáceres, vol. I, pp. 526-30.
- [2-51] N.V. Shuley, "Higher-order mode interaction in planar periodic structures", IEE Proc., vol. 131, Pt.H, no. 3, pp. 129-132; June 1984.
- [2-52] T.R. Schimert, A.J. Brouns, Chi H. Chan, R. Mittra, "Investigation of millimeter-wave scattering from frequency selective surfaces", IEEE Trans. Microw. Theory and Tech., vol. MTT-39, no. 2, pp. 315-322; Febrero, 1991.
- [2-53] N.V. Shuley, "Analitical and numerical study of two dimensional multilayer structures for use as dichroic surfaces", Proc. of ICAP'85, Warwick, U.K., pp.429-433; 1985.



<b>7.3 MEDIDAS DE GIRADORES DE POLARIZACION.....</b>	<b>265</b>
<u>7.3.1</u> Medidas de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico....	265
<u>7.3.2</u> Medida de las resonancias.....	267
<u>7.3.3</u> Medidas del coeficiente de transmisión en función del número de etapas ( $\delta_p=45^\circ$ ).....	269
<u>7.3.3.1</u> Primera etapa girada.....	269
<u>7.3.3.2</u> Primera etapa no girada.....	271
<u>7.3.4</u> Medidas del coeficiente de transmisión en función del número de etapas ( $\delta_p=60^\circ$ ).....	273
<u>7.3.4.1</u> Primera etapa girada.....	273
<u>7.3.4.2</u> Primera etapa no girada.....	275
<u>7.3.5</u> Medidas del coeficiente de transmisión en función del número de etapas ( $\delta_p=90^\circ$ ).....	277
<u>7.3.5.1</u> Primera etapa girada.....	277
<u>7.3.5.2</u> Primera etapa no girada.....	279
<u>7.3.6</u> Medidas de la relación axial ( $ IRA $ ) y la diferencia de fase ( $\psi$ ). Elipses de polarización.....	281
<u>7.3.6.1</u> Giradores de $\delta_p=45^\circ$ .....	281
<u>7.3.6.2</u> Giradores de $\delta_p=60^\circ$ .....	285
<u>7.3.7</u> Medidas del coeficiente de reflexión.....	288
<u>7.3.8</u> Conclusiones.....	291

## CAPITULO 8: APENDICES

<u>A.1</u> APENDICE 1: Descomposición de una onda plana linealmente polarizada en modos tipo-E, tipo-H.....	293
<u>A.2</u> APENDICE 2: Aproximación de los elementos de la matriz de impedancias en el MM	
<u>A-2.1</u> Modo tipo-E.....	296
<u>A-2.2</u> Modo tipo-H.....	297

<u>A.3</u> APENDICE 3: Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H en la interfase entre dos medios dieléctricos.....	299
<u>A-3.1</u> Modo tipo-E.....	302
<u>A-3.2</u> Modo tipo-H.....	303
<u>A.4</u> APENDICE 4: Imposibilidad del estudio de giradores de polarización multietapa con la TMDG.....	304
<u>A.5</u> APENDICE 5: Estudio de la transmisión a través de dos rejillas giradas entre sí en primer orden de reflexiones.....	306
<u>A.6</u> APENDICE 6: Parámetros de funcionamiento y calibración del analizador de redes. Medidas en el dominio del tiempo.....	309
<u>A.7</u> APENDICE 7: Algoritmos y programas de cálculo.....	311
<u>A7-1</u> Programas de una EPICPUD de cintas en aire.....	312
<u>A7-2</u> Programas de EPICPUD de cintas en dieléctrico y una sucesión en cascada de estas estructuras.....	315
<u>A7-3</u> Programas de giradores de polarización.....	317
<u>A7-4</u> Bibliografía.....	319

## CAPITULO 9: CONCLUSIONES

<u>9.1</u> CONCLUSIONES Y PRINCIPALES APORTACIONES.....	320
<u>9.2</u> FUTURAS LINEAS DE TRABAJO.....	325

## Capítulo 1

### INTRODUCCION





## 1.1 INTRODUCCION. MOTIVACIONES E INTERES DEL TEMA

El papel de las superficies periódicas planas (SPP) a lo largo del desarrollo del Electromagnetismo y de la Óptica ha sido muy importante. A partir de los años setenta el estudio de las SPP ha recibido un nuevo impulso debido a las aplicaciones que se han encontrado para su uso en sistemas de comunicación por satélite, como superficies selectoras de frecuencia (SSF) [1-1], y en la fabricación de polarizadores y filtros angulares. La conexión en cascada de SPP en combinación con interfases dieléctricas ha permitido la obtención de funciones de transferencia que son inviables para una sola SPP. En los años ochenta ha habido un desarrollo importante de las técnicas que permiten abordar la dispersión electromagnética de estructuras multietapa formadas por la conexión en cascada de SSF [1-2]. Junto a este interés, la aparición de potentes ordenadores ha posibilitado la resolución numérica de problemas antes intratables. En la actualidad, las SPP pueden ser abordadas con un planteamiento vectorial riguroso para dimensiones de la geometría dispersora comparables a la longitud de onda.

Las aplicaciones de este tipo de estructuras en el campo de las microondas se encuentran en la realización de sistemas multifrecuencia para antenas reflectoras de radar [1-3], [1-4], [1-5], en la construcción de dieléctricos artificiales, polarizadores, antenas de barrido variable con la frecuencia, dispositivos reductores de lóbulos secundarios (en los capítulos 2, 3 y 6 se detallan las referencias de estas aplicaciones), e implementación de lentes basadas en estructuras periódicas planas lentamente variables [1-9]. Sus aplicaciones en otras regiones del espectro electromagnético son también importantes, como por ejemplo en la construcción de espejos utilizados en tecnología láser y en la construcción de polarizadores y divisores de rayo en el infrarrojo lejano [1-6], [1-7]; en el espectro visible se han propuesto aplicaciones para la optimización de la captación de la energía solar [1-8].

Normalmente, los sistemas radiantes presentan un estado de polarización intrínseco a la geometría y resulta difícil cambiar dicha polarización mediante ajustes en la alimentación. Resulta más fácil alterar el estado de polarización del campo una vez radiado mediante la colocación en las proximidades de la antena de superficies con propiedades polarizadoras. Dado que la mayoría de las antenas presentan polarización lineal, los polarizadores más empleados son aquellos que la transforman en circular o que producen un giro en la dirección del plano de polarización; gran parte del trabajo de esta tesis ha consistido en el estudio de tales "giradores de polarización".

En la presente memoria se ha desarrollado un método numérico para el análisis electromagnético tridimensional de la dispersión de ondas electromagnéticas en



estructuras periódicas infinitas conductoras planas con periodicidad unidimensional (EPICPUD) impresas en un sustrato dieléctrico, y su posterior aplicación al análisis de sistemas giradores de polarización multietapa de microondas, con el fin de obtener un modelo y unos criterios generales que permitan el diseño optimizado de tales sistemas en banda ancha. En consecuencia, la memoria se divide en dos partes claramente diferenciadas: la dispersión de ondas electromagnéticas a través de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico, y el análisis y síntesis de dispositivos giradores de polarización.

La difracción de una onda electromagnética plana linealmente polarizada a través de una EPICPUD de cintas la hemos abordado con la técnica del Análisis Modal. El campo dispersado por la EPICPUD puede "representarse" como superposición de infinitos armónicos vectoriales de Floquet reflejados y transmitidos. La imposición de las condiciones de contorno de las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético a los campos incidente, reflejado y transmitido nos lleva a la obtención de dos ecuaciones integrales de Fredholm de primera especie, para cuya resolución numérica se ha utilizado el Método de los Momentos-Galerkin por su versatilidad y fácil implementación en un ordenador. Una elección adecuada de las corrientes superficiales inducidas en las cintas reduce considerablemente el tamaño de la matriz de impedancias a invertir. El sistema EPICPUD de cintas+dieléctrico ha sido abordado con la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas, introduciendo en dichas matrices los armónicos de Floquet necesarios para una convergencia adecuada del método. La exactitud del algoritmo se pone de manifiesto al comparar nuestro método con los resultados de otros autores. La interacción del campo reactivo entre dos EPICPUD de cintas sucesivas también ha sido analizada.

En la segunda parte de esta memoria hemos desarrollado un modelo que permite estudiar sistemas giradores de polarización formados por la conexión en cascada de EPICPUD de cintas impresas en dieléctrico. Se han analizado detalladamente las características de estos sistemas en función de los parámetros geométricos y eléctricos involucrados, centrándonos en dispositivos de banda ancha, y en concreto en la banda 7-18 GHz, de gran importancia en la tecnología radar. Finalmente se presentan las medidas de varios prototipos experimentales, analizando la concordancia entre los valores experimentales y los teóricos.

Hemos intentado que la redacción de esta memoria resulte útil a aquéllos que deseen introducirse en el tema sin que por ello pierda rigor. Con esta finalidad hemos introducido algunos apartados donde se comentan temas de carácter general que hemos considerado convenientes para una comprensión global del contenido de la tesis.

## Capítulo 3

# ESTUDIO DE LA DISPERSION ELECTROMAGNETICA DE UNA EPICPUD DE CINTAS



### 3.1 INTRODUCCION

En este capítulo planteamos el estudio de la dispersión de una onda electromagnética plana linealmente polarizada a través de una estructura periódica infinita conductora con periodicidad unidimensional (EPICPUD) de cintas. La onda incide oblicuamente sobre esta estructura. La rejilla está en el vacío y no se han considerado pérdidas en el conductor; consideramos que las cintas tienen espesor nulo.

En el primer apartado comenzamos por hacer una exhaustiva revisión bibliográfica, empezando por exponer los métodos de cálculo empleados y posteriormente algunas aplicaciones de las rejillas en la región de las microondas, tales como filtros angulares, polarizadores y antenas cuyo ángulo de barrido depende de la frecuencia.

En el apartado 3.3 se resuelve el problema de la dispersión electromagnética de una onda plana que incide oblicuamente sobre una EPICPUD de cintas. Descomponemos los campos dispersados por la rejilla en armónicos vectoriales de Floquet. Aplicando la técnica del Análisis Modal, se imponen las condiciones de contorno a las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético, obteniéndose una ecuación integral de Fredholm de primera especie para cada modo tipo-E y tipo-H.

La resolución numérica de estas ecuaciones integrales se lleva a cabo con el Método de los Momentos-Galerkin (MMG). Tras una pequeña introducción al Método de los Momentos, resolvemos la ecuación integral del modo tipo-E con funciones base "cosenos". Comenzamos por analizar la convergencia del método en función de los parámetros numéricos involucrados (número de funciones base y número de armónicos necesarios para la suma de los elementos de la matriz de impedancia) y de las variables geométricas (anchura y separación de las cintas) y eléctricas (frecuencia de operación), dando criterios para la elección automática de dichos parámetros; el algoritmo resultante se implementa en un programa de cálculo. Una vez fijados los criterios de ejecución del algoritmo, se han comparado los resultados de nuestro método con los de otros autores. En el último epígrafe del apartado del modo tipo-E se presenta el comportamiento de este tipo de estructuras en función de la frecuencia, ángulos de incidencia y anchura de las cintas. Posteriormente se sigue la misma secuencia para la ecuación integral del modo tipo-H, escogiendo como funciones base polinomios de Chebyshev. Del análisis gráfico de los resultados obtenidos, se justifica el comportamiento de las EPICPUD de cintas como polarizadores en la región de bajas frecuencias.

## 3.2 ANTECEDENTES

### 3.2.1 Introducción

El estudio bibliográfico de la difracción de ondas electromagnéticas a través de una EPICPUD de cintas lo dividiremos en dos partes: la exposición de los métodos numéricos y analíticos sobre el tema, y las principales aplicaciones encontradas. Las referencias correspondientes al caso en que las cintas están impresas en un sustrato dieléctrico se tratará en el capítulo 4, y las aplicaciones para giradores de polarización en el 6.

### 3.2.2 Métodos de cálculo

Si el periodo de la rejilla es mucho más pequeño que la longitud de onda, las características de transmisión y reflexión de una onda plana dispersada por la rejilla pueden ser aproximadas realizando un análisis basado en un circuito equivalente que simule el comportamiento del armónico fundamental (modelo de Línea de Transmisión, epígrafe 2.3.2). Para ello se parte de una expresión *analítica* del coeficiente de reflexión en potencia para la componente perpendicular o paralela a las cintas ([2-29], [3-39]). Dicho coeficiente se "igual" al coeficiente de reflexión que presenta una impedancia inductiva  $Z_L = jX_L$  o capacitiva  $Z_C = -jX_C$  (según el campo eléctrico sea paralelo o perpendicular a las cintas, respectivamente) en paralelo con una línea de transmisión de impedancia característica  $Z_0$ , obteniendo la expresión de  $X_L$  y  $X_C$  [3-40], resultando (ver figura 3.2.2-1):

$$X_L = \frac{Z_0 D \ln(\cos(\frac{\pi W}{2D}))}{\lambda} \quad (3.2.2-1.a)$$

$$X_C = \frac{Z_0 \lambda}{4D \ln(\sin(\frac{\pi W}{2D}))} \quad (3.2.2-1.b)$$

El valor de la impedancia  $Z_0$  es:  $Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$ , simulando así el medio de propagación de la señal ( $Z_0 \approx 377$  ohmios en el vacío).



Figura 3.2.2-1

Circuito equivalente de línea de transmisión que simula la interacción de una EPICPUD de cintas con los modos tipo-E (impedancia capacitiva) y tipo-H (impedancia inductiva) a bajas frecuencias e incidencia normal.

Seguidamente pasamos a hacer una revisión bibliográfica de los métodos encontrados para el estudio de la dispersión de ondas electromagnéticas a través de las rejillas.

La primera aportación se debe a Lord Rayleigh [3-1] quien en 1907 desarrolla una teoría para analizar las perturbaciones que sufren las ondas acústicas al atravesar un enrejado periódico.

En 1954 G.L. Baldwin, A.E. Heins [3-3] estudian el problema resolviendo una ecuación integral empleando la técnica de Wiener-Hopf para el caso en que la anchura de las cintas sea igual a la separación entre ellas.

R.I. Primich [3-4] (1956) resuelve el problema para una EPICPUD utilizando una técnica variacional basada en suponer la forma del campo eléctrico en la zona de separación entre cintas; realiza experimentos que concuerdan con la teoría, incluso en el caso de incidencia no normal para una longitud de onda de 1.24 cm.

En 1960 T. Larsen [3-2] publica un resumen de las aportaciones más importantes hechas hasta la fecha de enrejados de varillas; si bien éstas no son el objeto de estudio de este trabajo, conviene citar dicho artículo por su contenido bibliográfico (contiene 83 referencias), ya que hasta los años 50-60 no se prestó atención al estudio de las EPICPUD de cintas.

A.R. Neureuther, K. Zaki [3-7] (1968) abordan el problema con el Método de la Anticipación Asintótica, lo que les permite aproximar las series infinitas que aparecen

mediante su comportamiento asintótico, acortando el número de términos necesario para efectuar las sumas.

E. Lüneburg, K. Westpfahl [3-8] (1970) resuelven rigurosamente la ecuación de Helmholtz con condiciones de contorno de Dirichlet para una EPICPUD de cintas, reduciendo la ecuación integral singular planteada para la corriente en la cinta en un problema de Riemann-Hilbert homogéneo. La complejidad matemática del trabajo es muy elevada.

I. Palóck, A. Oliner [3-26] plantean en 1970 la primera formulación multimodo para una modelización con Línea de Transmisión; estudian el caso en que el campo eléctrico es perpendicular a las cintas. Tras una definición de impedancia "estática" para bajas frecuencias, llegan a una ecuación integral cuya solución se aproxima convenientemente. Distinguen entre tres líneas de transmisión equivalentes: para el modo de orden cero, representada por una impedancia capacitiva; para los modos de orden superior que no estén en corte, simulados por una inductancia; y para los modos de orden superior en corte, representados también por inductancias.

H.A. Kalhor [3-9] (1978) aplica la técnica del Análisis Modal para los dos estados posibles de polarización, forzando las ecuaciones obtenidas en un número finito de puntos (adaptación puntual); obtiene buenos resultados con esta sencilla técnica. Posteriormente (1980) resuelve las mismas ecuaciones con una técnica basada en minimizar un funcional que da cuenta del error cuadrático que se produce al igualar el campo en los dos lados de la rejilla [3-10]; también se obtienen buenos resultados.

J. H. Richmond [3-17] (1980) estudia la convergencia de las sumas obtenidas al aplicar el Método de los Momentos-Galerkin para el caso del campo eléctrico paralelo a las cintas; para mejorar dicha convergencia, añade un factor que da cuenta del comportamiento de la corriente inducida en las cintas. Como consecuencia, el número de funciones base para describir dicha corriente disminuye considerablemente.

La dispersión de ondas electromagnéticas a través de un enrejado que tiene varias cintas de diferente anchura por periodo es planteado con Análisis Modal por M.J. Archer [3-11] (1982). Resuelve el caso particular en que el periodo de la rejilla está constituido por dos cintas de igual anchura separadas por dos espaciados diferentes aplicando el Método de los Momentos.

J.C. Brand, J. Frank Kauffman [3-13] (1985) plantean un método iterativo - basado en las teorías de I. Stakgold sobre los operadores "contractores" - formulado en el dominio espectral para EPICPUD de cintas y varillas; obtienen resultados para los



casos en los que el campo eléctrico es paralelo a las mismas, estudiando con detenimiento la convergencia de las soluciones.

R.C. Hall, R. Mittra [3-14] (1985) resuelven con el Método de los Momentos-Galerkin el problema bidimensional con el campo eléctrico paralelo a las cintas en el caso en que éstas tengan pérdidas resistivas.

T. Hosono, T. Hinata, T. Yamasaki [3-15] (1985) presentan una mejora del método de la "adaptación puntual" ("point matching") en el que con la mitad de ecuaciones simultáneas necesarias en el método convencional [3-16] se consiguen iguales resultados.

M. Ando, A. Kondo, K. Kagoshima [3-54] (1986) estudian la interacción de las EPICPUD de cintas con haces electromagnéticos teórica y experimentalmente, obteniendo buena concordancia entre teoría y experiencia.

M. Ando, K. Takei [3-18] (1987) estudian el problema tridimensional aplicando Análisis Modal. Las ecuaciones resultantes, mediante aproximaciones para baja frecuencia, son transformadas en soluciones analíticas; dichas soluciones pueden ser fácilmente la base para una modelización con un modelo de Línea de Transmisión. Obtienen resultados en función de todos los ángulos de incidencia posibles.

T. Cwik, R. Mittra [3-38] (1988) estudian los efectos de la curvatura y finitud de enrejados de cintas.

K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga publican entre 1986 y 1988 tres artículos [3-19], [3-20], [3-21] en los que resuelven el problema para los dos estados de polarización posibles con incidencia en dos y tres dimensiones. Tras una expansión de las corrientes inducidas en las cintas con funciones base coseno, se imponen las condiciones de contorno aplicando el Teorema del Muestreo en el dominio espectral. Los resultados obtenidos se comparan con los de otros autores, validando así el método.

D. Fan [3-22] (1989) utiliza un método en el que simula el enrejado como un conjunto infinito de iris en guías de onda; las ecuaciones resultantes se abordan con el Método de los Momentos; se utilizan funciones base triángulo. Adapta las soluciones obtenidas para una posterior simulación con Líneas de Transmisión.

Como una ampliación al trabajo [3-26], M. Guglielmi, A. Oliner [3-23], [3-24] (1989) plantean una descripción del problema consistente en una representación circuital multimodo del mismo. Para éllo obtienen dos formulaciones distintas: una

basada en la interacción con el "obstáculo" (cinta) y otra con la "apertura" (espacio entre cintas), que combinadas con los dos estados de polarización posibles, resultan en cuatro ecuaciones integrales que se resuelven haciendo una aproximación para bajas frecuencias. De esta forma se obtienen expresiones analíticas para las impedancias del armónico  $n$ -ésimo de Floquet en una modelización multimodo de Línea de Transmisión; la aplicación del método queda restringida por la aproximación de baja frecuencia, condicionando así la relación entre la anchura de la cinta, el periodo del enrejado y la frecuencia de operación. El primero de los autores y H. Hochstadt [3-25] (1989) presentan otro trabajo en el que dan soluciones exactas de las ecuaciones integrales antes citadas.

V. Daniele, M. Gilli, E. Viterbo [3-27] (1990) estudian el problema para un ángulo arbitrario de incidencia en un enrejado en que la separación entre cintas sea igual a la anchura de las mismas: aplican la técnica de Wiener-Hopf, obteniendo soluciones analíticas exactas en términos de series infinitas.

Los matemáticos soviéticos han realizado importantes aportaciones al problema. Las soluciones obtenidas y los métodos utilizados son de una gran complejidad, presentando un interés más matemático que físico en la mayoría de los casos. En 1961 Z.S. Agranovich, V.A. Marchenko, V.P. Shestopalov [3-5] plantean las condiciones de contorno del problema transformándolas en el problema de Riemann-Hilbert, resolviéndolo con integrales de residuos en el plano complejo. V.G. Yampolsky [3-6] (1962) analiza el problema tratado para incidencia normal, resolviendo uno de los dos estados de polarización, ya que el otro lo obtiene aplicando el Principio de Babinet; aplica un método numérico basado en la descomposición del campo magnético en la cinta en serie de Fourier. Yu. V. Pimenov, M. Yu. Chervenko [3-12] (1986) aplican el Método de la Auto-Regulación a la ecuación integral deducida para el caso en que el campo eléctrico sea paralelo a las cintas; se estudia en detalle la convergencia de las series que aparecen, a fin de minimizar su tiempo de cálculo. A.S. Sysoyev [3-37] (1988) trata el problema de la difracción de haces gaussianos a través de una rejilla, resolviendo el problema analíticamente; la estructura del campo difractado difiere respecto de la del incidente.

En los anteriores trabajos se ha despreciado el grosor de las cintas, aproximación válida para la mayoría de las aplicaciones prácticas; enumeremos a continuación algunas referencias en las que dicho grosor no se ha considerado nulo. B.J. Rubin, H.L. Bertoni [3-28] (1985) tratan el problema de barras de espesor considerable para polarización con el campo eléctrico perpendicular a dichas barras; tienen en cuenta las pérdidas resistivas y la incidencia no normal; las corrientes

superficiales son aproximadas con funciones triángulo. Y.-L. Kok, N.C. Gallagher, R.W. Ziolkowski [3-29] (1989) abordan también el problema de las barras; tras aplicar las condiciones de contorno, las ecuaciones son formuladas como un sistema dual de series que es transformado en el problema de Riemann-Hilbert; la convergencia y estabilidad de las soluciones es analizado detalladamente, así como el comportamiento de la fase del campo transmitido; el artículo presenta una complejidad matemática elevada.

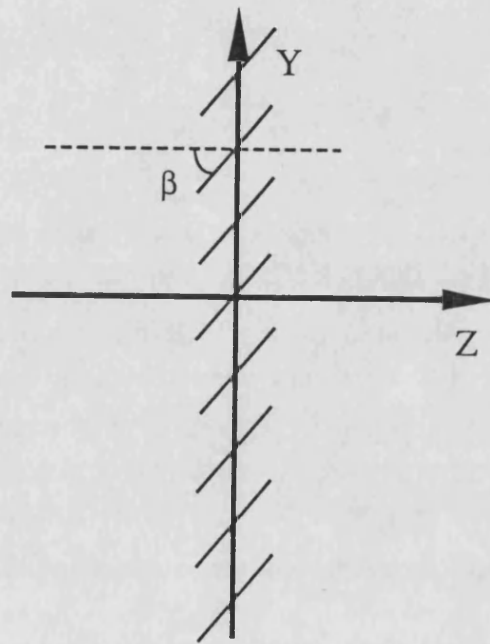


Figura 3.2.2-2

Rejilla infinita de cintas conductoras giradas un ángulo  $\beta$  respecto la normal.

Otro problema afín con el aquí expuesto es áquel en que las cintas están "giradas" un cierto ángulo  $\beta$  respecto la dirección de propagación (ver figura 3.2.2-2); si  $\beta = 90^\circ$  estaríamos en el caso de una EPICPUD normal. Citaremos también algunos de los trabajos que abordan este problema. K. Kobayashi, T. Inoue [3-30] (1984) resuelven el caso de incidencia oblicua con dos estados de polarización posibles mediante la técnica de Wiener-Hopf; la solución formal del problema tiene un número

infinito de incógnitas, que son aproximadas para un amplio margen de frecuencia; se demuestra que el comportamiento de este tipo de rejillas es similar al caso en que las cintas no estén inclinadas, presentando una función de transferencia con acusados picos de menos reflectividad que los correspondientes al caso en que  $\beta = 90^\circ$ . R. Hall, R. Mittra, K.M. Mitzner [3-31] (1988) estudian el mismo problema teniendo en cuenta la resistividad de las cintas; aplican el Método de los Momentos-Galerkin, ensayando diferentes tipos de funciones base. R.E. Jorgenson, R. Mittra [3-32] (1990) afrontan el problema calculando la función de Green en los dominios espacial y espectral, haciendo una discusión detallada sobre la obtención y convergencia de cada una; utilizan la fórmula de Poisson para acelerar el cálculo de las series, combinando las formulaciones para ambos dominios.

### 3.2.3 Aplicaciones

Una de las principales aplicaciones de los enrejados de cintas es la construcción de antenas cuyo ángulo de barrido dependa de la frecuencia, como se comentó en el apartado 2.3.3.1 [2-40]. Estas antenas se pueden implementar con una placa de cintas soportada en un dieléctrico cuya base se termina con un plano conductor. A.M. Barbosa, A.F. dos Santos, J. Figanier [3-33] (1983) hacen el estudio de este problema formulándolo como el problema de Riemann-Hilbert; la ecuación modal de la estructura es resuelta numéricamente. H.A. Kalhor [3-34] (1988) aborda el problema con Análisis Modal, fijándose principalmente en la convergencia de los resultados. J.A. Encinar [3-35] (1990) afronta el problema con análisis modal teniendo en consideración el espesor de las cintas, ensayando para el caso en que dicho espesor sea despreciable el método de la "adaptación puntual"; obtiene buenos resultados en ambos casos, y las medidas de una antena a 27 GHz validan el método desarrollado.

Los filtros angulares son dispositivos que pueden ser colocados delante de una antena para suprimir ciertas regiones angulares de radiación, afectando mínimamente al resto del diagrama de radiación; normalmente se utilizan para la eliminación de lóbulos secundarios. P.R. Franchi, R.J. Mailloux [3-41] (1983) realizan la síntesis, análisis y medidas experimentales de un filtro angular compuesto por varias etapas en cascada de rejillas de cintas; se utilizan cuatro rejillas. Se estudia el comportamiento del sistema en función de la frecuencia y del ángulo de incidencia, aplicándolo con excelentes resultados a una antena de bocina (9.7 GHz) y a otra parabólica (9.3 GHz).

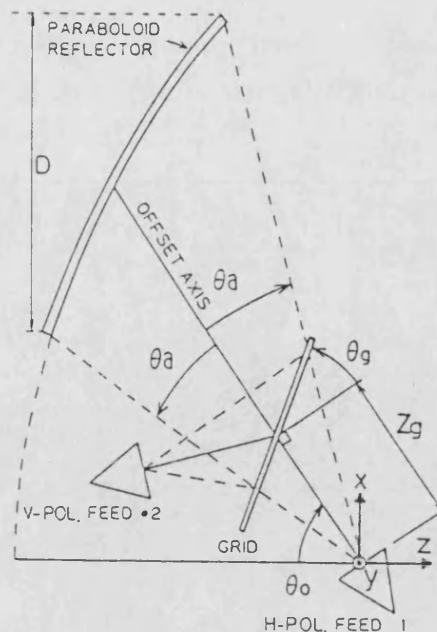


Figura 3.2.3-1

Antena reflectora tipo "offset" con una rejilla de cintas ("grid").

K. Nakamura, M. Ando [3-36] (1988) exponen la aplicación de una rejilla de cintas en una antena reflectora parabólica tipo offset. La descripción del funcionamiento de esta antena es el siguiente (ver figura 3.2.3-1): las antenas de bocina 1 y 2 emiten con polarizaciones cruzadas (el campo radiado por la antena 1 tiene el campo eléctrico en la dirección  $Y$ , mientras que la 2 emite con el campo magnético en dicha dirección); la rejilla ("grid" en la figura) presenta la dirección de las cintas en el plano del papel, por lo que la señal emergente de la antena 1 se transmite básicamente hacia la parábola, y el campo radiado por la antena 2 se refleja en la rejilla también hacia la parábola. En el trabajo se hace un especial incapié en la polarización cruzada del enrejado, ensayándose dos tipos de rejillas, una plana y otra curvada; se estudian los diagramas de radiación en función de los parámetros geométricos de la rejilla y del ángulo  $\theta_g$ . Los autores se basan en un trabajo publicado por el primero de ellos [3-18].

Para resolver el problema se ha decidido, a la vista de la bibliografía expuesta, abordarlo con la técnica del Análisis Modal, debido a que es fácilmente implementable en un ordenador, y promete, a priori, garantizar buenos resultados. La solución de las ecuaciones integrales resultantes se ha realizado con el Método de los Momentos-Galerkin; las corrientes inducidas en las cintas se aproximan con funciones base de dominio completo: cosenos (para el modo tipo-E) y polinomios de Chebyshev (para el

modo tipo-H), añadiendo una condición de contorno que da cuenta del comportamiento en los bordes de las cintas, disminuyendo así el tiempo de cálculo del algoritmo[2-14].

### 3.3 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA: CONDICIONES DE CONTORNO

Nos planteamos resolver el problema de la dispersión de una onda electromagnética plana linealmente polarizada que incide oblicuamente en una EPICPUD de cintas. Respecto a la rejilla, adoptaremos tres hipótesis de trabajo que nos permitirán facilitar considerablemente el tratamiento del mismo, pero que limitarán las características y propiedades de los materiales empleados en una posterior implementación real:

- i) No consideraremos pérdidas ni en los dieléctricos ni en los conductores, aproximaciones válidas teniendo en cuenta que los materiales con que se construyen este tipo de dispositivos presentan pérdidas muy bajas.
- ii) Admitiremos que el grosor de las cintas es cero. Esta aproximación es válida siempre que las cintas empleadas tengan un espesor mucho menor que la longitud de onda de operación, pero suficientemente grande para que las cintas no puedan ser traspasadas por la radiación (lo que exige que el grosor de las cintas sea bastante mayor que la profundidad de penetración de la onda en dicho medio).
- iii) Supondremos que la rejilla es infinita, lo que en el caso de un prototipo real conllevará la aparición de unos efectos de borde a tener en cuenta.

La geometría a emplear es la descrita en la figura 3.3-1. La onda incide de forma que el vector número de ondas incidente forme los ángulos  $\theta$ ,  $\phi$  con el sistema de coordenadas ligado a la rejilla. Las cintas están contenidas en el plano XY, siendo paralelas al eje X. En el eje Y distinguiremos dos regiones en un periodo D: la zona ocupada por la cinta (M) y la apertura entre cintas (A); a la suma de las dos regiones la denotaremos por T ( $T = M+A$ ) (ver figura 3.3-2).

Dividiremos el espacio en dos regiones separadas por el plano  $Z=0$  (plano donde está situada la rejilla): la región (1) (semiespacio  $Z<0$ ) y la región (2) (semiespacio  $Z>0$ ). La onda incidente (denotada con "i") ilumina la rejilla desde la región (1), propagándose por tanto en el sentido  $Z>0$  ("+"); dicha onda es parcialmente reflejada ("r") y transmitida ("t"). Las ondas reflejadas y transmitidas, serán, por hipótesis, la combinación lineal más general de los armónicos vectoriales de Floquet generados por la estructura dispersora conforme la expresión (2.2.4-1). Las ondas reflejadas permanecerán en el semiespacio (1), y llevarán el sentido  $Z<0$  ("-"); las ondas transmitidas ocuparán la región (2) y tendrán el sentido  $Z>0$  ("+"). Así pues, el

semiespacio (1) estará ocupado por la suma de las ondas incidente y reflejadas, mientras que en el (2) existirá solamente el campo transmitido.

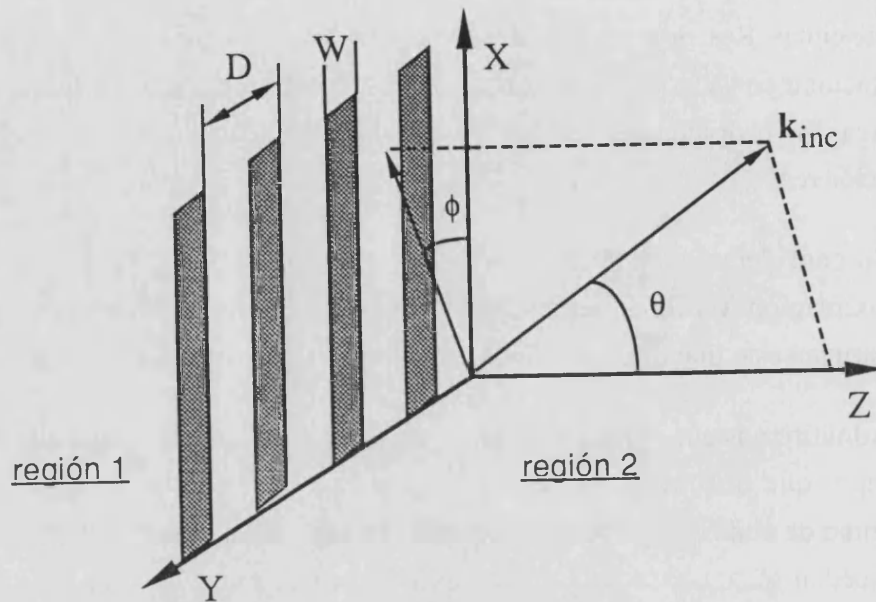


Figura 3.3-1

Sistema de referencia asociado al estudio de una EPICPUD de cintas; sobre esta EPICPUD incide una onda oblicuamente sobre la rejilla con los ángulos habituales de las coordenadas esféricas  $\theta$ ,  $\phi$ . El espacio es dividido en dos regiones: región 1 (semiespacio  $Z < 0$ ) y región 2 (semiespacio  $Z > 0$ ). La onda incide desde la región 1 hacia la región 2.

En el apartado 2.2.7 se descompone una onda plana linealmente polarizada como combinación lineal de modos tipo-E, tipo-H del armónico cero de Floquet. Supondremos que la onda incidente no corresponde al armónico cero, sino que corresponde al armónico  $p$ -ésimo de Floquet; la descomposición de 2.2.7 es igualmente aplicable. Conviene puntualizar que la iluminación de onda plana incidente corresponde al caso  $p=0$ , y que para que sobre una rejilla incida un armónico  $p \neq 0$  de Floquet, dicho armónico deberá haber sido difractado por otra rejilla de igual periodo  $D$ . La razón de esta elección está en la posterior aplicación del método desarrollado en este capítulo para estudiar la interacción de una EPICPUD de cintas con un dieléctrico haciendo uso de la TMDG (capítulo 4).



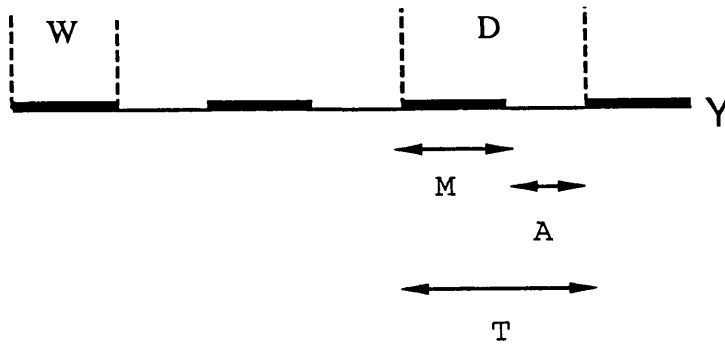


Figura 3.3-2

Regiones en que se divide el periodo elemental ( $T$ ) de una EPICPUD de cintas: zona ocupada por la cinta ( $M$ ) y apertura entre cintas ( $A$ ).

En consecuencia de los dos párrafos anteriores, y de las ecuaciones (2.2.4-1) y (2.2.4-2) podemos expresar las componentes transversales (" $t$ ") de los campos incidente, reflejado y transmitido de la siguiente forma:

Campo incidente:

$$\vec{E}_t^i(\vec{r}) = [a_p^{i'} \vec{e}_p^{+'}(x,y) + a_p^{i''} \vec{e}_p^{+''}(x,y)] e^{-jk_z p z} \quad (3.3-1.a)$$

$$\vec{H}_t^i(\vec{r}) = [a_p^{i'} \vec{h}_p^{+'}(x,y) + a_p^{i''} \vec{h}_p^{+''}(x,y)] e^{-jk_z p z} \quad (3.3-1.b)$$

Campo reflejado:

$$\vec{E}_t^r(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{r'} \vec{e}_n^{-'}(x,y) + a_n^{r''} \vec{e}_n^{-''}(x,y)] e^{+jk_z n z} \quad (3.3-2.a)$$

$$\vec{H}_t^r(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{r'} \vec{h}_n^{-'}(x,y) + a_n^{r''} \vec{h}_n^{-''}(x,y)] e^{+jk_z n z} \quad (3.3-2.b)$$

Campo transmitido:

$$\vec{E}_t^t(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{t'} \vec{e}_n^{+'}(x,y) + a_n^{t''} \vec{e}_n^{+''}(x,y)] e^{-jk_z n z} \quad (3.3-3.a)$$

$$\vec{H}_t^t(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{t'} \vec{h}_n^{+'}(x,y) + a_n^{t''} \vec{h}_n^{+''}(x,y)] e^{-jk_z n z} \quad (3.3-3.b)$$

Los campos *totales* en las regiones (1) y (2) quedan:

Región (1):

$$\vec{E}_t^{(1)}(\vec{r}) = \vec{E}_t^i(\vec{r}) + \vec{E}_t^r(\vec{r}) \quad (3.3-4.a)$$

$$\vec{H}_t^{(1)}(\vec{r}) = \vec{H}_t^i(\vec{r}) + \vec{H}_t^r(\vec{r}) \quad (3.3-4.b)$$

Región (2):

$$\vec{E}_t^{(2)}(\vec{r}) = \vec{E}_t^t(\vec{r}) \quad (3.3-5.a)$$

$$\vec{H}_t^{(2)}(\vec{r}) = \vec{H}_t^t(\vec{r}) \quad (3.3-5.b)$$

El primer paso es aplicar las condiciones de contorno del campo electromagnético en los dos lados de la interfase. (La aplicación de dichas condiciones de contorno sobre las componentes tangenciales de los campos es suficiente en el caso de campos armónicos, ya que las condiciones para las componentes normales se pueden deducir a partir de la aplicación de las condiciones de contorno para las componentes tangenciales [2-19]):

#### 1) CONTINUIDAD DEL CAMPO ELECTRICICO TANGENCIAL EN A:

Las componentes del campo eléctrico tangenciales a la interfase son iguales en ambos lados de la apertura A. Formalmente:

$$\vec{u}_z \times [\vec{E}^{(2)} - \vec{E}^{(1)}] = 0 \quad \text{si } y \in A \quad \Rightarrow \quad \vec{E}_t^i + \vec{E}_t^r = \vec{E}_t^t \quad \text{si } y \in A \quad (3.3-6)$$

Esta ecuación se puede desdoblar, teniendo en cuenta que no existe acoplamiento de modos tipo-E, tipo-H (como se comentó en 2.2.5) en una ecuación para cada modo:

$$\vec{E}_t^{i\alpha} + \vec{E}_t^{r\alpha} = \vec{E}_t^{t\alpha} \quad \text{si } y \in A \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (3.3-7)$$

y resolverla genéricamente.

La expresión (3.3-7) puede desarrollarse en el plano  $Z=0$  de la forma:

$$a_p^{i\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow+\alpha}(x,y) + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{r\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow-\alpha}(x,y)] = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} [a_n^{t\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow+\alpha}(x,y)] \quad (3.3-8)$$

dicha expresión debe verificarse para todo  $X$  del plano  $Z=0$  simultáneamente; por tanto, la dependencia en  $X$  que lleva implícita dicha expresión puede eliminarse, resultando:

$$a_p^{i\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow+\alpha} \Phi_p(y) + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n^{r\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow-\alpha} \Phi_n(y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n^{t\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow+\alpha} \Phi_n(y) \quad (3.3-9)$$

donde la dependencia en  $Y$  se ha extraído de los armónicos vectoriales de Floquet.

La expresión 3.3-9 se satisface en la apertura entre cintas ( $A$ ), pero como el campo eléctrico total es cero a ambos lados de las cintas (condición de contorno que impondremos posteriormente), se puede aplicar el producto hermítico definido en (2.2.5-1) a ambos lados de dicha expresión, es decir, en todo el dominio  $T$ , obteniendo:

$$a_p^{i\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow+\alpha} \langle \Phi_p, \Phi_q \rangle + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n^{r\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow-\alpha} \langle \Phi_n, \Phi_q \rangle = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n^{t\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow+\alpha} \langle \Phi_n, \Phi_q \rangle \quad (3.3-10)$$

Teniendo en cuenta la relación de ortonormalidad de las funciones  $\Phi_n$  (2.2.5-2):  $\langle \Phi_n, \Phi_m \rangle = \delta_{n,m}$ , se tiene:

$$\text{si } n = p \Rightarrow a_p^{i\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow+\alpha} + a_p^{r\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow-\alpha} = a_p^{t\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow+\alpha} \quad (3.3-11.a)$$

$$\text{si } n \neq p \Rightarrow a_l^{r\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow-\alpha} = a_l^{t\alpha} \vec{e}_n^{\rightarrow+\alpha} \quad (3.3-11.b)$$

Considerando que  $\vec{e}_n^{+'} = \vec{e}_n^{-'}$  y  $\vec{e}_n^{+''} = -\vec{e}_n^{-''}$  se llega a las ecuaciones que relacionan los coeficientes de los campos reflejados y transmitidos:

Tabla 3.3-1

MODO TIPO-E	MODO TIPO-H
$a_p^{i'} + a_p^{r'} = a_p^{t'}$	$a_p^{i''} - a_p^{r''} = a_p^{t''}$
$a_n^{r'} = a_n^{t'}$ si $n \neq p$	$a_n^{r''} = -a_n^{t''}$ si $n \neq p$

Conocida la alimentación del sistema, la "única" incógnita del problema es calcular el campo reflejado, ya que el transmitido queda unívocamente determinado por estas expresiones.

**2) DISCONTINUIDAD DEL CAMPO MAGNETICO TANGENCIAL EN M:**

Las componentes del campo magnético tangenciales a la interfase en la región de las cintas (M) son discontinuas; el valor de dicha discontinuidad viene dado por la corriente superficial  $\vec{J}_s$  inducida en el conductor. Formalmente:

$$\vec{u}_z \times [\vec{H}^{(2)} - \vec{H}^{(1)}] = \vec{J}_s \text{ si } y \in M \tag{3.3-12}$$

La corriente  $\vec{J}_s$  depende en general de las coordenadas X,Y, variando a lo largo y ancho de la cinta; dada la simetría del problema, la dependencia en X se puede omitir, puesto que es de la forma:

$$\vec{J}_s = \vec{J}_s(x,y) = \vec{J}_s(y) e^{-jk_x x} \tag{3.3-13}$$

Por tanto, descomponiendo la corriente  $\vec{J}_s$  en sus componentes cartesianas:  $\vec{J}_s = J_x \vec{u}_x + J_y \vec{u}_y$ , la ecuación (3.3-12) se puede desdoblar en dos ecuaciones escalares:

$$[H_x^{(2)} - H_x^{(1)}] = J_y(y) e^{-jk_x x} \tag{3.3-14.a}$$

$$[H_y^{(2)} - H_y^{(1)}] = -J_x(y) e^{-jk_x x} \tag{3.3-14.b}$$

Aplicando la condición (3.3-14) a los campos (3.3-4.b), (3.3-5.b), y teniendo en cuenta los resultados de la tabla 3.3-1, y que  $\vec{h}_n^{r'+} = -\vec{h}_n^{r'-}$  y  $\vec{h}_n^{r''+} = \vec{h}_n^{r''-}$  se tiene:

$$\left[ (-2 \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n^{r'} \vec{h}_n^{r'-} \Phi_n) + (-2 \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n^{r''} \vec{h}_n^{r''-} \Phi_n) \right] \begin{Bmatrix} \vec{u}_x \\ \vec{u}_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} J_y \\ -J_x \end{Bmatrix} \quad (3.3-15)$$

La corriente inducida en la dirección Y puede ser expresada como la superposición de las corrientes engendradas por los modos tipo-E y tipo-H:  $J_y = J_y' + J_y''$ , con lo que la ecuación (3.3-15) se desglosa en tres ecuaciones escalares:

$$\frac{2}{\mu} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} k_{zn} a_n^{r'} \Phi_n(y) = J_y'(y) \quad (3.3-16.a)$$

$$\frac{-2 k_x}{\omega \mu \epsilon} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} k_{yn} a_n^{r''} \Phi_n(y) = J_y''(y) \quad (3.3-16.b)$$

$$\frac{-2}{\omega \mu \epsilon} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (k^2 - k_{yn}^2) a_n^{r''} \Phi_n(y) = J_x(y) \quad (3.3-16.c)$$

Los coeficientes del campo se pueden despejar fácilmente de dichas ecuaciones; para ello calculamos el producto interior definido en 2.2.5-1 de la corriente:

$$\mathcal{J}_{\beta m}(k_{ym}) \equiv \langle J_{\beta}, \Phi_m \rangle = \frac{1}{\sqrt{D}} \int_M J_{\beta}(y) e^{jk_{ym}y} dy ; \beta=x,y \quad (3.3-17)$$

donde  $\mathcal{J}_{\beta m}$  puede ser interpretado como la transformada de Fourier de la corriente en la cinta.

Si tomamos productos escalares en las ecuaciones (3.3-16), teniendo en cuenta la propiedad de ortonormalidad (2.2.5-2), dichas ecuaciones se transforman en:

$$\frac{2}{\mu} k_{z_n} a_n^{r'} = \mathcal{J}_{y_n}'(k_{y_n}) \quad (3.3-18.a)$$

$$\frac{-2 k_x}{\omega \mu \epsilon} k_{y_n} a_n^{r''} = \mathcal{J}_{y_n}''(k_{y_n}) \quad (3.3-18.b)$$

$$\frac{-2}{\omega \mu \epsilon} (k^2 - k_{y_n}^2) a_n^{r''} = \mathcal{J}_{x_n}(k_{y_n}) \quad (3.3-18.c)$$

expresiones de las que se despeja automáticamente los coeficientes de los campos:

$$a_n^{r'} = \frac{\mu}{2k_{z_n}} \mathcal{J}_{y_n}'(k_{y_n}) \quad (3.3-19.a)$$

$$a_n^{r''} = \frac{-\omega \mu \epsilon}{2(k^2 - k_{y_n}^2)} \mathcal{J}_{x_n}(k_{y_n}) \quad (3.3-19.b)$$

Estas ecuaciones expresan el campo reflejado en función de la transformada de Fourier de las corrientes; nuestro siguiente objetivo será aplicar otra condición de contorno que nos permita obtener dichas corrientes. La ecuación (3.3-18.b) no ha sido utilizada, considerándose ésta como una ecuación complementaria que deberán satisfacer las soluciones encontradas al problema. La causa de no haber escogido esta ecuación es que en el caso de incidencia normal carece de sentido.

### 3) ANULACION DEL CAMPO ELECTRICO TANGENCIAL EN M:

La componente del campo eléctrico total paralela a la superficie de un conductor perfecto es cero. Formalmente:

$$\vec{E}_t^{(1)} = \vec{E}_t^i + \vec{E}_t^r = 0 \quad \text{si } y \in M \quad (3.3-20)$$

Introduciendo en dicha ecuación los campos (3.3-1.a), (3.3-2.a), y haciendo uso del principio de independencia lineal entre modos tipo-E, tipo-H, esta ecuación se descompone en otras dos:

$$a_p^{i\alpha} \vec{e}_p^{\rightarrow+\alpha} \Phi_p = - \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} [a_m^{r\alpha} \vec{e}_m^{\rightarrow-\alpha} \Phi_m] \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (3.3-21)$$

Sustituyendo (3.3-19) en (3.3-21), y tras algunas manipulaciones matemáticas se obtienen tres ecuaciones, de las cuales escogemos dos por la misma causa citada al final del párrafo anterior (2)):

$$\frac{-2}{\mu} a_p^{i'} (k^2 - k_{y_p}^2) \Phi_p(y) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{k^2 - k_{y_m}^2}{k_{z_m}} \Phi_m(y) J_{y_m}'(k_{y_m})$$

(3.3.-22.a)

$$\frac{-2}{\omega \mu \epsilon} a_p^{i''} k_{z_p} \Phi_p(y) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{k_{z_m}}{k^2 - k_{y_m}^2} \Phi_m(y) J_{x_m}(k_{y_m})$$

(3.3.-22.b)

La solución de estas dos ecuaciones será el objetivo del resto de este capítulo.

Finalmente, conviene definir los coeficientes de transmisión (T) y reflexión (R) en potencia para el armónico n emergente de una placa. Teniendo en cuenta las relaciones (2.2.6-4) y la notación utilizada en este apartado resulta:

$$T_n^\alpha \equiv \frac{P_n^{t\alpha}}{P_p^{i\alpha}} \quad R_n^\alpha \equiv \frac{P_n^{r\alpha}}{P_p^{i\alpha}} \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (3.3-23.a)$$

La potencia *total* transmitida o reflejada por la placa de cintas por *todos* los armónicos de Floquet se expresa mediante los coeficientes:

$$T^\alpha \equiv \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} T_n^\alpha \quad ; \quad R^\alpha \equiv \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} R_n^\alpha \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (3.3-23.b)$$

Como no se han considerado pérdidas, el Principio de Conservación de la Energía exige:

$$T^\alpha + R^\alpha = 1 \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (3.3-24)$$

independientemente para cada modo tipo-E, tipo-H. Dicha condición servirá para testear los algoritmos de cálculo realizados.

Teniendo presentes las relaciones (2.2.6-4) que definen la potencia asociada a cada armónico y los resultados de la tabla 3.3-1, es inmediato deducir que la potencia transmitida por cualquier armónico n que no sea el incidente (n≠p) es igual a la reflejada por dicho armónico, es decir:

$$T_n^\alpha = R_n^\alpha \quad \text{si } n \neq p \quad ; \quad \alpha = ', " \quad (3.3-25)$$

Nos referiremos a  $\arg(T_n^\alpha)$ ,  $\arg(R_n^\alpha)$  como a la fase del coeficiente del armónico vectorial de Floquet correspondiente, es decir:

$$\arg(T_n^\alpha) \equiv \arg(a_n^t \alpha) \quad ; \quad \arg(R_n^\alpha) \equiv \arg(a_n^r \alpha) \quad ; \quad \alpha = ', "$$



### 3.4 SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES INTEGRALES DE LOS MODOS TIPO-E, TIPO-H

#### 3.4.1 Introducción

Las ecuaciones (3.3-22.a) y (3.3-22.b) pueden desarrollarse explicitando  $J_{\beta_m}$  e intercambiando el orden de la suma y la integral:

$$\frac{-2}{\mu} a_p^{i'} (k^2 - k_{y_p}^2) \Phi_p(y) = \int_M \left[ \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{k^2 - k_{y_m}^2}{k_{z_m}} \Phi_m(y) \Phi_m^*(y') \right] J_y'(y') dy'$$

(3.4.1-1.a)

$$\frac{-2}{\omega \mu \epsilon} a_p^{i''} k_{z_p} \Phi_p(y) = \int_M \left[ \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{k_{z_m}}{k^2 - k_{y_m}^2} \Phi_m(y) \Phi_m^*(y') \right] J_x(y') dy'$$

(3.4.1-1.b)

Ambas ecuaciones corresponden a la forma funcional:

$$g(y) = \int_M K(y, y') J(y') dy' \quad (3.4.1-2)$$

expresión en la que  $g$ ,  $K$  son conocidas y  $J$  es la incógnita; a este tipo de expresiones se les denomina *ecuaciones integrales* y la función  $K$  se conoce como *núcleo de la ecuación integral*; su estudio está ampliamente extendido en diferentes parcelas de la Física [3-42]. Las ecuaciones integrales se clasifican en diferentes grupos; (3.4.1-1) corresponden a las denominadas ecuaciones integrales de Fredholm de primera especie.

La solución analítica de este tipo de ecuaciones es inviable en la mayoría de los casos, siendo necesario recurrir a métodos numéricos, existiendo varias posibilidades entre las que destacan las soluciones variacionales, el Método de los Momentos y el Método del Gradiente Conjugado. En vista de la bibliografía revisada se ha decidido optar por el Método de los Momentos para la resolución de las mismas, por su

versatilidad, fácil implementación en un ordenador, referencias orientativas al mismo y presumible éxito de los resultados.

### 3.4.2 El Método de los Momentos

La idea de transformar ecuaciones lineales funcionales en ecuaciones lineales matriciales se debe al ingeniero ruso Galerkin alrededor del año 1920; la aplicación de esta técnica en electromagnetismo conocida como Método de los Momentos (MM) fue formulada por R.F. Harrington en 1967 [3-43].

Muchos problemas electromagnéticos pueden ser formulados en términos de una ecuación de operadores:

$$\mathbf{L} f = g \quad (3.4.2-1)$$

donde  $\mathbf{L}$  es un operador lineal integro-diferencial,  $f$  es una función desconocida y  $g$  es conocida.  $\mathbf{L}$  define una aplicación lineal entre dos conjuntos:

$$D(\mathbf{L}) \rightarrow R(\mathbf{L}) \quad (3.4.2-2)$$

denominados *dominio del operador* ( $D(\mathbf{L})$ ), que representa el conjunto de funciones sobre las que  $\mathbf{L}$  actúa, y *rango del operador* ( $R(\mathbf{L})$ ), constituido por el conjunto  $\mathbf{L}(D(\mathbf{L}))$ .

Se define un producto hermítico  $\langle | \rangle$  en  $D(\mathbf{L})$  y  $R(\mathbf{L})$  que cumple las propiedades:

- i)  $\langle u | v \rangle = \langle v | u \rangle^*$
- ii)  $\langle \alpha u + \beta v | f \rangle = \alpha \langle u | f \rangle + \beta \langle v | f \rangle$
- iii)  $\langle f | f \rangle \geq 0$
- iv)  $\langle f | f \rangle = 0 \Leftrightarrow f = 0$

condiciones que deben verificarse para cualquier pareja de números complejos  $\alpha, \beta$  y para cualesquiera funciones  $u, v, f$  de los conjuntos  $D(\mathbf{L})$  y  $R(\mathbf{L})$ . El producto hermítico:

$$\langle u | v \rangle \equiv \int_M u v^* dy \quad (3.4.2-3)$$

responde a las propiedades exigidas. Recordemos que esta integral se define en el dominio  $M$ , mientras que el producto (2.2.5-1) denotado como  $\langle, \rangle$  se extiende a todo el periodo  $T$ .

El primer paso es expandir la función  $f$  como combinación lineal de un conjunto completo de funciones base  $\{f_n\}$  definidas en  $D(L)$ , con unos coeficientes desconocidos  $\{I_n\}$ ; el número necesario de funciones base será, en general, infinito, si bien desde un punto de vista computacional deberá ser truncado a un tamaño finito  $N$ :

$$f \approx f_{(N)} \equiv \sum_{n=1}^{n=N} I_n f_n \quad (3.4.2-4)$$

Sustituyendo (3.4.2-4) en (3.4.2-1), se tiene:

$$g_{(N)} \equiv L f_{(N)} = \sum_{n=1}^{n=N} I_n L f_n \approx g \quad (3.4.2-5)$$

Se define el *residuo*  $R_{(N)}$  de la forma:

$$R_{(N)} \equiv g_{(N)} - g \quad (3.4.2-6)$$

Si el residuo  $R_{(N)} = 0$ , habríamos dado con la solución "exacta" a nuestro problema; es decir, el residuo es una medida del error cometido en la aproximación (3.4.2-5).

El siguiente paso es elegir un nuevo conjunto de funciones base  $\{w_n\}$  en  $R(L)$ , denominadas *funciones peso*, y forzar a que el valor del residuo ponderado por cada función  $w_n$  se anule en un número finito  $N$  de dichas funciones peso:

$$\langle w_m | R_{(N)} \rangle = 0 \quad ; \quad m = 1 \dots N \quad (3.4.2-7)$$

Sustituyendo (3.4.2-5) y (3.4.2-6) en (3.4.2-7) se obtiene:

$$\langle w_m | \sum_{n=1}^{n=N} I_n L f_n \rangle = \langle w_m | g \rangle \quad ; \quad m = 1 \dots N \quad (3.4.2-8)$$

que utilizando las propiedades de linealidad del operador  $L$  se reduce a:

$$\sum_{n=1}^{n=N} Z_{mn} I_n^* = V_m \quad ; \quad m = 1 \dots N \quad (3.4.2-9)$$

donde:  $V_m \equiv \langle w_m | g \rangle$ ;  $Z_{mn} \equiv \langle w_m | L f_n \rangle$ . La ecuación (3.4.2-9) es de tipo matricial:  $Z I^* = U$ , por lo que se pueden despejar los coeficientes  $\{I_n\}$  invirtiendo la matriz  $Z$  (conocida como *matriz de impedancias*); el vector  $U$  es denominado *vector*

*excitación*, ya que se deduce a partir de la onda incidente sobre el sistema. De esta forma hemos transformado la ecuación integro-diferencial (3.4.2-1) en una ecuación algebraica.

Las principales dificultades del MM radican en la elección de las funciones  $\{f_n\}$ ,  $\{w_n\}$  y en la inversión de la matriz de impedancias, habiendo diferentes variantes que combinan dichas funciones: si las funciones peso son deltas de Dirac se tiene el Método de la "adaptación puntual" ("point-matching"); el Método de los Momentos-Galerkin (MMG) escoge como funciones peso  $\{w_n\}$  las mismas funciones  $\{f_n\}$ ; el procedimiento de los "mínimos cuadrados" ("least-squares") elige de funciones peso las resultantes de aplicar el operador  $L$  a las funciones  $\{f_n\}$ .

El MM es aplicable con éxito en muchos problemas electromagnéticos, aunque tiene claras limitaciones, ya que no siempre asegura la convergencia de las soluciones a medida que  $N$  aumenta, y requiere invertir y almacenar matrices de impedancia de considerable tamaño con objetos eléctricamente grandes. Para las ecuaciones que nos ocupa resolver (3.4.1-1), la abundante bibliografía que aplica el MMG en la resolución de las mismas nos ha animado al uso del mismo.

La bibliografía general de ecuaciones integrales y del MM es muy amplia. Para el desarrollo de la presente memoria se han consultado: [3-42], [3-44], [3-45], [3-46], [3-47], [3-48], [3-49], [3-50], [3-51].

### 3.4.3 Ecuación integral del modo tipo-E

#### 3.4.3.1 Aplicación del MMG a la ecuación integral del modo tipo-E

Una vez descritos los fundamentos del MM, desarrollaremos en este apartado la aplicación del MMG a la ecuación integral (3.4.1-1.a), correspondiente a la incidencia del modo tipo-E.

Hemos escogido funciones base de dominio completo para describir la corriente en la cinta [3-21]:

$$f_n(y) = \Phi_0(y) \sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} \cos\left(\frac{n\pi}{W} y\right), y \in M; n=1..N \quad (3.4.3.1-1)$$

con  $h \equiv W/2$ . El término de la raíz da cuenta del comportamiento de la corriente en los bordes de la cinta [3-52], [3-53]. La incorporación de dicho factor permite disminuir el número de funciones base  $N$  - como se analizará posteriormente - ya que "facilita" la

descripción de la corriente en las cintas. Dichas funciones cumplen las condiciones de continuidad y derivabilidad requeridas en el intervalo M, constituyendo un conjunto completo sobre el mismo. Por último, el factor  $\Phi_0(y)$  se introduce para dar cuenta de que la variación de fase en la corriente es la producida por la onda incidente.

Pasemos a calcular los elementos de la matriz de impedancias y del vector excitación. Después de algunas manipulaciones matemáticas se tiene:

$$L f_n = \frac{\pi}{2D} \sum_{i=-\infty}^{i=+\infty} G_i' \Phi_i(y) F(i,n) \quad (3.4.3.1-2.a)$$

$$V_m = \langle f_m | g \rangle = \frac{-\pi (k^2 - k_{yp}^2) a_p^{i'*}}{\mu D} F(p,m) \quad (3.4.3.1-2.b)$$

$$Z_{mn} = \langle f_m | L f_n \rangle = \left(\frac{\pi}{2D}\right)^2 \sum_{i=-\infty}^{i=+\infty} G_i'^* F(i,m) F(i,n)^* \quad (3.4.3.1-2.c)$$

donde se han definido las expresiones:

$$G_i' \equiv \frac{k^2 - k_{yi}^2}{k_{zi}} \quad (3.4.3.1-3.a)$$

$$F(m,n) \equiv \frac{J_1\left(\frac{\pi W}{D} m + \frac{\pi}{2} n\right)}{\frac{2\pi}{D} m + \frac{\pi}{W} n} + \frac{J_1\left(\frac{\pi W}{D} m - \frac{\pi}{2} n\right)}{\frac{2\pi}{D} m - \frac{\pi}{W} n} \quad (3.4.3.1-3.b)$$

siendo  $J_1(x)$  la función de Bessel de primera especie de orden 1 y argumento real x. Finalmente quedan por calcular los coeficientes de reflexión de los diferentes armónicos de Floquet; aplicando (3.3-19.a) se tiene:

$$a_n r' = \frac{\mu}{2k_{zn}} \int_M J_y'(y) \Phi_n^*(y) dy \approx \frac{\mu\pi}{4Dk_{zn}} \sum_{m=1}^{m=N} I_m F(n,m) \quad (3.4.3.1-4)$$

Así pues, calculados los coeficientes  $\{I_n\}$ , el cálculo de los coeficientes de reflexión es inmediato con la anterior expresión.

La resolución con el MMG ha sido implementada en el programa FORTRAN CINTAS\_TE, desarrollado en un VAX 4000-200; el algoritmo de dicho programa se detalla en el apéndice 7.

### 3.4.3.2 Análisis de la convergencia

El cálculo de los elementos de la matriz de impedancias (3.4.3.1-2.c) debe ser aproximado por una suma finita de términos, ya que dicha serie no es sumable analíticamente. La suma se extenderá desde  $-M$  hasta  $M$ , siendo  $2M+1$  el número de sumandos, con lo que:

$$Z_{mn} = \left(\frac{\pi}{2D}\right)^2 \sum_{i=-\infty}^{i=+\infty} G_i^* F(i,m) F(i,n)^* \approx \left(\frac{\pi}{2D}\right)^2 \sum_{i=-M}^{i=+M} G_i^* F(i,m) F(i,n)^* \quad (3.4.3.2-1)$$

La aplicación del MMG lleva asociada la elección de dos constantes enteras que condicionan la exactitud de los resultados y el tiempo de cálculo del algoritmo implementado. Estas constantes son el número de funciones base para representar la corriente ( $N$ ) y el número de armónicos de Floquet sumados en (3.4.3.2-1) ( $M$ ). Como el rango de la matriz de impedancias es  $N$ , deberemos intentar que dicho número sea lo más pequeño posible a fin de invertir una matriz de orden más bajo; de otro lado, también conviene hacer las sumas de los elementos de la matriz de impedancias con el menor número de términos. El estudio de la convergencia y estabilidad de las soluciones en función de una elección óptima de estos parámetros  $N$  y  $M$  será el objetivo de este apartado.

El primer paso es analizar bajo qué condiciones la serie (3.4.3.2-1) es convergente. Los sumandos de dicha serie pueden ser aproximados (ver apéndice 2):

$$G_i^* F(i,m) F(i,n)^* \underset{i \rightarrow \infty}{\approx} \frac{-j2D^2}{W\pi^3} \frac{1}{|l|^2} \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \left[1 - \operatorname{sen}\left(\frac{2W\pi}{D} |l|\right)\right] \quad (3.4.3.2-2)$$

siempre que se cumplan tres condiciones:

$$1) |l| \gg \frac{D}{2W} N \quad (3.4.3.2-3)$$

$$2.a) |l| \gg \frac{D}{\lambda} \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi \quad (3.4.3.2-4.a)$$

$$2.b) |l| \gg \frac{D}{\lambda} \sqrt{1 - \operatorname{sen}^2\theta \cos^2\phi} \quad (3.4.3.2-4.b)$$

Definiremos la *región asintótica de la serie* como el conjunto infinito de términos a partir de un  $i$  en los que la aproximación (3.4.3.2-2) es válida. La serie que nos ocupa

es sumable en dicha región asintótica porque es convergente [2-5]. Una vez alcanzada dicha región asintótica necesitaremos un número no muy elevado de términos para realizar la suma; al mínimo número  $M$  utilizado para alcanzar un resultado "aceptable" (convergencia de por los menos 3 cifras significativas) se le denominará  $M_{\min}$ .

### 3.4.3.2.1 Estudio de la convergencia en función de $N$

Se comenzó por analizar la convergencia de las soluciones en función del número de funciones base ( $N$ ) empleadas para describir la corriente en la cinta. Se fijó el número de armónicos en una cantidad suficientemente grande,  $M=300$ , a fin de asegurar que nos encontráramos en la región asintótica con toda seguridad. Abordamos el estudio en tres situaciones claramente diferenciadas en cuanto al número de armónicos de Floquet propagativos:

- i) Un caso en que sólo se propaga el armónico de orden cero ( $D/\lambda=0.2$ ) y los otros están lejanos a la situación de corte.
- ii) Una segunda situación cercana al corte, en la que hay tres armónicos propagándose ( $D/\lambda=1.25$ ).
- iii) Una tercera en que hay 11 armónicos propagándose ( $D/\lambda=5$ ).

En las gráficas expuestas a continuación se representa el coeficiente de transmisión en potencia  $T'$  definido en (3.3-23.b) en función de  $N$  para diferentes situaciones.

En las figuras 3.4.3.2.1-1, 2, 3 se analizaron las tres situaciones expuestas respectivamente para el caso de incidencia normal  $\theta=0^\circ$  y tres tipos de cintas: cintas finas ( $W/D=0.1$ ), cintas medianas ( $W/D=0.5$ ) y cintas anchas ( $W/D=0.9$ ). Se observa del análisis de las curvas que a mayor anchura de las cintas se hace necesario un  $N$  mayor; este fenómeno puede ser entendido pensando que si las cintas son más "grandes" serán necesarias más funciones base para describir la corriente superficial inducida en dichas cintas. Respecto la frecuencia de operación, se aprecia que para las situaciones i), ii) con  $N=4$  ó  $5$  es suficiente para obtener una convergencia en 3 cifras significativas. Si estamos en el caso iii) la estabilidad de las soluciones tarda más en alcanzarse, especialmente para el caso  $W/D=0.9$ , requiriéndose un  $N$  mayor. A frecuencias "altas" se debe tener un especial cuidado en la elección de  $N$ ; a "bajas" frecuencias con  $N \approx 3$  ó  $4$  es suficiente para cualquier anchura de las cintas.

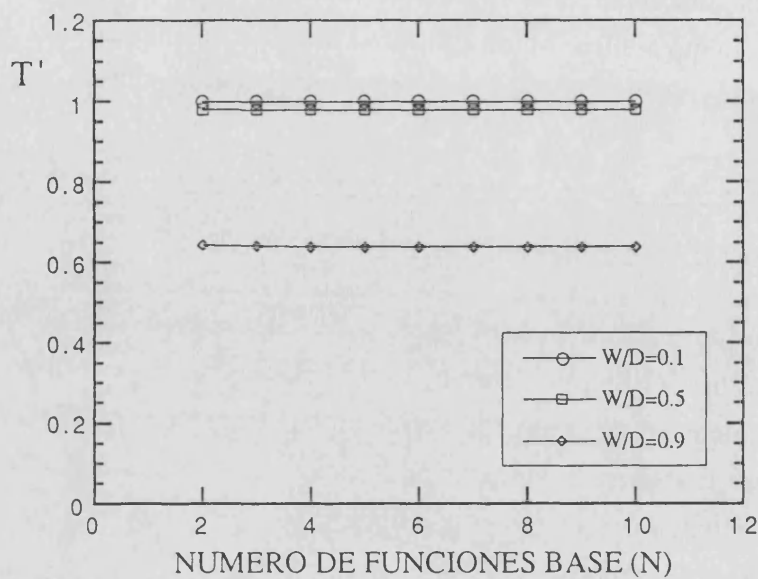


Figura 3.4.3.2.1-1

Coefficiente de transmisión en función de N; incidencia normal; M=300 armónicos; D/λ=0.2.

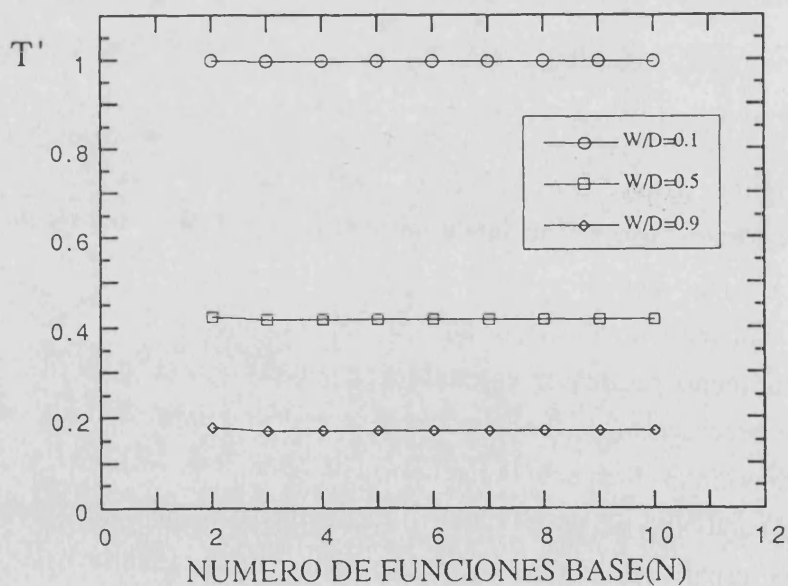


Figura 3.4.3.2.1-2

Coefficiente de transmisión en función de N; incidencia normal; M=300 armónicos; D/λ=1.25.



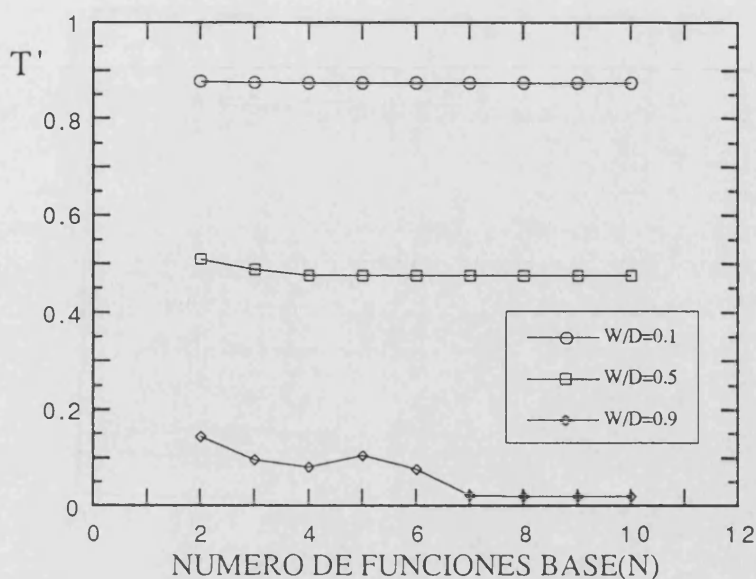


Figura 3.4.3.2.1-3

Coeficiente de transmisión en función de  $N$ ; incidencia normal;  $M=300$  armónicos;  $D/\lambda=5$ .

En las figuras 3.4.3.2.1-4, 5, 6 se hace un estudio de la convergencia en función de  $N$  si la incidencia es oblicua. Se ha escogido una anchura intermedia de las cintas:  $W/D=0.5$ , y se han vuelto a analizar los tres casos i), ii), iii) para incidencia  $\theta=60^\circ$  y en tres planos de incidencia diferentes:  $\phi=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ , comparándolos con incidencia normal ( $\theta=0^\circ, \phi=0^\circ$ ). De la observación de estas gráficas y de otros cálculos realizados se puede generalizar que si la incidencia es no normal la convergencia es ligeramente más lenta, pero no es necesario aumentar el número de funciones base empleado para incidencia normal; conviene añadir la inestabilidad detectada en las soluciones del tipo iii).

Se puede concluir que escogeremos  $N=5$  si  $D/\lambda < 2$  independientemente de  $W/D$ ; si  $2 < D/\lambda < 5$ ,  $N=5$  si  $W/D \leq 0.7$  y  $N=8$  si  $W/D > 0.7$ .

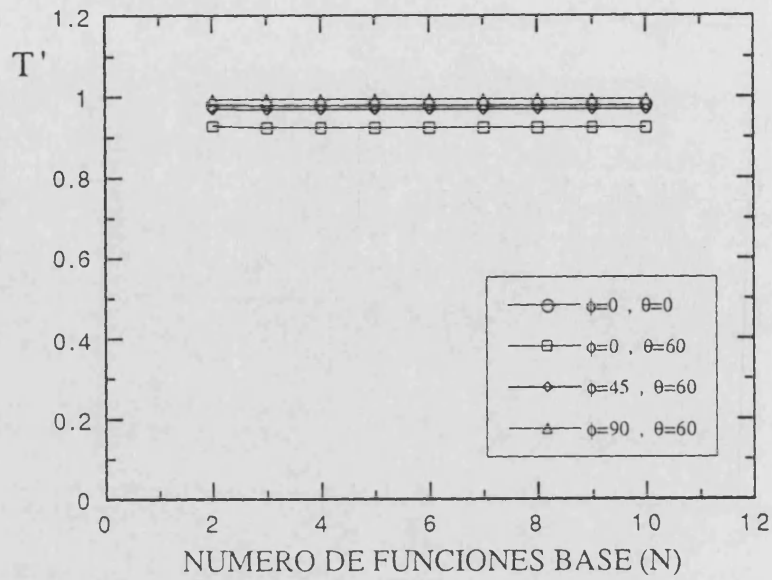


Figura 3.4.3.2.1-4

Coeficiente de transmisión en función de N; incidencia normal y oblicua;  
 M=300 armónicos; W/D=0.5; D/λ=0.2.

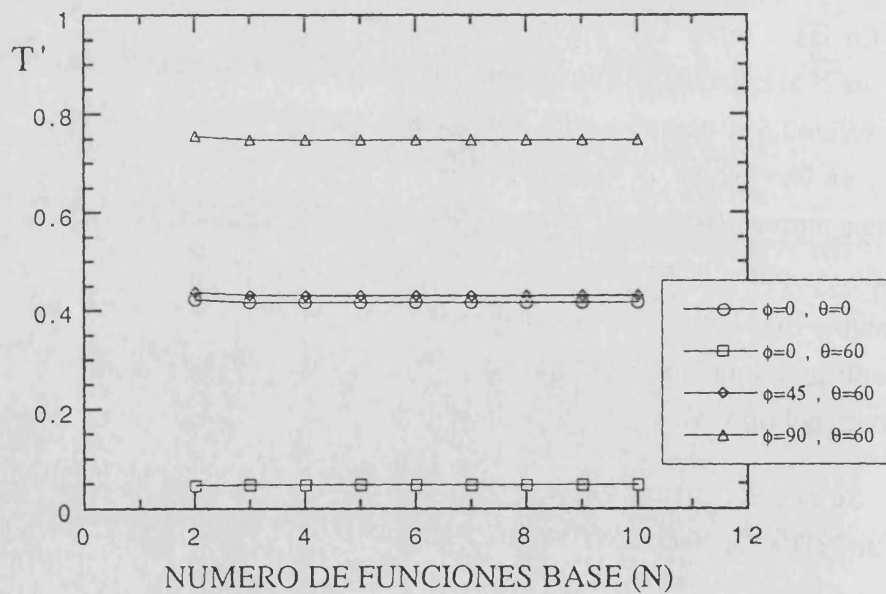


Figura 3.4.3.2.1-5

Coeficiente de transmisión en función de N; incidencia normal y oblicua;  
 M=300 armónicos; W/D=0.5; D/λ=1.25.

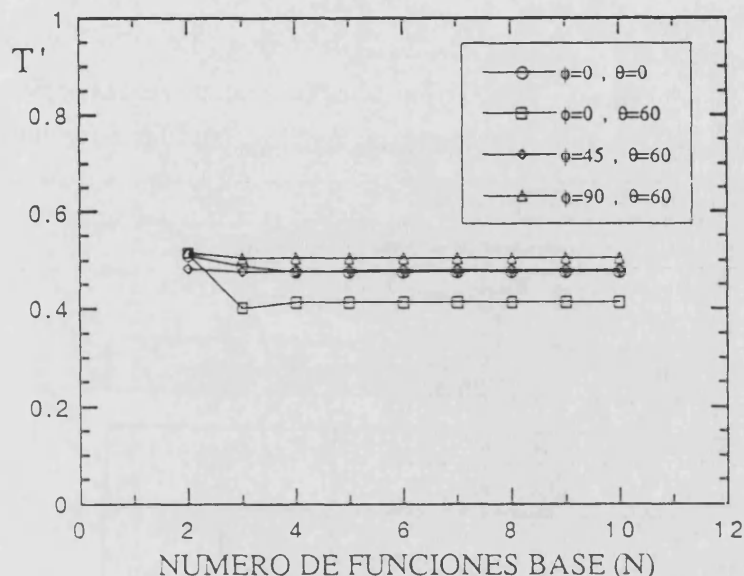


Figura 3.4.3.2.1-6

Coeficiente de transmisión en función de N; incidencia normal y oblicua; M=300 armónicos; W/D=0.5; D/λ=5.0.

### 3.4.3.2.2 Estudio de la convergencia en función de M

El siguiente paso es analizar la convergencia de las soluciones en función del número de armónicos sumados en los elementos de la matriz de impedancias (M). En las figuras 3.4.3.2.2-1, 2, 3 se representa T' en función de M para las tres situaciones expuestas anteriormente con diferentes relaciones W/D e incidencia normal. De la observación de las tres gráficas se deduce que cuanto mayor es la relación W/D la convergencia tarda menos en alcanzarse, lo que es de prever con la aproximación (3.4.3.2-3). También se deduce de estas gráficas y de los cálculos realizados, que a mayor frecuencia la convergencia de las soluciones es más costosa, lo que está acorde con las aproximaciones (3.4.3.2-4).

En vista de estos resultados intentamos encontrar una expresión que permitiera situarnos en la región asintótica ( $M_{min}$ ) a fin de agilizar las sumas de los elementos de la matriz de impedancias. A. Frenkel [3-55] propone la relación:



$$M_{\min} = c \left( \frac{D}{W} N \right) \quad (3.4.3.2.2-1)$$

siendo  $c$  una constante. Dicha ecuación es perfectamente aceptable en todos los casos testeados escogiendo  $c = 9$  si  $W/D \leq 0.4$ ,  $c = 15$  si  $0.4 < W/D \leq 0.7$  y  $c = 20$  si  $W/D > 0.7$ . Dicha aproximación satisface las desigualdades (3.4.3.2-3) y (3.4.3.2-4), y asegura que nos encontremos en la región de convergencia de las series. En la tabla 3.4.3.2.2-1 encontramos el valor recomendado de  $M_{\min}$  para las diferentes situaciones expuestas utilizando dicha fórmula.

Tabla 3.4.3.2.2-1

W/D	$M_{\min}$ (N=5)	$M_{\min}$ (N=8)
0.1	450	720
0.5	150	240
0.9	111	179

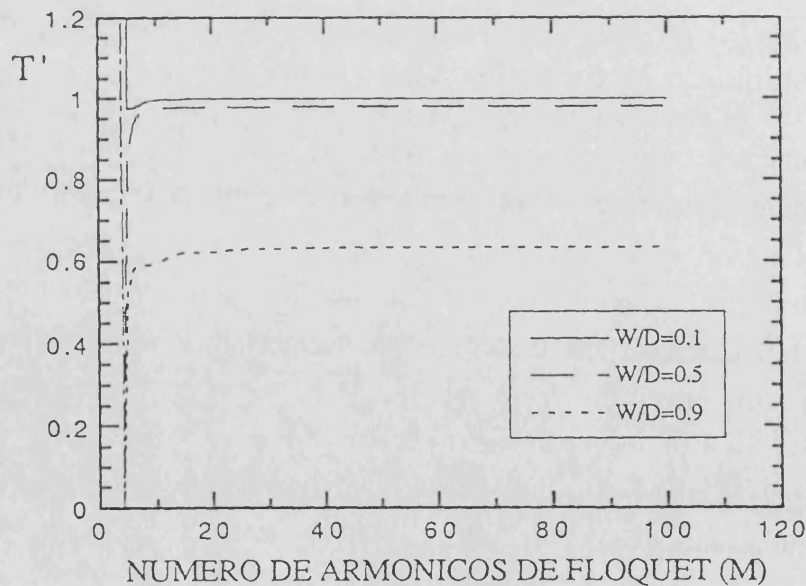


Figura 3.4.3.2.2-1

Coefficiente de transmisión en función de  $M$ ; incidencia normal;  $N=5$ ;  $D/\lambda=0.2$ .



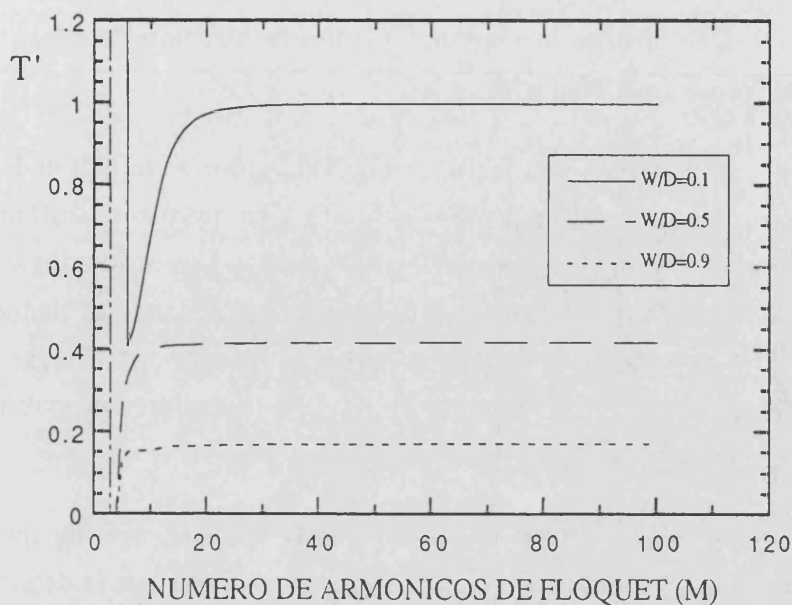


Figura 3.4.3.2.2-2

Coefficiente de transmisión en función de  $M$ ; incidencia normal;  $N=5$ ;  
 $D/\lambda=1.25$ .

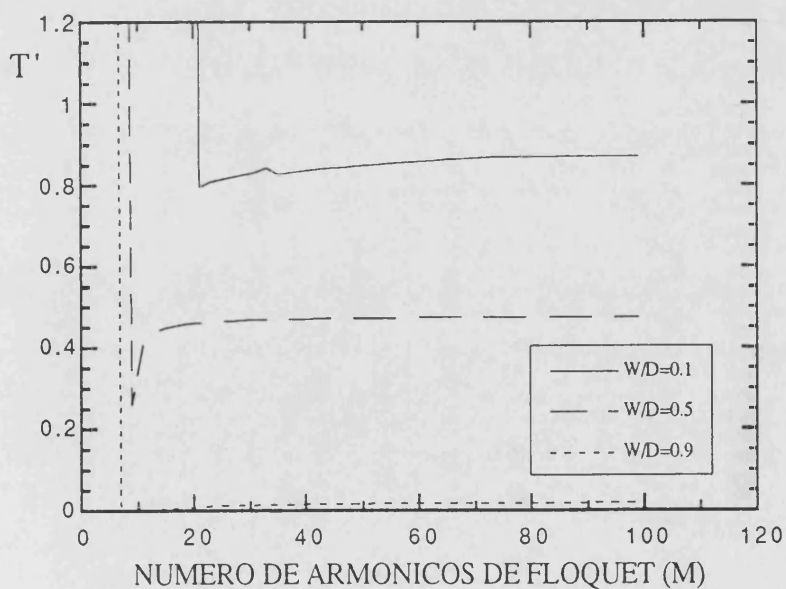


Figura 3.4.3.2.2-3

Coefficiente de transmisión en función de  $M$ ; incidencia normal;  $N=8$ ;  $D/\lambda=5$ .

La ecuación (3.4.3.2.2-1) no nos da un orden de convergencia igual para todas las situaciones, pero permite asegurarnos una convergencia de al menos 3 cifras significativas en el algoritmo, y por tanto facilita la elección de  $M_{\min}$  cara a la elaboración de un programa de cálculo.

A continuación estudiamos la incidencia oblicua sobre las rejillas en las mismas situaciones para dos ángulos de ataque,  $\theta = 30^\circ, 60^\circ$ , y en tres planos distintos  $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  comparados con incidencia normal ( $\theta=0^\circ, \phi=0^\circ$ ). Los resultados se plasman en las figuras 3.4.3.2.2-4, 5, 6. De todas las curvas presentadas se deduce que la incidencia no normal no varía considerablemente la rapidez en alcanzar la región asintótica, pudiéndose ajustar la elección de  $M_{\min}$  a los valores propuestos por la ecuación (3.4.3.2.2-1).

Cabe mencionar que se ha observado que la convergencia de los distintos coeficientes  $a_n'$ , tanto en módulo como en fase, es la misma que la detectada en el coeficiente  $T'$ .

Finalmente es conveniente apuntar que el test de conservación de la energía se ha tenido presente en los cálculos efectuados, observando que la suma de los coeficientes  $T'+R'$  definidos en (3.3-23.b) tendía a 1 a medida que las soluciones se iban haciendo estables en función de los parámetros  $N$  y  $M$ . El error relativo observado escogiendo  $N$  y  $M$  con la fórmula propuesta es menor que el 0.001% .

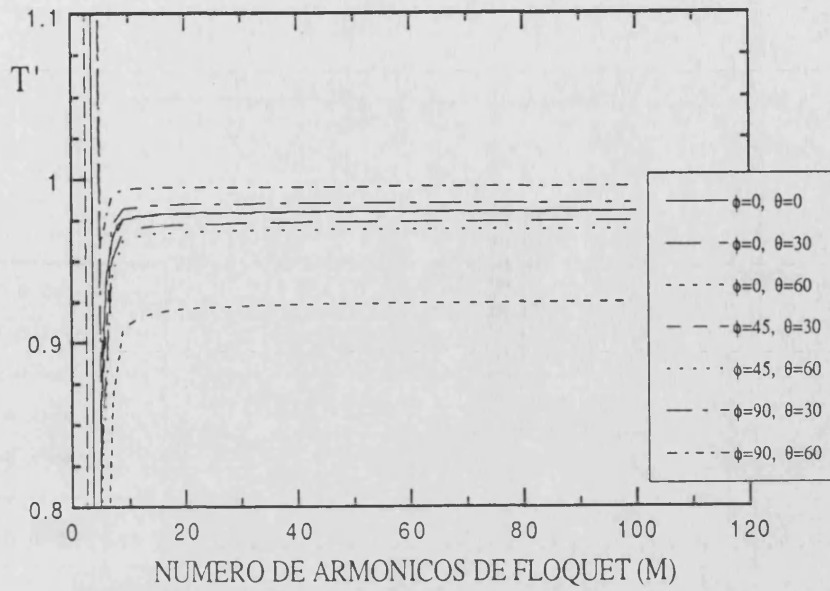


Figura 3.4.3.2.2-4

Coefficiente de transmisión en función de M; incidencia normal y oblicua;  
 $N=5$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=0.2$ .

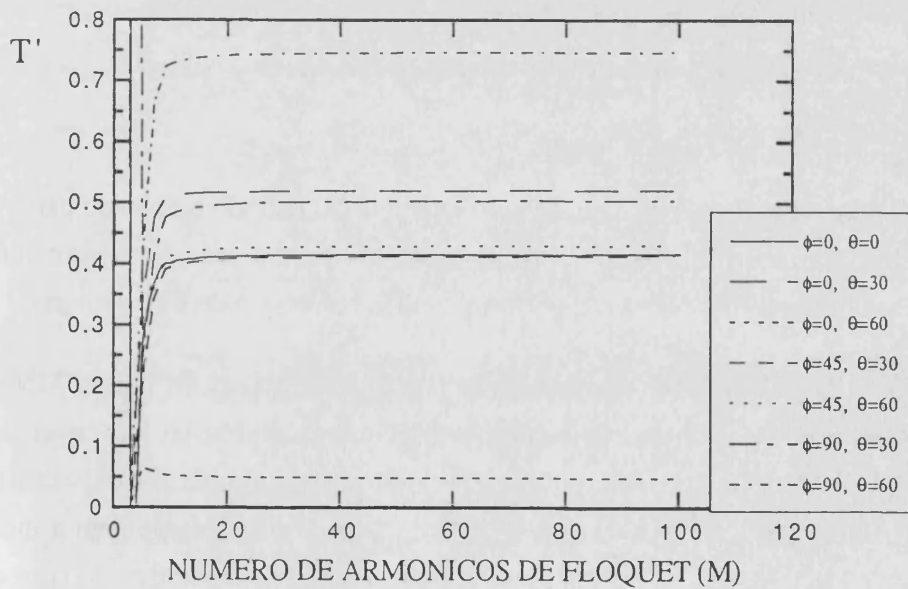


Figura 3.4.3.2.2-5

Coefficiente de transmisión en función de M; incidencia normal y oblicua;  
 $N=5$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=1.25$ .



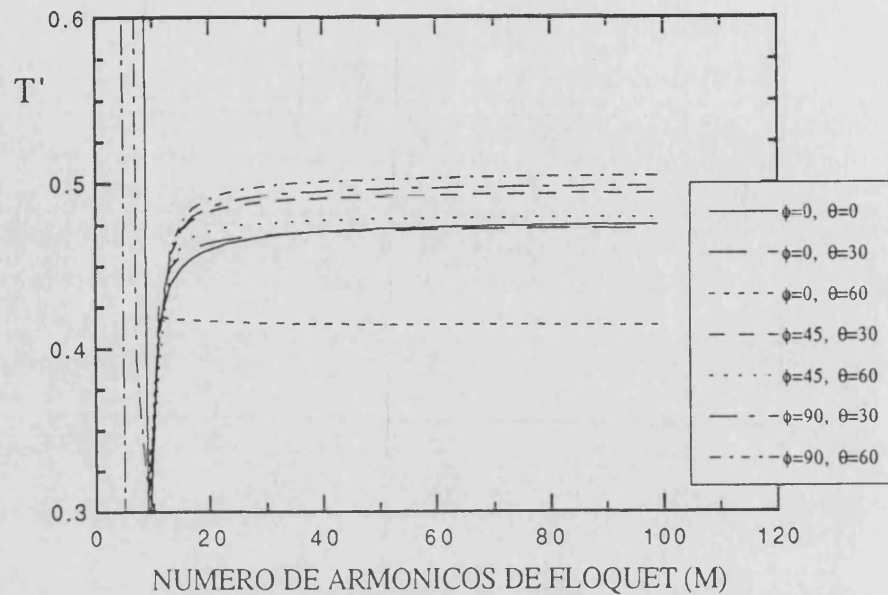


Figura 3.4.3.2.2-6

Coeficiente de transmisión en función de  $M$ ; incidencia normal y oblicua;  
 $N=8$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=5$ .

### 3.4.3.3 Comparación con otros resultados

Una vez tenemos controlada la convergencia del método empleado para resolver la ecuación integral (3.4.1-1.a) en función de los parámetros  $N$  y  $M$ , estamos en condiciones de comparar nuestro algoritmo con los resultados de otros autores.

En la tabla 3.4.3.3-1 se exponen los resultados obtenidos con el MMG y los presentados por K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga (formulación en el dominio espectral) [3-21] y por L. Baldwin, A.E. Heins [3-3] (solución exacta obtenida analíticamente con la técnica de Wiener-Hopf). Los datos corresponden a incidencia normal y  $W/D=0.5$ ; en la última columna se representa el error relativo (%) respecto los resultados de Baldwin. La correspondencia en las tres primeras cifras significativas queda asegurada en todos los casos.



Tabla 3.4.3.3-1

COEFICIENTE T' ; incidencia normal; W/D=0.5				
D/λ	Uchida	Baldwin	MMG	error rel.(%)
2	0.523246	0.523245	0.523115	0.02
3	0.443801	0.443801	0.443236	0.13
4	0.511346	0.511345	0.511160	0.02
5	0.476550	0.475547	0.476037	0.11

Seguidamente, en la tabla 3.4.3.3-2 comparamos los resultados obtenidos por L. Baldwin, A.E. Heins [3-3] y A. Matsushima, T. Itakura (MMG) [3-57]; hemos escogido N=9 para comparar con los resultados que los últimos presentan para este tamaño de la matriz de impedancias. También se observan unos excelentes resultados.

Tabla 3.4.3.3-2

COEFICIENTES T <sub>n</sub> ', R <sub>n</sub> '				
Incidencia normal; W/D=0.5 ; D/λ=1.2				
Coeficiente	Matsushima	Baldwin	MMG	error rel.(%)
R <sub>-1</sub> '	0.114652	0.114631	0.114631	0.00
R <sub>0</sub> '	0.370329	0.370309	0.370658	0.09
T <sub>0</sub> '	0.171139	0.171169	0.170820	0.20

Finalmente hemos comparado con los resultados presentados por H.A. Kalhor (método de la adaptación puntual) [3-9] para incidencia no normal (ver figura 3.4.3.3-1). Las líneas continuas representan los valores encontrados con nuestro algoritmo, y

los círculos son los resultados del trabajo de Kalhor. Se encuentra una buena concordancia entre nuestro método y el propuesto por dicho autor.

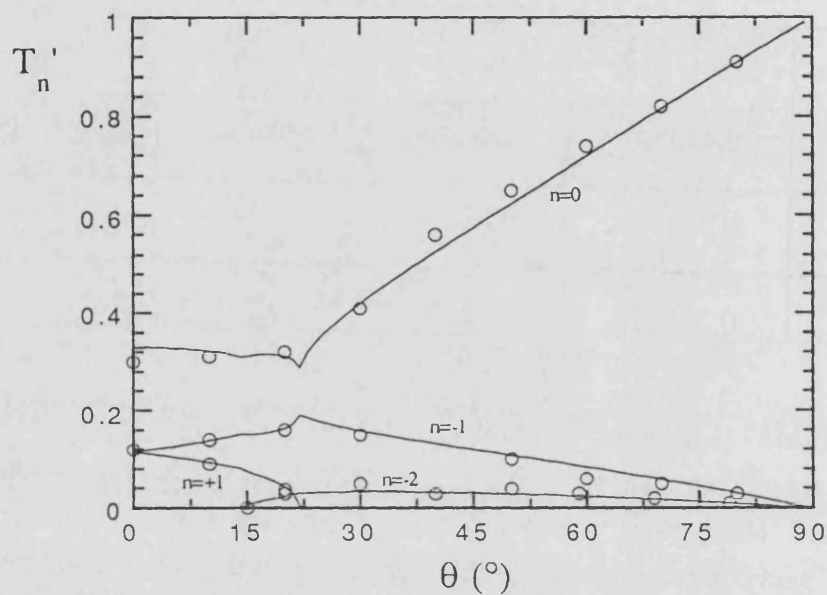


Figura 3.4.3.3-1

Coeficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ . Comparación con el trabajo de H.A. Kalhor; los círculos representan los resultados de este autor y la línea continua los resultados del MMG. ( $\phi=90^\circ$ ;  $W/D=0.375$ ;  $D/\lambda=1.6$ ).

### 3.4.3.4 Resultados

En este apartado presentamos resultados que muestren el comportamiento de las placas de cintas para el estado de polarización tipo-E, agrupados en función de varios parámetros; también se mostrará el valor de la corriente superficial inducida en las cintas.

#### 3.4.3.4.1 Resultados en función de la frecuencia ( $D/\lambda$ )

En primer lugar se han representado en la figura 3.4.3.4.1-1 los coeficientes  $T_n'$  para incidencia normal y  $W/D=0.5$  en función del parámetro  $D/\lambda$ , proporcional a la frecuencia; los coeficientes  $T_n'$  correspondientes a  $n < 0$  no aparecen en esta gráfica, ya que según las expresiones (2.2.6-4) y los resultados de la tabla 3.3-1, para incidencia normal se tiene que  $T_n' = T_{-n}'$ .

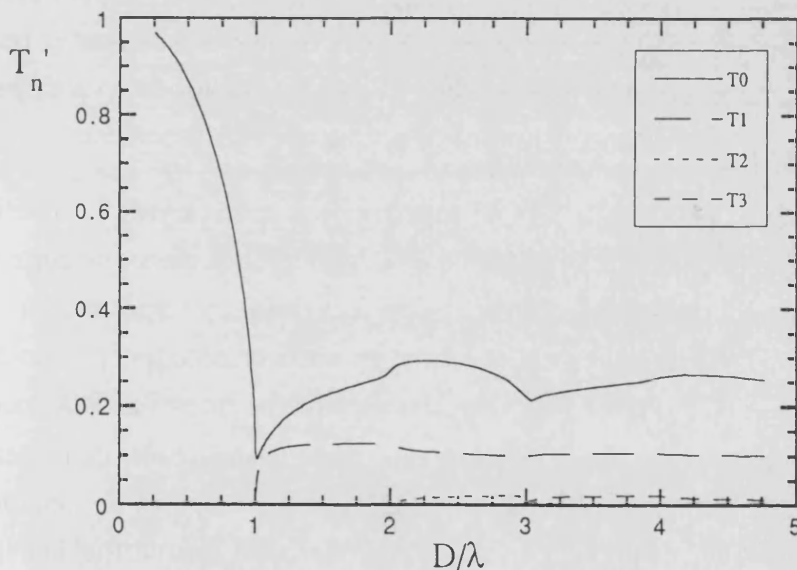


Figura 3.4.3.4.1-1

Coeficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ; incidencia normal.

Lo primero que se deduce de la gráfica es la aparición de resonancias cuando la relación  $D/\lambda$  es igual a un entero. La primera de ellas es muy fuerte, haciendo variar sustancialmente las propiedades transmisoras de la rejilla de cintas: para frecuencias muy inferiores a esta primera resonancia ( $D/\lambda < 1$ ) se puede afirmar que la placa transmite casi la totalidad de la potencia incidente. A medida que se alcanzan las resonancias van apareciendo armónicos de orden superior que transportan parte de la energía rerradiada por la placa, conforme se explicó en el apartado 2.2.3.

Estas resonancias fueron descubiertas por R.W. Wood [3-57] en 1902 al estudiar la reflexión de la luz difractada por una rejilla; se manifestaban como rápidas variaciones de la intensidad en ciertas bandas estrechas de frecuencia; se denominaron *anomalías de Wood* porque su aparición no podía ser explicada con la teoría ordinaria de las rejillas. El primer tratamiento teórico de estas anomalías se debe a Lord Rayleigh [3-1] en 1907; él observó que el campo dispersado tiene una singularidad en ciertas longitudes de onda, denominadas *longitudes de onda de Rayleigh*  $\lambda_R$ . En diferentes trabajos ha seguido tratándose dicho fenómeno, destacándose especialmente el presentado por A. Hessel, A.A. Oliner [3-58]; T. Itoh, R. Mittra [3-59] (1970) también dedican una especial mención a estas anomalías. Una explicación intuitiva para explicar dicho comportamiento es que se produce debido a que la energía radiada por el sistema sufre una redistribución cuando se alcanzan nuevos órdenes espectrales; el hecho de que esa redistribución afecte considerablemente la amplitud de los órdenes dispersados se debe al comportamiento resonante intrínseco de la estructura dispersora.

En la figuras 3.4.3.4.1-2, 3, 4 se muestran los coeficientes  $T_n'$  cerca de la primera resonancia para incidencia oblicua  $\theta = 30^\circ, 60^\circ$  en tres planos de corte  $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  (La estructura presenta simetría respecto  $\theta$  en  $\theta=90^\circ$ , y respecto  $\phi$  en el plano  $\phi=90^\circ$ ). En las tres gráficas se aprecia el mismo comportamiento que para incidencia normal, si bien aquí las resonancias no aparecen en números enteros de  $D/\lambda$ , ya que los armónicos de orden superior "nacen" a diferentes frecuencias respecto de la incidencia normal, debido a que la frecuencia de corte de dichos armónicos es función de la frecuencia de la onda incidente y de los ángulos de ataque  $\theta, \phi$  conforme la expresión (2.2.3-4.c). Conviene puntualizar que para el caso  $\phi = 0^\circ, \theta = 60^\circ$ ,  $T_0'$  presenta un mínimo en las cercanías de  $D/\lambda = 1$ , aunque no se generen en dicha frecuencia armónicos de orden superior: haciendo un barrido angular en torno a esa frecuencia se detecta la aparición del armónico  $n=-1$  desde  $\theta=0^\circ$  hasta  $\theta=32^\circ$ , ángulo en que dicho armónico pasa a la situación de corte; a partir de ese ángulo el comportamiento de  $T_0'$  presenta diversas resonancias en diferentes frecuencias, una de las cuales es la mostrada en la gráfica.

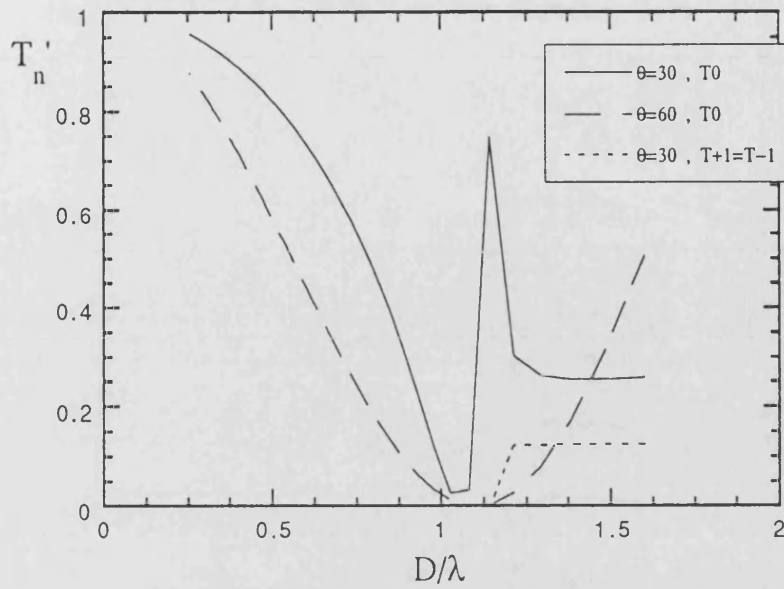


Figura 3.4.3.4.1-2

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\phi=0^\circ$ .

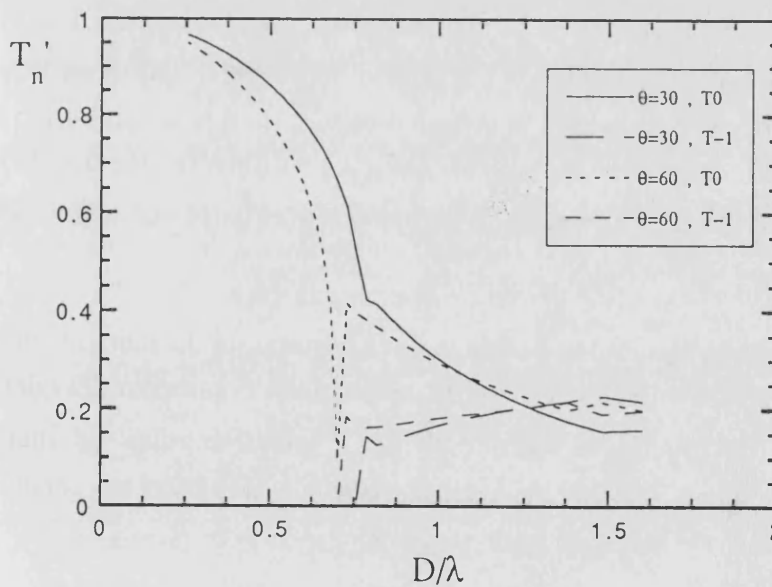


Figura 3.4.3.4.1-3

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\phi=45^\circ$ .

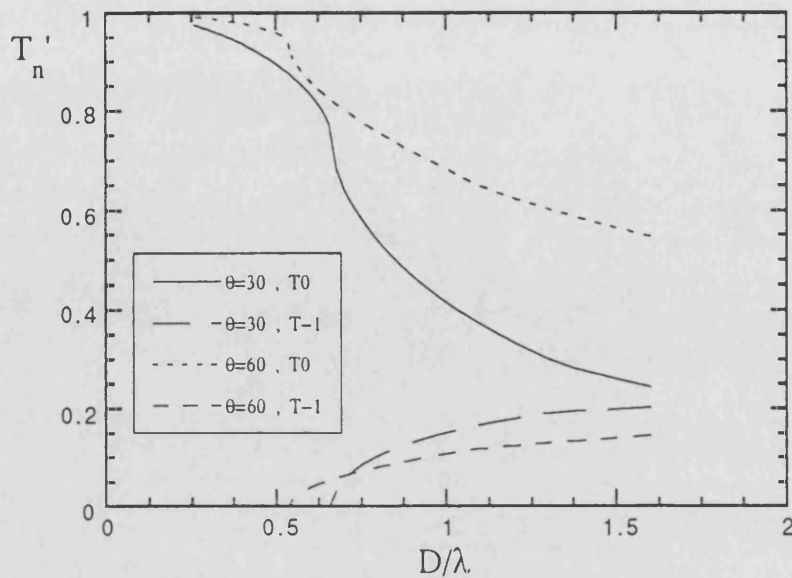


Figura 3.4.3.4.1-4

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\phi=90^\circ$ .

El comportamiento de todo este conjunto de curvas para  $D/\lambda < 1$  justifica parcialmente el funcionamiento de las rejillas como polarizador: en este rango de frecuencias la transmitancia del sistema es máxima. La figura 3.4.3.4.1-5 muestra la transmitancia del armónico principal para  $D/\lambda < 0.5$  y diferentes ángulos de incidencia, encontrándose que el coeficiente de transmisión es superior a 0.9 siempre que  $D/\lambda < 0.2$ .

Presentamos resultados de la fase del coeficiente de transmisión. La figura 3.4.3.4.1-6 muestra el  $\arg(T_0')$  (se entiende que es el argumento del coeficiente  $a_0'$  asociado) en función de la frecuencia para varios ángulos de incidencia. El comportamiento lineal con la frecuencia mostrado en estas curvas nos garantiza que este tipo de estructuras son sistemas no dispersivos.

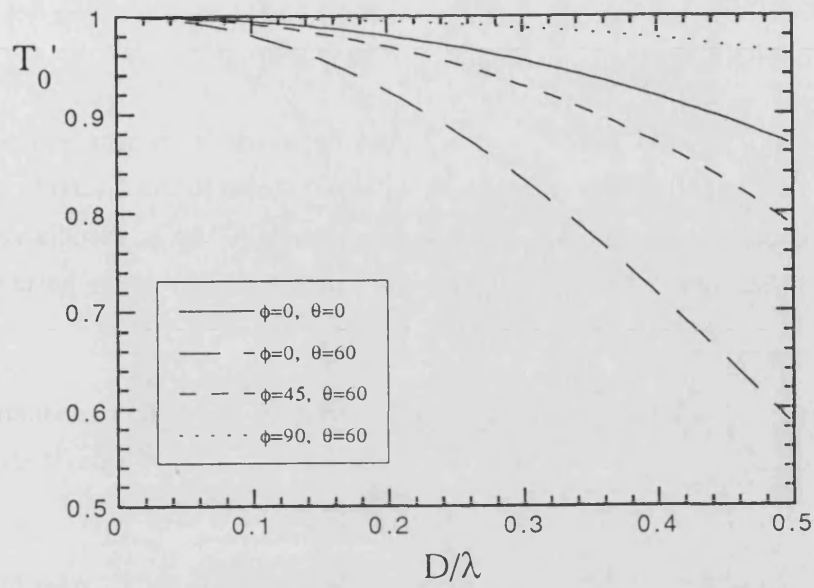


Figura 3.4.3.4.1-5

Coeficiente de transmisión del armónico cero en función de  $D/\lambda$  a bajas frecuencias; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ .

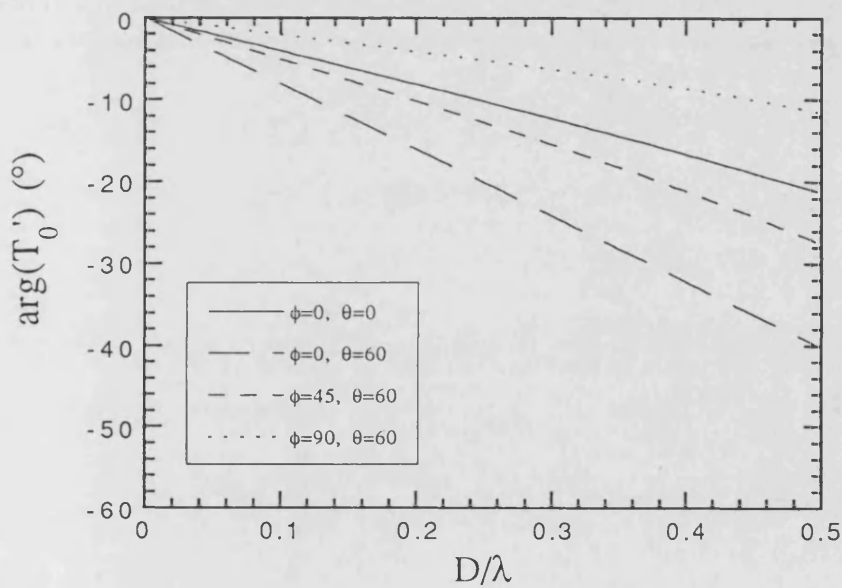


Figura 3.4.3.4.1-6

Fase del coeficiente de transmisión del armónico cero en función de  $D/\lambda$  a bajas frecuencias; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ .

### 3.4.3.4.2 Resultados en función de los ángulos de incidencia $\theta$ , $\phi$

En las figuras 3.4.3.4.2-1, 2, 3, 4, 5 se hacen barridos en función del ángulo de incidencia  $\theta$  para diferentes planos de corte a diferentes frecuencias.

En la primera figura se expone una situación alejada de la primera resonancia; se aprecia que para ángulos  $\theta > 15^\circ$  la transmitancia disminuye de forma diferente según el plano  $\phi$  en que nos encontremos, de tal forma que para  $\phi = 90^\circ$  no se aprecia variación alguna, mientras que en el plano  $\phi = 0^\circ$  la potencia transmitida disminuye hasta el valor de 0.

En la figura 3.4.3.4.2-2 se representa  $T'$  cerca de la primera resonancia (en incidencia normal). Los picos encontrados se deben a la aparición y desaparición de armónicos.

En las figuras 3.4.3.4.2-3, 4, 5 mostramos los coeficientes  $T_n'$  para  $D/\lambda = 1.6$ . Los comportamientos son muy variados según el plano de corte considerado. Es importante hacer incapié en el hecho de que algunos armónicos de orden superior aparecen si  $\theta = 0^\circ$ , desapareciendo a medida que aumentamos dicho ángulo. También conviene destacar las *anomalías de Wood* detectadas en las situaciones en que aparecen y desaparecen armónicos. La última figura mostrada nos exhibe un curioso comportamiento de este tipo de estructuras: a medida que el ángulo  $\theta$  se aproxima a  $90^\circ$  la transmisión del armónico de orden cero tiende a la unidad, mientras que el resto de los armónicos se extinguen.



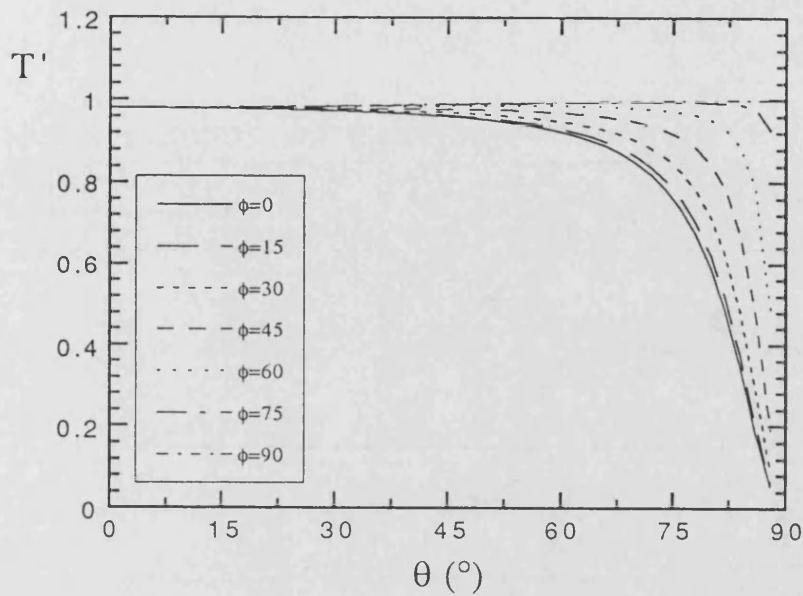


Figura 3.4.3.4.2-1

Coefficiente de transmisión en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ .

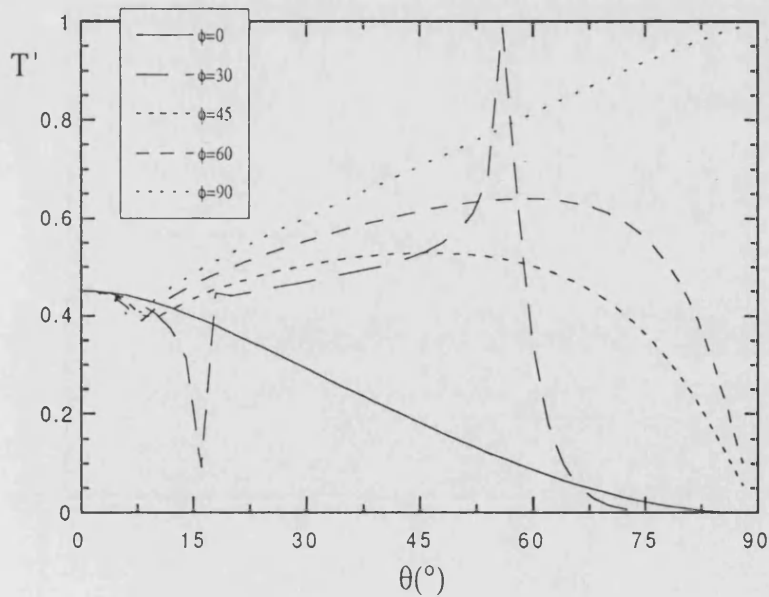


Figura 3.4.3.4.2-2

Coefficiente de transmisión en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ .

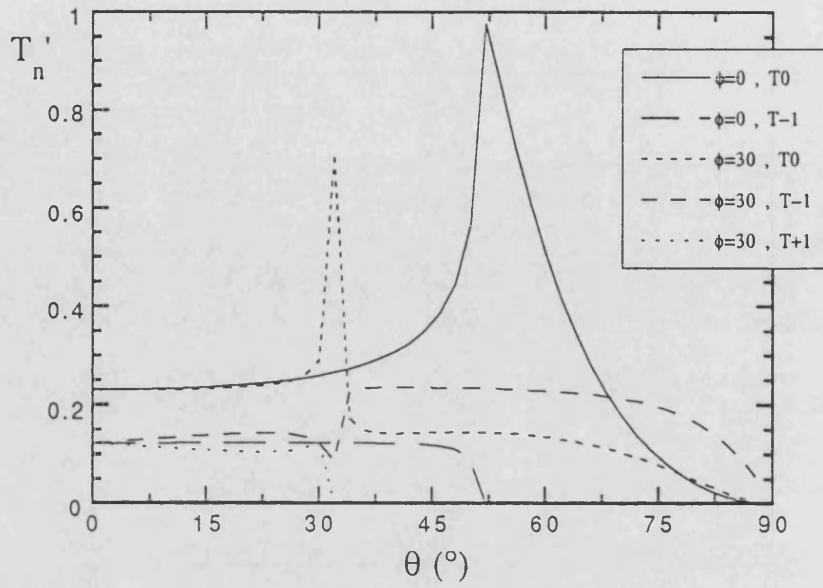


Figura 3.4.3.4.2-3

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ .

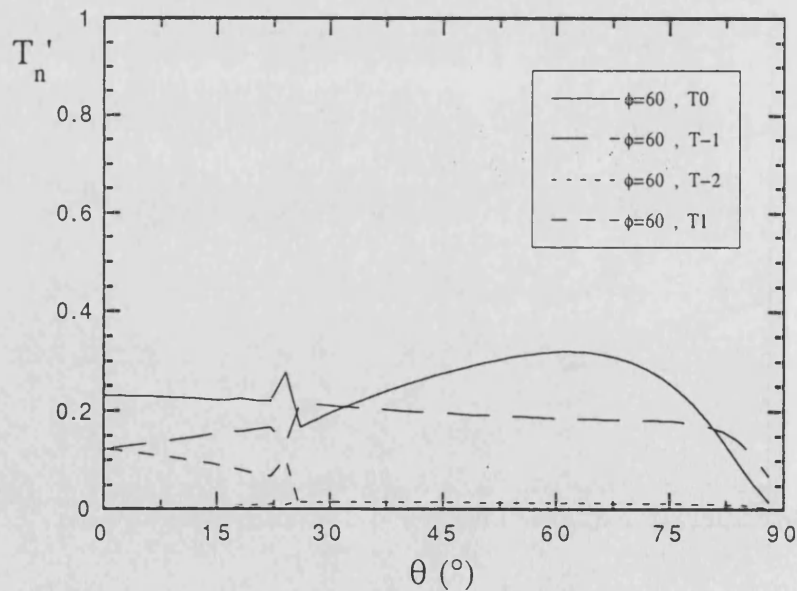


Figura 3.4.3.4.2-4

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ .

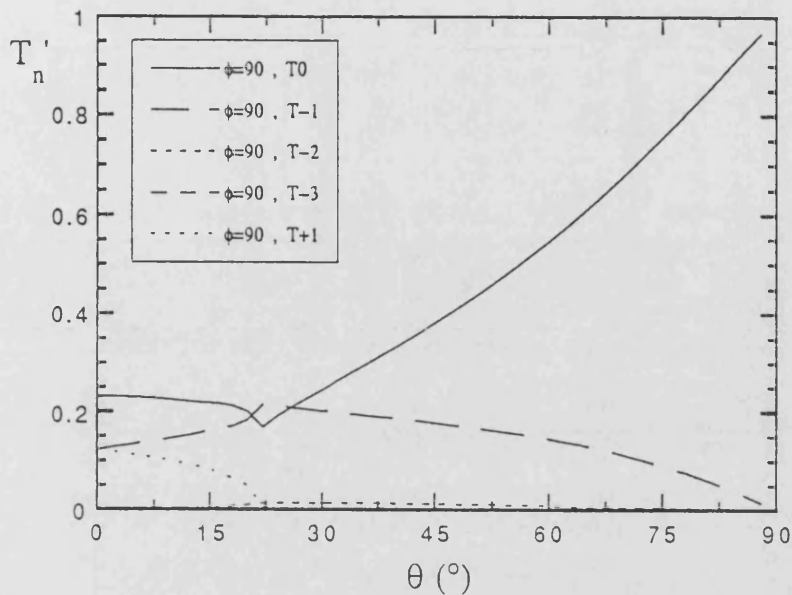


Figura 3.4.3.4.2-5

Coeficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ .

### 3.4.3.4.3 Resultados en función de la relación $W/D$

Se ha estudiado la variación de la transmisión en función de la anchura de las cintas; recordemos que si  $W/D \approx 0$ , las cintas serían despreciables, y si  $W/D \approx 1$ , tendríamos un plano conductor. Se han estudiado dos situaciones por debajo de la primera resonancia con incidencia normal y oblicua a fin de analizar las propiedades transmisoras de estas estructuras en condiciones en que sólo se propague el armónico fundamental.

En las gráficas 3.4.3.4.3-1, 2 se plasman estos resultados, representándose el coeficiente  $T'$ . Apreciamos que la transmitividad de la estructura decrece a medida que aumenta la anchura de las cintas, es decir, a medida que aproximamos la rejilla de cintas a un plano conductor; en el caso contrario también se aprecia que si la anchura de las cintas es pequeña, la onda incidente atraviesa la rejilla sin ser prácticamente afectada; estos resultados son perfectamente esperables.

Respecto el ángulo de incidencia  $\theta$  se aprecia una fuerte disminución de la transmisión en el plano  $\phi=0^\circ$ , mientras que en el plano  $\phi=90^\circ$  la variación es mucho

más suave. También es destacable que cerca de la resonancia (figura 3.4.3.4.3-2) el decaimiento de la potencia transmisora es mucho más acusado que para bajas frecuencias en todos los ángulos de incidencia.

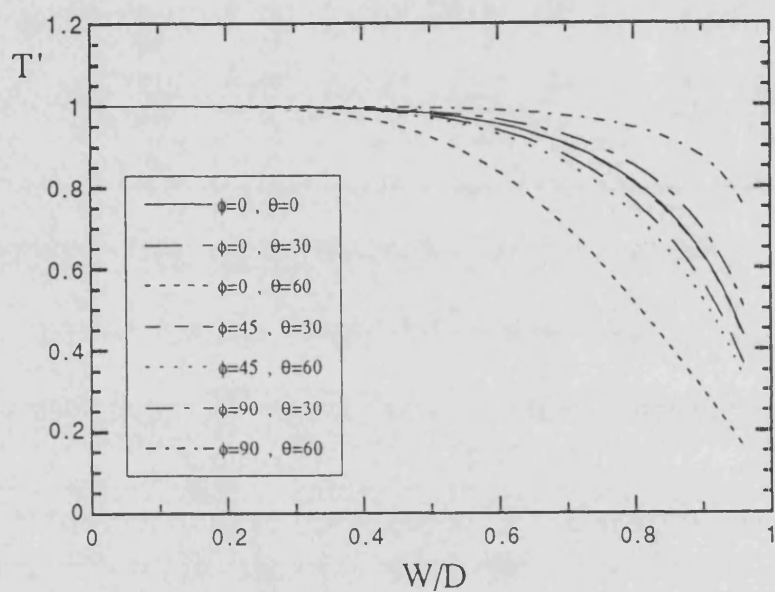


Figura 3.4.3.4.3-1

Coeficientes de transmisión del armónico de orden cero en función de la anchura de las cintas ( $W/D$ ); incidencia normal y oblicua;  $D/\lambda=0.2$ .

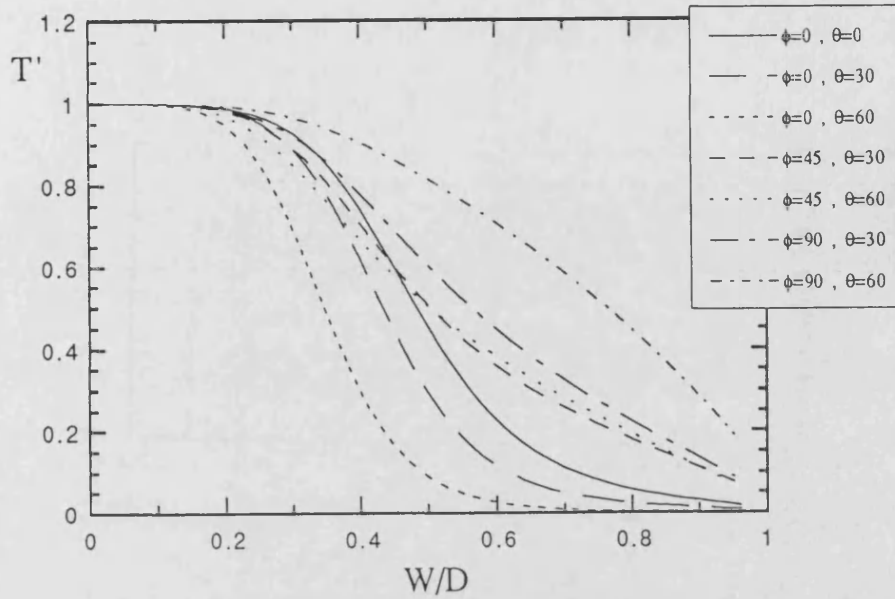


Figura 3.4.3.4.3-2

Coeficientes de transmisión del armónico de orden cero en función de la anchura de las cintas ( $W/D$ ); incidencia normal y oblicua;  $D/\lambda=0.9$ .

#### 3.4.3.4.4 Corrientes superficiales

Finalmente se ha representado la corriente superficial inducida en las cintas en tres frecuencias distintas y diferentes ángulos de incidencia; la anchura de las cintas se ha escogido  $W/D=0.5$ . Los resultados se plasman en las figuras 3.4.3.4.4-1, 2, 3, en las que aparece la parte real de la corriente  $J_y'(y)$  normalizada al valor máximo alcanzado por dicha corriente en el intervalo expuesto. El cálculo de la corriente se ha efectuado con la expresión genérica del MM (3.4.2-4); los coeficientes  $\{I_n\}$  son los obtenidos con el MMG.

Respecto la frecuencia puede observarse que la corriente superficial presenta variaciones más bruscas a altas frecuencias: el fenómeno de difracción es más acusado a medida que aumenta la frecuencia. También se aprecia una pérdida de la simetría respecto  $y=0$  si la incidencia es oblicua. En todas las curvas se contempla que las corrientes tienden a 0 en los bordes de la cinta, lo que es previsible a la vista del factor introducido en las funciones  $\{f_n\}$  (3.4.3.1-1).

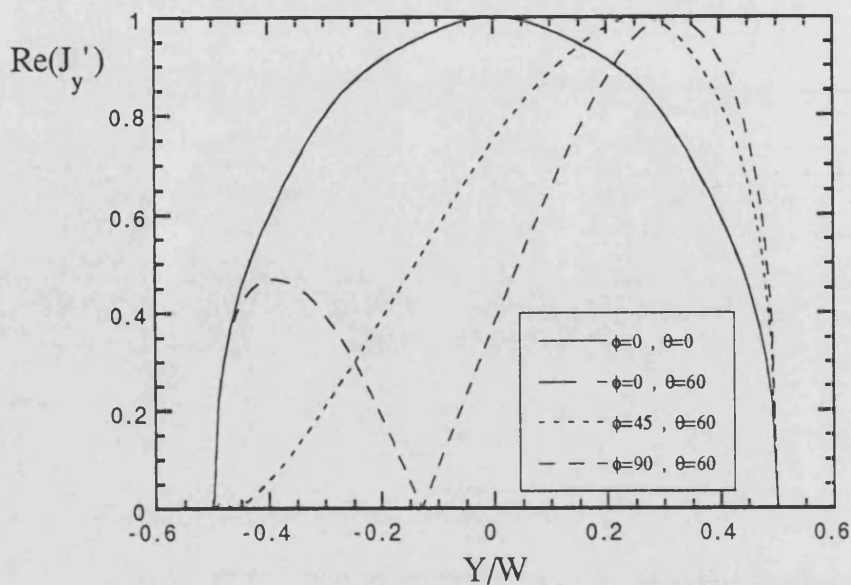


Figura 3.4.3.4.4-1

Parte real de la corriente superficial inducida en las cintas; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=0.2$ ;  $N=5$ .

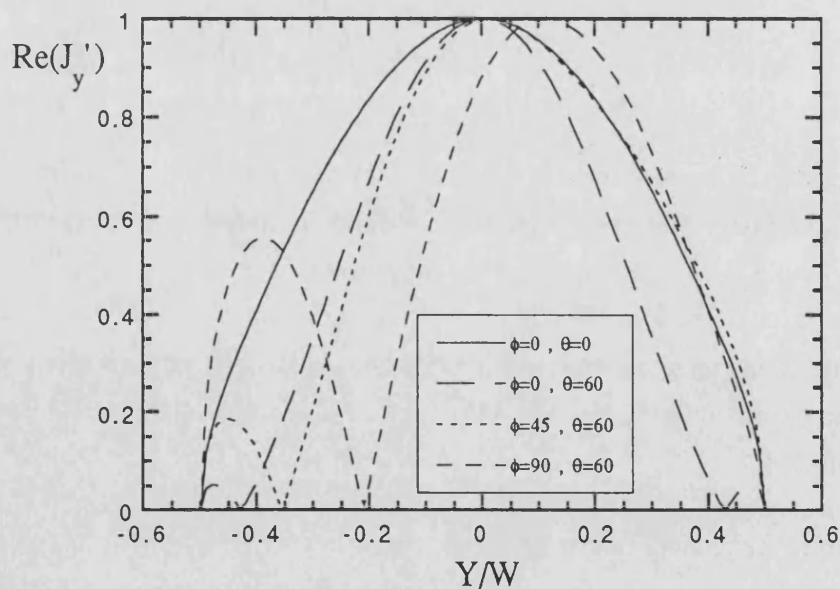


Figura 3.4.3.4.4-2

Parte real de la corriente superficial inducida en las cintas; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $N=5$ .

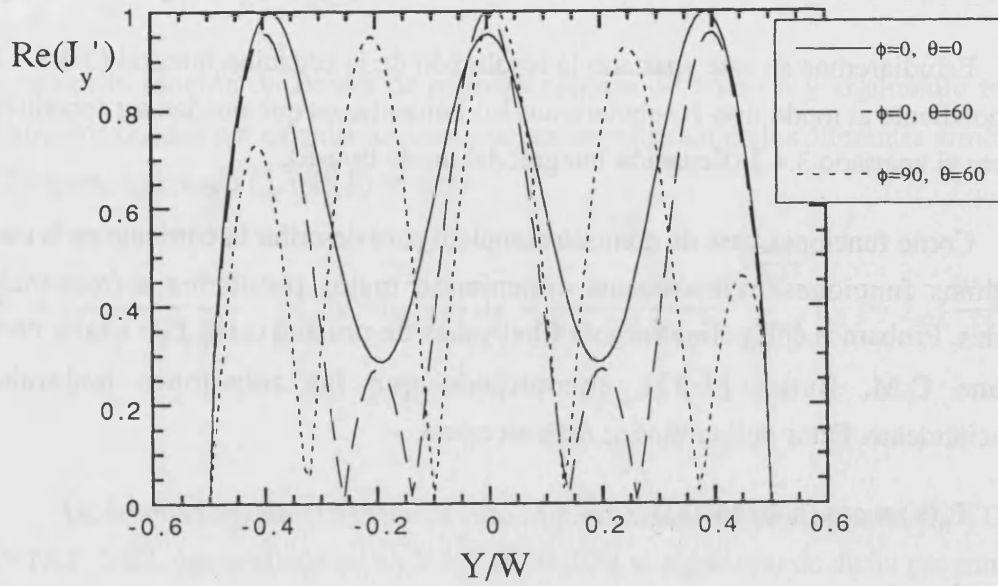


Figura 3.4.3.4.4-3

Parte real de la corriente superficial inducida en las cintas; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=5$ ;  $N=8$ .

### 3.4.4 Ecuación integral del modo tipo-H

#### 3.4.4.1 Aplicación del MMG a la ecuación integral del modo tipo-H

Estudiaremos en este apartado la resolución de la ecuación integral (3.4.1-1.b) correspondiente al modo tipo-H; obviaremos los comentarios que puedan ser repetitivos respecto el apartado 3.4.3 (Ecuación integral del modo tipo-E).

Como funciones base de dominio completo para describir la corriente en la cinta escogimos funciones base cosenos, obteniendo malos resultados a frecuencias elevadas. Probamos con polinomios de Chebyshev de primera clase  $T_n(x)$ , tal y como propone C.M. Butler [3-53], encontrando que las soluciones mejoraban sustancialmente. Estos polinomios se definen como:

$$T_n(x) \equiv \cos(n \arccos(x)) \tag{3.4.4.1-1}$$

resultando:

$$f_n(y) = \Phi_0(y) \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2}} T_n\left(\frac{y}{h}\right), y \in M; n=0...N-1 \tag{3.4.4.1-2}$$

con  $h \equiv W/2$ . El término de la raíz da cuenta del comportamiento singular de la corriente en los bordes de la cinta [3-52], [3-53], [3-60], [3-61], [3-62]. Dichas funciones cumplen las condiciones de continuidad y derivabilidad requeridas en el intervalo M, constituyendo un conjunto completo sobre el mismo.

Pasemos a calcular los elementos de la matriz de impedancias y del vector excitación. Después de algunas manipulaciones matemáticas se obtiene:

$$L f_n = \frac{W\pi}{2D} j^n \sum_{i=-\infty}^{i=+\infty} G_i'' \Phi_i(y) J_n\left(\frac{W\pi}{D} i\right) \tag{3.4.4.1-3.a}$$

$$V_m = \langle f_m | g \rangle = \frac{-k_{z_p}^* a_p^{i''} W\pi}{\mu \omega \epsilon D} j^m J_m\left(\frac{W\pi}{D} p\right) \tag{3.4.4.1-3.b}$$

$$Z_{mn} = \langle f_m | L f_n \rangle = \left(\frac{W\pi}{2D}\right)^2 j^{(m-n)} \sum_{i=-\infty}^{i=+\infty} G_i''^* J_m\left(\frac{W\pi}{D} i\right) J_n\left(\frac{W\pi}{D} i\right) \tag{3.4.4.1-3.c}$$

$m, n = 0...N-1$



donde:

$$G_i'' \equiv \frac{1}{G_i'} = \frac{k_{z_i}}{k^2 - k_{y_i}^2} \quad (3.4.4.1-4)$$

y  $J_n(x)$  es la función de Bessel de primera especie de orden  $n$  y argumento real  $x$ . Finalmente quedan por calcular los coeficientes de reflexión de los diferentes armónicos de Floquet; aplicando (3.3-19.b) se tiene:

$$a_n'' = \frac{-\omega\mu\epsilon}{2(k^2 - k_{y_n}^2)} \int_M J_x(y) \Phi_n^*(y) dy \approx \frac{-\omega\epsilon\mu W\pi}{4D(k^2 - k_{y_n}^2)} \sum_{m=0}^{m=N-1} I_m j^m J_m\left(\frac{W\pi}{D} n\right)$$

$n=0 \dots N-1 \quad (3.4.4.1-5)$

La resolución con el MMG ha sido implementada en el programa FORTRAN CINTAS\_TH2, desarrollado en un VAX 4000-200; el algoritmo de dicho programa se detalla en el apéndice 7.

### 3.4.4.2 Análisis de la convergencia

Análogamente al caso del modo tipo-E, la suma de los elementos de la matriz de impedancias (3.4.4.1-3.c) se efectúa con  $2M+1$  sumandos, quedando también dos parámetros numéricos -  $N$  y  $M$  - por fijar cada vez que se aplique el algoritmo. Los sumandos de dicha serie pueden ser aproximados como (ver apéndice 2):

$$G_i''^* J_m\left(\frac{W\pi}{D} i\right) J_n\left(\frac{W\pi}{D} i\right) \underset{i \rightarrow \infty}{\approx}$$

$$\frac{jD^2}{2\pi^3 W} \left[ \frac{\cos\left(\frac{(n-m)\pi}{2}\right)}{i^2} + \frac{\cos\left(\frac{2W\pi}{D} i\right) \cos\left(\frac{(n+m-1)\pi}{2}\right)}{i^2} + \frac{\sin\left(\frac{2W\pi}{D} i\right) \sin\left(\frac{(n+m-1)\pi}{2}\right)}{i^2} \right]$$

(3.4.4.2-1)

siempre que se cumplan las condiciones (3.4.3.2-4) del modo tipo-E y también:

$$|i| \gg \frac{D}{W} \left( \frac{4N^2 - 1}{8\pi} \right) \quad (3.4.4.2-2)$$

La serie resultante para cada elemento de la matriz de impedancias es convergente, ya que la serie de cada uno de los tres términos es convergente [2-5].

### 3.4.4.2.1 Estudio de la convergencia en función de N

Las gráficas presentadas en éste y en el siguiente apartado siguen la misma secuencia que las mostradas para el modo tipo-E.

Las figuras 3.4.4.2.1-1, 2, 3 muestran el coeficiente  $T''$  para diferentes espesores de las cintas: cuanto más anchas sean las cintas será necesario un N mayor; este hecho se nota especialmente a altas frecuencias, como puede observarse en la tercera de estas tres figuras. Comparando con las gráficas análogas del modo tipo-E, se concluye que para bajas frecuencias convergen más rápidamente las soluciones del modo tipo-H, mientras que a altas frecuencias es al revés. A bajas frecuencias, un  $N=2$  ó 3 nos asegura una convergencia de 3 ó 4 cifras significativas, hecho que no ocurría en el modo tipo-E. A altas frecuencias la elección de N es delicada, especialmente si se pretende estudiar cintas de una anchura considerable; si la anchura de las cintas es menor de  $0.6W/D$  un  $N=8$  nos asegura una solución adecuada.

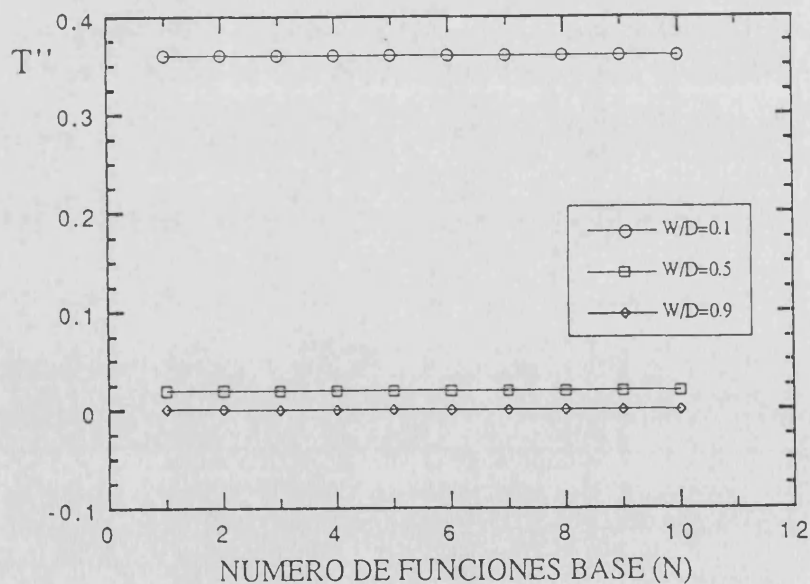


Figura 3.4.4.2.1-1

Coeficiente de transmisión en función de N; incidencia normal;  $M=300$  armónicos;  $D/\lambda=0.2$ .

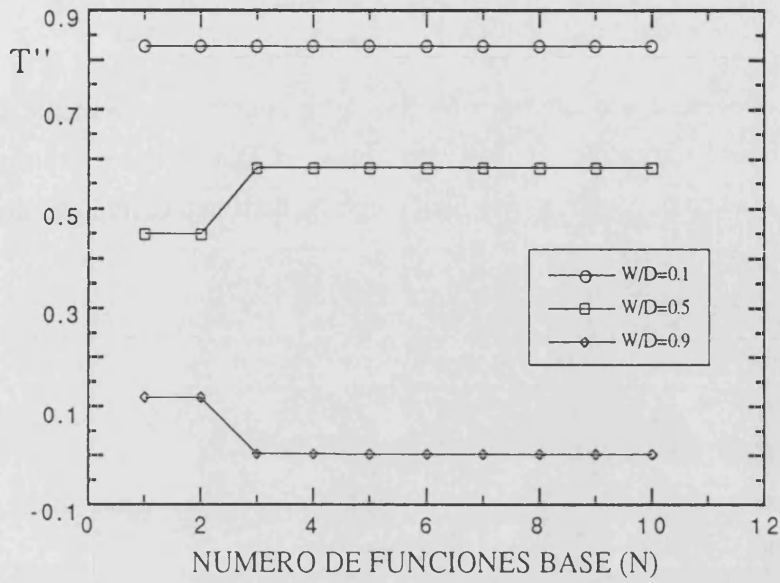


Figura 3.4.4.2.1-2

Coefficiente de transmisión en función de  $N$ ; incidencia normal;  $M=300$  armónicos;  $D/\lambda=1.25$ .

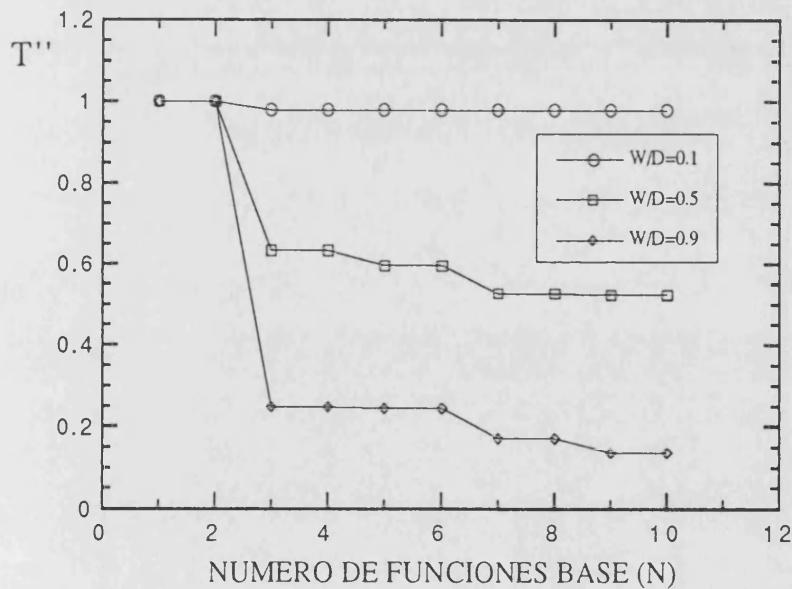


Figura 3.4.4.2.1-3

Coefficiente de transmisión en función de  $N$ ; incidencia normal;  $M=300$  armónicos;  $D/\lambda=5$ .

La incidencia no normal se trata en las figuras 3.4.4.2.1-4, 5, 6. Igualmente que en el modo tipo-E, se puede concluir que la convergencia respecto  $N$  si la incidencia es oblicua es del mismo orden que para incidencia normal.

Como conclusión, escogeremos  $N=5$  si  $D/\lambda < 2$  independientemente de  $W/D$ ; si  $2 \leq D/\lambda < 3$ ,  $N=8$  nos garantiza buenos resultados; si  $D/\lambda \geq 3$  debe examinarse con detenimiento la situación, no resultando fácil elegir  $N$ , dada la inestabilidad detectada en las soluciones.

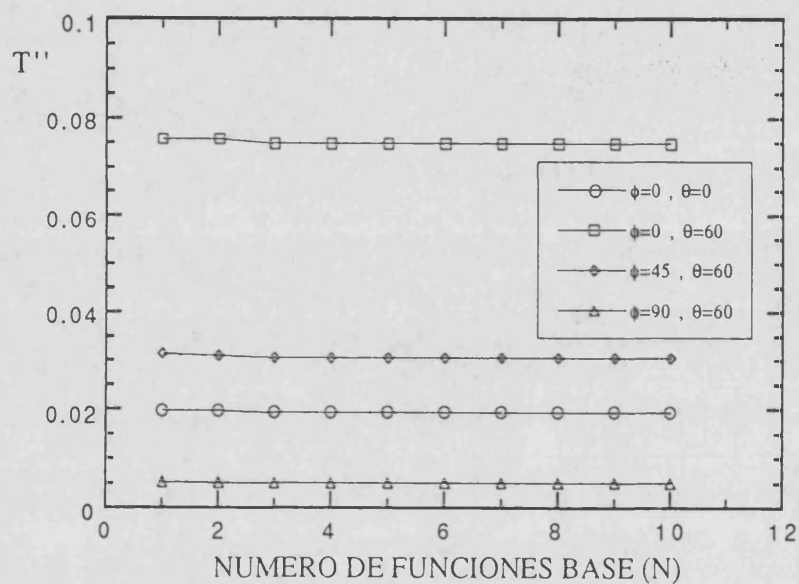


Figura 3.4.4.2.1-4

Coeficiente de transmisión en función de  $N$ ; incidencia normal y oblicua;  
 $M=300$  armónicos;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=0.2$ .

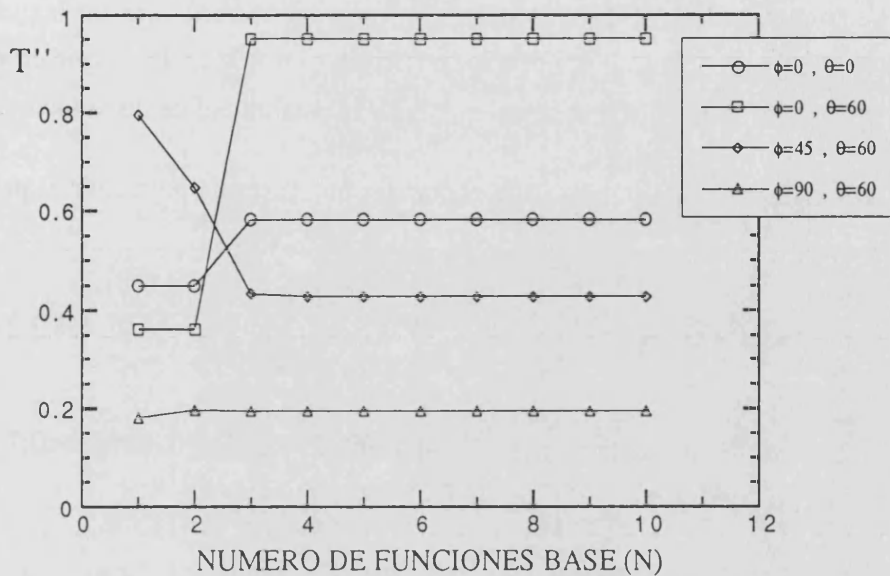


Figura 3.4.4.2.1-5

Coefficiente de transmisión en función de N; incidencia normal y oblicua;  
 M=300 armónicos; W/D=0.5; D/λ=1.25.

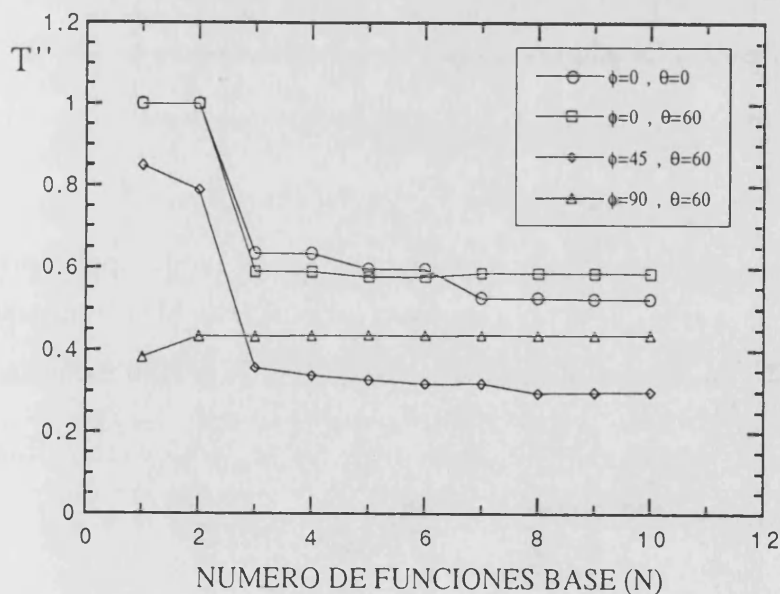


Figura 3.4.4.2.1-6

Coefficiente de transmisión en función de N; incidencia normal y oblicua;  
 M=300 armónicos; W/D=0.5; D/λ=5.0.

### 3.4.4.2.2 Estudio de la convergencia en función de M

Las figuras 3.4.4.2.2-1, 2, 3 reflejan que a menor anchura de las cintas se requiere un  $M_{\min}$  mayor, como era de esperar según (3.4.4.2-2). Igual que en el modo tipo-E, a frecuencia altas es más costoso encontrar la estabilidad de las soluciones.

En este caso es también posible encontrar una fórmula para fijar el parámetro  $M_{\min}$ :

$$M_{\min} = c \left( \frac{D}{W} \right) \left( \frac{4N^2-1}{8\pi} \right) \quad (3.4.4.2.2-1)$$

El valor de c queda fijado de la forma:  $c=3$  si  $W/D < 0.4$ ,  $c=5$  si  $0.4 \leq W/D < 0.7$  y  $c=7$  si  $W/D \geq 0.7$ . Así, podemos elaborar la siguiente tabla para  $M_{\min}$ :

Tabla 3.4.4.2.2-1

W/D	$M_{\min}$ (N=5)	$M_{\min}$ (N=8)
0.1	234	612
0.5	144	300
0.9	140	385

A la vista de los resultados concluimos que el modo tipo-H presenta una convergencia más rápida que el tipo-E respecto el parámetro M si  $N < 6$ ; esto se debe a que el factor  $\left( \frac{4N^2-1}{8\pi} \right)$  es más pequeño que N si  $N < 6$ . Para  $N > 6$  dicho factor puede llegar a hacerse muy grande requiriéndose un  $M_{\min}$  elevado, situación que encontraremos a altas frecuencias.

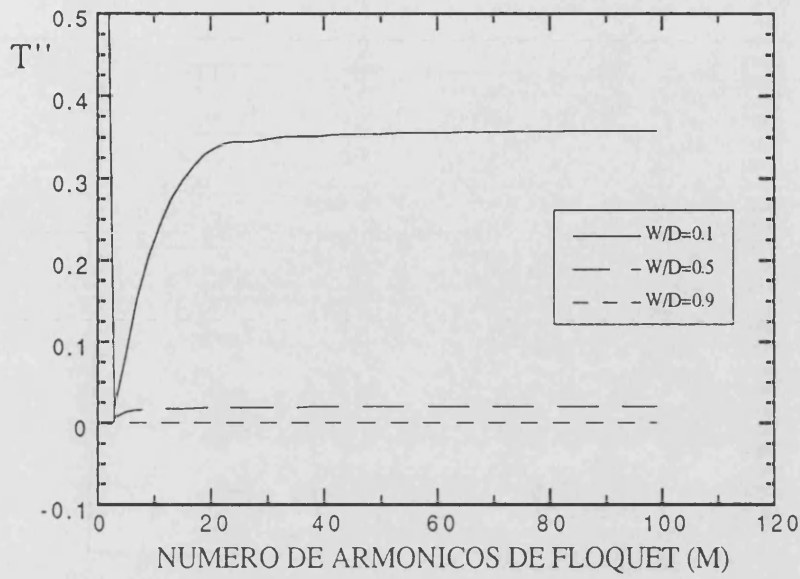


Figura 3.4.4.2.2-1

Coefficiente de transmisión en función de M; incidencia normal; N=5;  
 $D/\lambda=0.2$ .

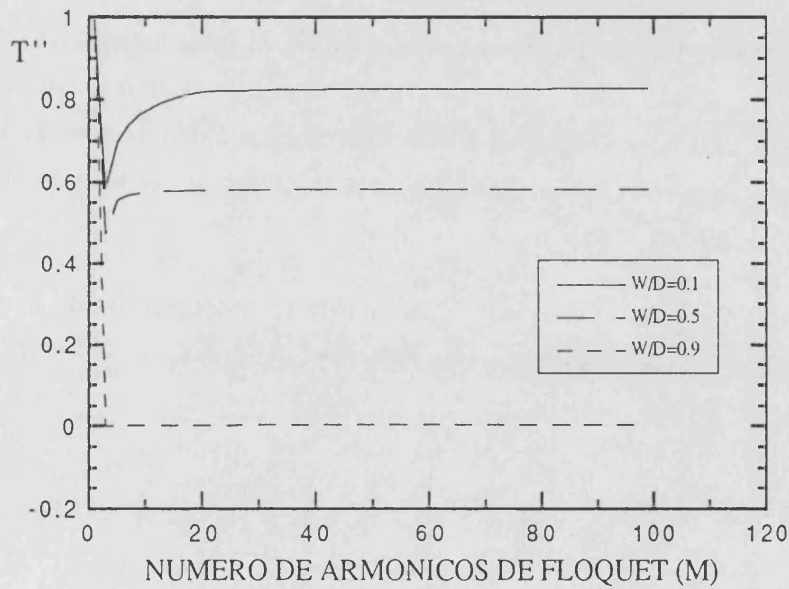


Figura 3.4.4.2.2-2

Coefficiente de transmisión en función de M; incidencia normal; N=5;  
 $D/\lambda=1.25$ .

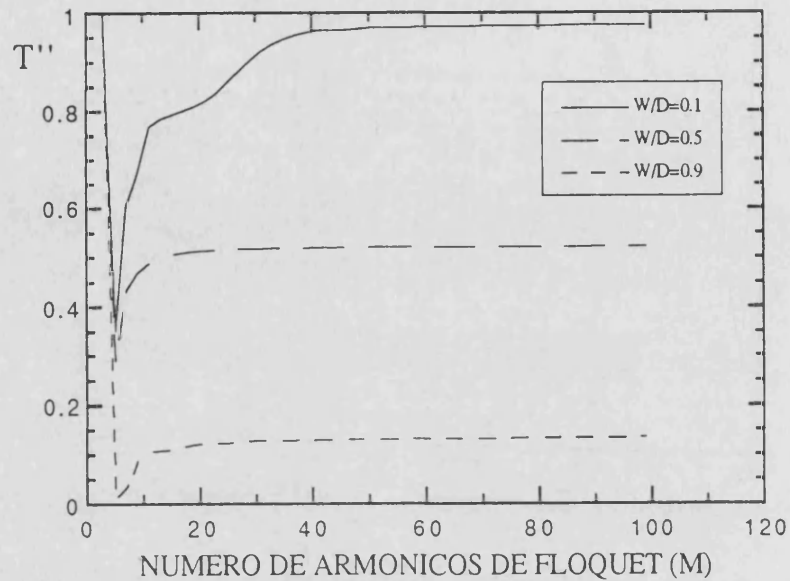


Figura 3.4.4.2.2-3

Coeficiente de transmisión en función de  $M$ ; incidencia normal;  $N=8$ ;  $D/\lambda=5$ .

El estudio de la convergencia en función de  $M$  para incidencia oblicua está plasmado en las gráficas 3.4.4.2.2-4, 5, 6; se observa que si bien la convergencia es ligeramente más costosa en incidencia oblicua que en incidencia normal, los valores  $M_{\min}$  proporcionados por (3.4.4.2.2-1) son perfectamente válidos para cualquier ángulo de incidencia sobre la rejilla.

Respecto los coeficientes  $a_n^{-}$  y el test de la conservación de la potencia se pueden hacer los mismos comentarios que para el modo tipo-E.



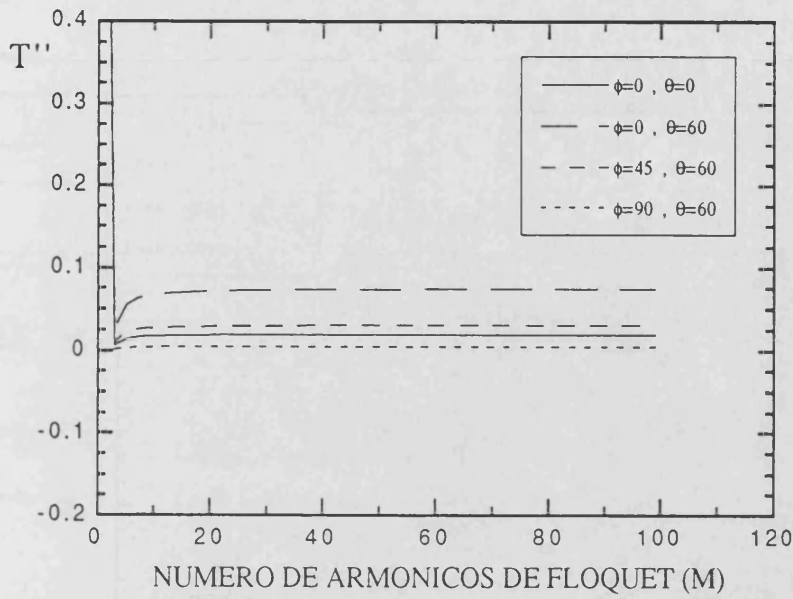


Figura 3.4.4.2.2-4

Coefficiente de transmisión en función de M; incidencia normal y oblicua;  
 $N=5$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=0.2$ .

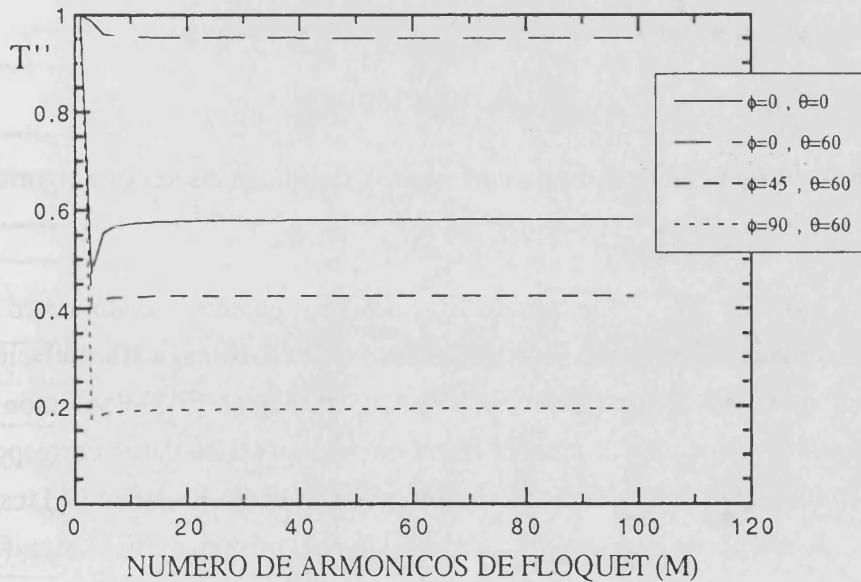


Figura 3.4.4.2.2-5

Coefficiente de transmisión en función de M; incidencia normal y oblicua;  
 $N=5$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=1.25$ .

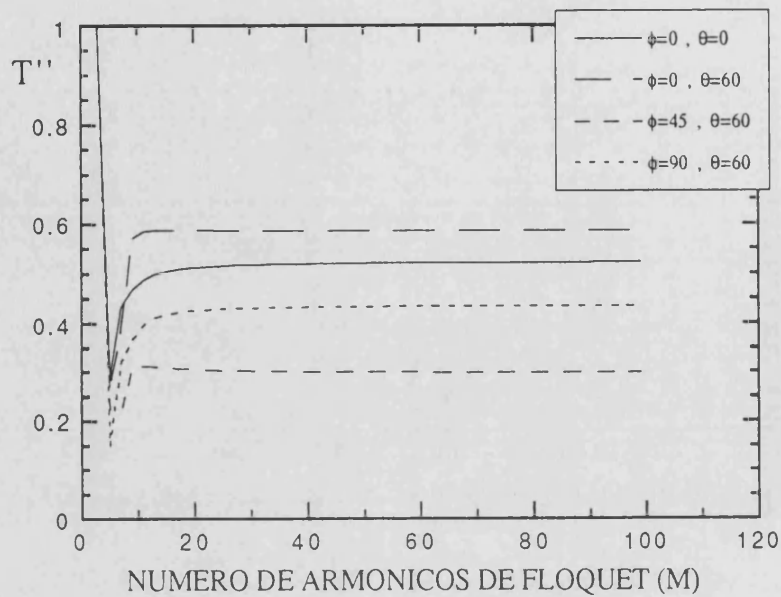


Figura 3.4.4.2.2-6

Coeficiente de transmisión en función de M; incidencia normal y oblicua;  
 $N=8$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=5$ .

### 3.4.4.3 Comparación con otros resultados

Estamos ya en condiciones de comparar la fiabilidad de nuestro algoritmo con los resultados encontrados en la bibliografía.

En la tabla 3.4.4.3-1 comparamos los resultados obtenidos con nuestro método (MMG) y los presentados por K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga (formulación en el dominio espectral) [3-21] y por L. Baldwin, A.E. Heins [3-3] (solución exacta obtenida analíticamente con la técnica de Wiener-Hopf). Los datos corresponden a incidencia normal y  $W/D=0.5$ ; en la última columna está el error relativo (%) respecto la solución de Baldwin. La correspondencia en las tres primeras cifras significativas queda asegurada en todos los casos.

Tabla 3.4.4.3-1

COEFICIENTE T'' ; Incidencia normal; W/D=0.5				
D/λ	Uchida	Baldwin	MMG	error rel.(%)
2	0.476754	0.476754	0.476643	0.02
3	0.556197	0.556198	0.556037	0.03
4	0.488655	0.488654	0.488609	0.01
5	0.523442	0.523452	0.523288	0.03

En la tabla 3.4.4.3-2 se exponen los resultados presentados en otro trabajo de K. Uchida, T. Noga, T. Matsunaga [3-19] y en el artículo de T. Hinata, T. Hosono (método de la adaptación puntual) [3-16] para diferentes casos, algunos en incidencia oblicua:

Tabla 3.4.4.3-2

COEFICIENTE T''				
	Uchida	Hinata	MMG	err.rel. %
D/λ=0.5,W/D=0.5 , θ=0° , φ=90°	0.12945	0.12945	0.12910	0.27
D/λ=0.5,W/D=0.5 , θ=60° , φ=90°	0.048249	0.048268	0.048084	0.34
D/λ=1.5,W/D=1/3 , θ=15° , φ=90°	0.70580	0.70580	0.705621	0.03
D/λ=10,W/D=1/3 , θ=15° , φ=90°	0.66524	0.66509	0.66277	0.37

Los resultados son muy buenos, asegurándonos la concordancia de dos o tres cifras significativas.

Finalmente, en la figura 3.4.4.3-1 comparamos nuestro método con el trabajo de H.A. Kalhor (método de la adaptación puntual) [3-9]. Los círculos corresponden a las soluciones de este autor y la línea continua muestra los resultados del MMG. Se detecta una buena concordancia entre ambos resultados.

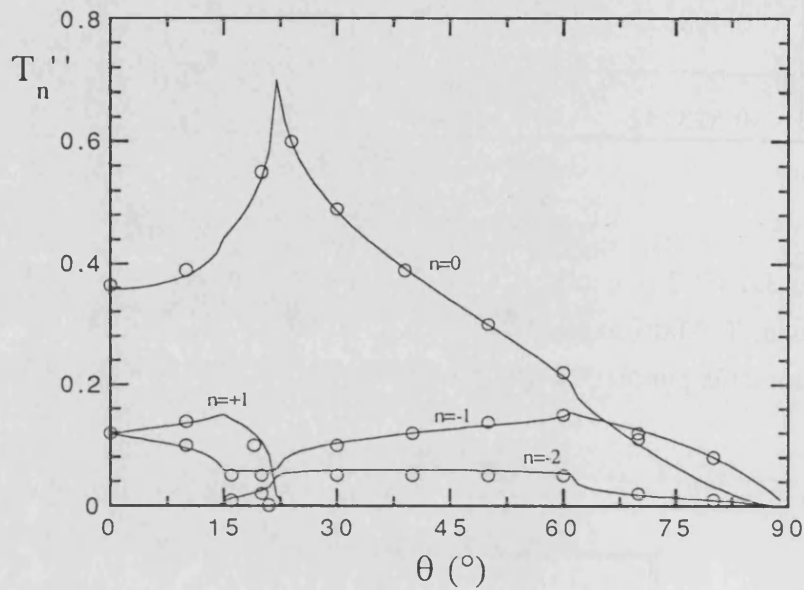


Figura 3.4.4.3-1

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ . Comparación con el trabajo de H.A. Kalhor; los círculos representan los resultados de este autor y la línea continua los resultados del MMG. ( $\phi=90^\circ$ ;  $W/D=0.375$ ;  $D/\lambda=1.6$ ).

### 3.4.4.4 Resultados

En este apartado presentamos resultados que nos muestren el comportamiento de las placas de cintas para el estado de polarización tipo-H, agrupados en función de varios parámetros; también se mostrará el valor de la corriente superficial inducida en las cintas. Se ha seguido la misma secuencia que para el modo tipo-E.

Conviene recordar en este apartado que los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E y tipo-H son degenerados, es decir, el armónico  $n$  queda descrito por el mismo vector número de ondas  $(k_x, k_{y_n}, k_{z_n})$  (definido en (2.2.3-4)) independientemente de que sea tipo-E o tipo-H. En consecuencia, la estructura de armónicos propagativos y en corte que aparece en los armónicos tipo-H es idéntica a la de los armónicos tipo-E; lógicamente los coeficientes  $a_n^-$ ,  $a_n^+$  son diferentes en ambos estados de polarización.

#### 3.4.4.4.1 Resultados en función de la frecuencia ( $D/\lambda$ )

En la figura 3.4.4.4.1-1 se presentan los coeficientes  $T_n$  para incidencia normal y  $W/D=0.5$  en función del parámetro  $D/\lambda$ , proporcional a la frecuencia. Igual que en el modo tipo-E, aparecen las anomalías de Wood cuando  $D/\lambda$  es un entero. La primera resonancia cambia radicalmente el comportamiento transmisor de la rejilla: a bajas frecuencias ( $D/\lambda < 1$ ) prácticamente toda la potencia es reflejada por la rejilla, mientras que después de la primera resonancia el comportamiento es diferente. Los resultados para incidencia oblicua están en las gráficas 3.4.4.4.1-2, 3, 4.

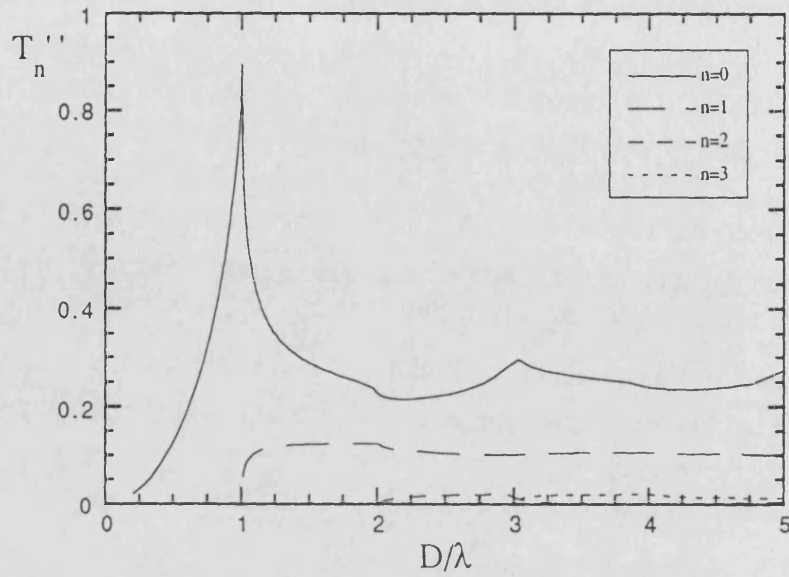


Figura 3.4.4.4.1-1

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ; incidencia normal.

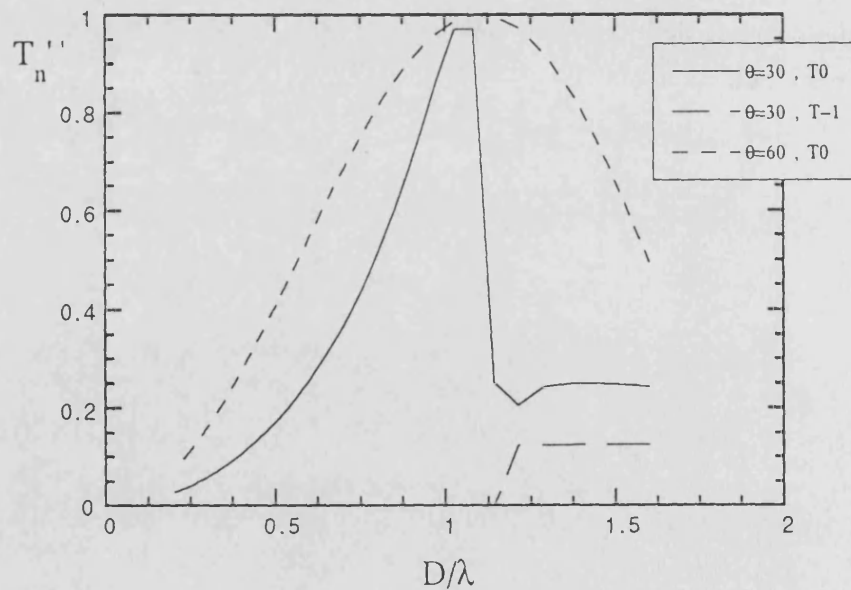


Figura 3.4.4.4.1-2

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\phi=0^\circ$ .

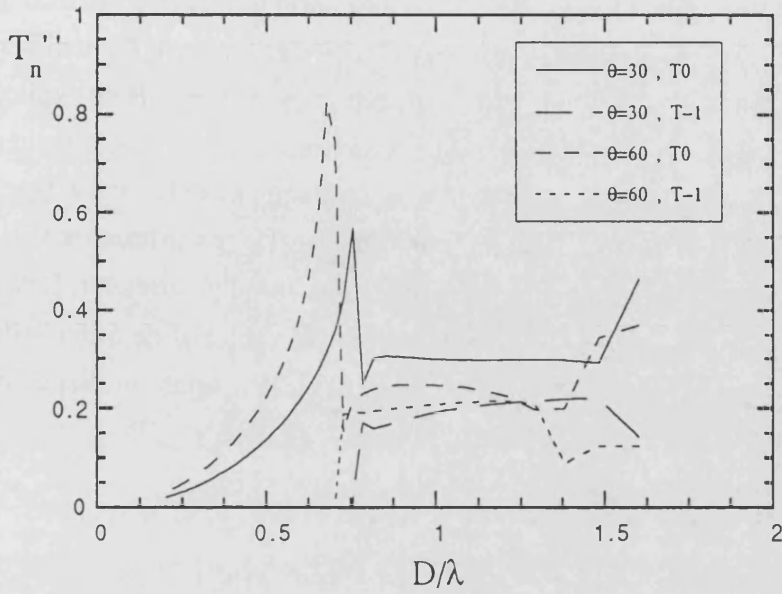


Figura 3.4.4.4.1-3

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\phi=45^\circ$ .

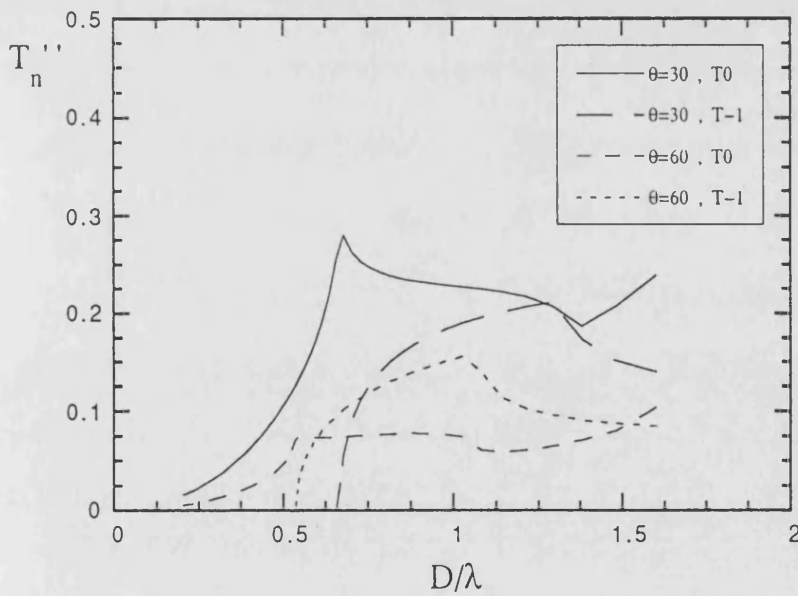


Figura 3.4.4.4.1-4

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función de la relación  $D/\lambda$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\phi=90^\circ$ .

El comportamiento de las rejillas como polarizadores queda justificado si nos fijamos en la región de bajas frecuencias, ya que la señal es principalmente reflejada, en contra de lo que ocurre si la onda incide con polarización tipo-E (recordamos que para el modo tipo-E la señal transmitida es máxima a bajas frecuencias). La justificación de este comportamiento "complementario" entre modos tipo-E y tipo-H se explica con el Principio de Babinet [4-5], [4-6]. Mostramos el comportamiento a bajas frecuencias de  $T_0''$  y  $\arg(T_0'')$  en las figuras 3.4.4.4.1-5, 6 respectivamente. Para frecuencias inferiores a  $D/\lambda < 0.2$  el coeficiente de transmisión  $T_0''$  es inferior a 0.1, lo que confirma el funcionamiento de este tipo de estructuras como polarizador. Respecto del argumento del coeficiente de transmisión del armónico vectorial de orden 0 del modo tipo-H se concluye que las EPICPUD de cintas son estructuras no dispersivas (ver figura 3.4.4.4.1-6).

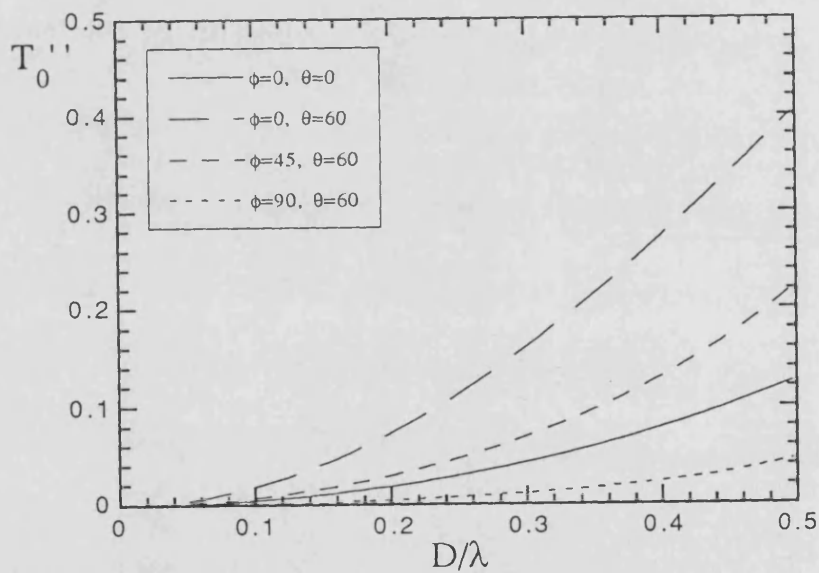


Figura 3.4.4.4.1-5

Coefficiente de transmisión del armónico cero en función de  $D/\lambda$  a bajas frecuencias; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ .



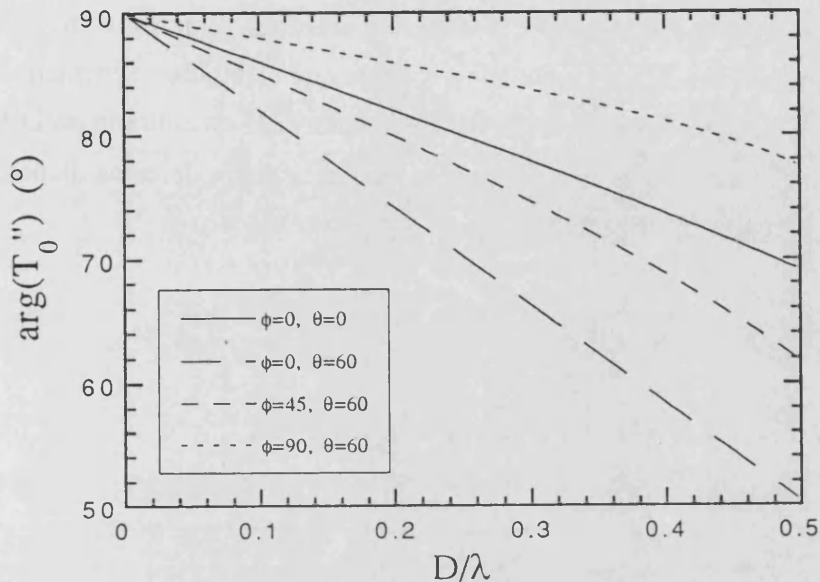


Figura 3.4.4.4.1-6

Fase del coeficiente de transmisión del armónico cero en función de  $D/\lambda$  a bajas frecuencias; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ .

#### 3.4.4.4.2 Resultados en función de los ángulos de incidencia $\theta$ y $\phi$

En la figura 3.4.4.4.2-1 se representa el coeficiente  $T''$  en función del ángulo de incidencia  $\theta$  para diferentes planos de incidencia a bajas frecuencias ( $D/\lambda=0.2$ ). Se observa que a medida que aumenta dicho ángulo las rejillas dejan de reflejar totalmente la señal incidente; este comportamiento varía con el ángulo  $\phi$ : para el plano  $\phi=0^\circ$  la transmitividad es máxima en  $\theta=90^\circ$ , mientras que para el plano  $\phi=90^\circ$  las rejillas son totalmente reflectoras para cualquier ángulo de incidencia  $\theta$ . Observando la figura 3.4.3.4.2-1 (modo tipo-E), se concluye que en el plano  $\phi=0^\circ$  esta estructura actúa de filtro de polarización angular, de tal forma que a grandes ángulos de incidencia ( $\theta\approx 90^\circ$ ) la componente tipo-H es transmitida mientras la del modo tipo-E es básicamente reflejada, al contrario de lo que ocurre si la incidencia es normal ( $\theta=0^\circ$ ).

Para frecuencias cercanas a la aparición del primer armónico ( $D/\lambda=0.9$ ) (figura 3.4.4.4.2-2) la respuesta del sistema es completamente diferente, habiendo planos de incidencia en los que aparecen armónicos de orden superior, lo que genera las

correspondientes resonancias. Conviene notar que en esta frecuencia el plano  $\phi=90^\circ$  deja de reflejar la totalidad de la potencia incidente, salvo para las cercanías de  $\theta=90^\circ$ .

Las figuras 3.4.4.4.2-3, 4, 5 muestran los coeficientes  $T_n''$  de los distintos armónicos de Floquet cuando  $D/\lambda=1.6$ . La última de estas tres figuras nos muestra que el armónico de orden 0 tiende a ser reflejado a medida que el ángulo de incidencia  $\theta$  se aproxima a  $90^\circ$ . Este comportamiento es complementario al encontrado en la figura 3.4.3.4.2-5 para el modo tipo-E, encontrándose una aplicación de estos dispositivos como filtros angulares de polarización.

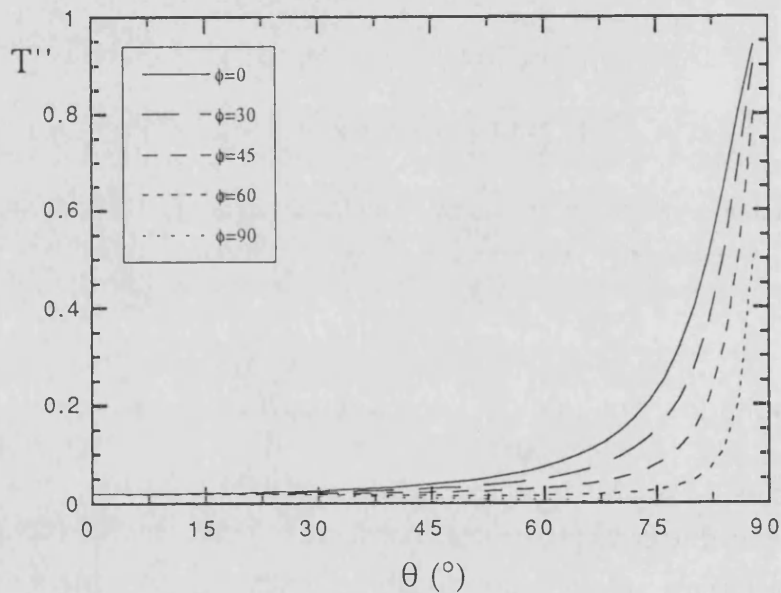


Figura 3.4.4.4.2-1

Coefficiente de transmisión en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ .

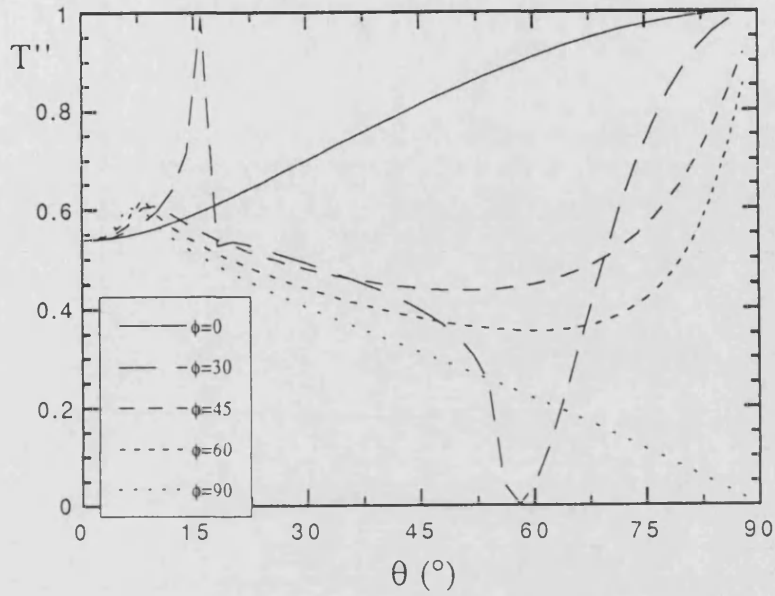


Figura 3.4.4.4.2-2

Coefficiente de transmisión en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ .

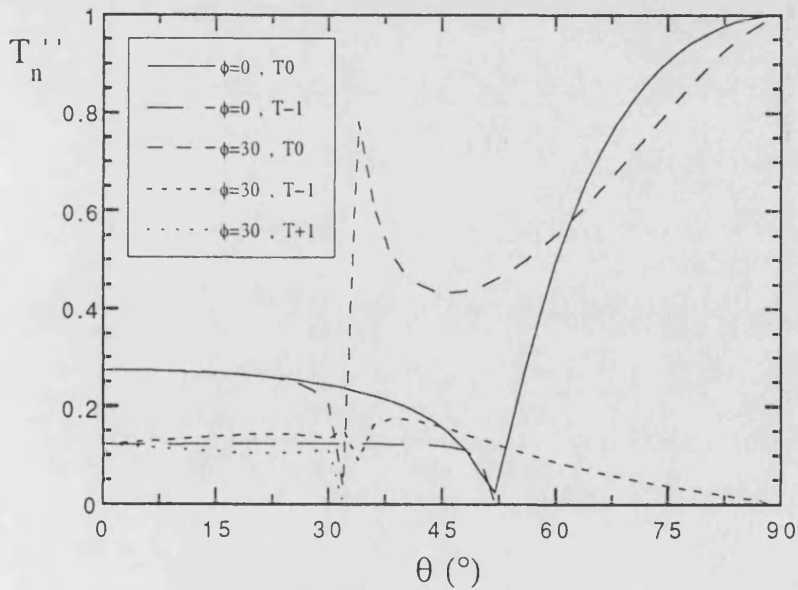


Figura 3.4.4.4.2-3

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ .

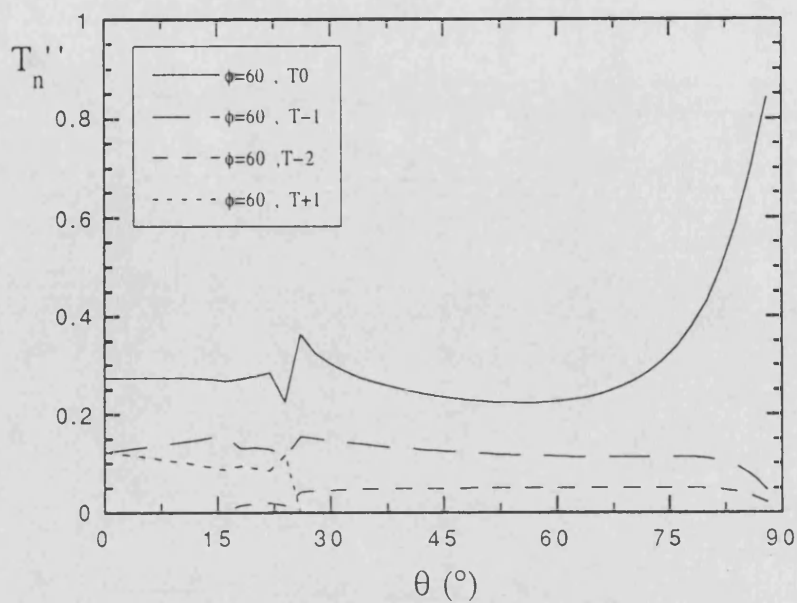


Figura 3.4.4.4.2-4

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ .

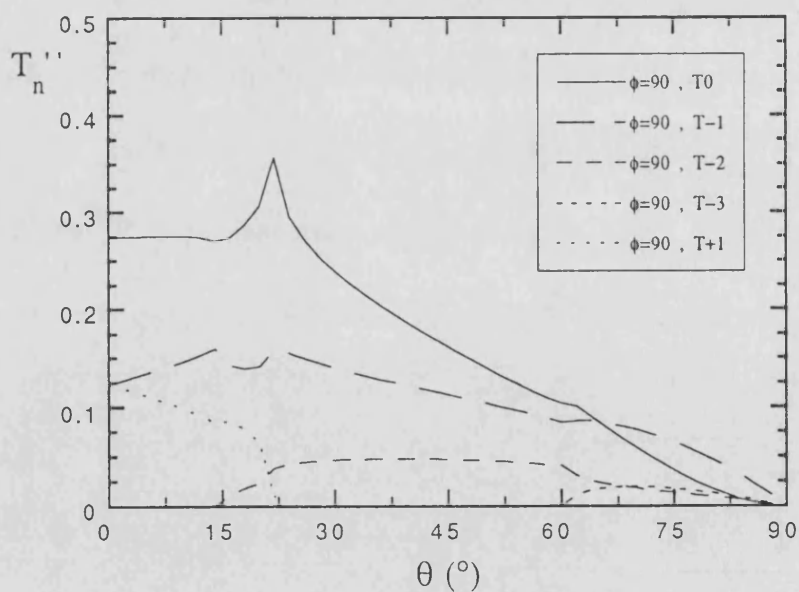


Figura 3.4.4.4.2-5

Coefficientes de transmisión de los armónicos de Floquet en función del ángulo  $\theta$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ .

### 3.4.4.4.3 Resultados en función de la relación W/D

Se ha estudiado la variación de  $T''$  en función de la anchura de las cintas para dos frecuencias distintas; los resultados se plasman en las gráficas 3.4.4.4.3-1 ( $D/\lambda=0.2$ ) y 3.4.4.4.3-2 ( $D/\lambda=0.9$ ). De la observación de dichas curvas se deduce que la transmitancia es máxima si las cintas son muy estrechas; según aumenta la relación W/D dicha transmitancia se aproxima a cero, igual que sucede con el modo tipo-E. La rapidez con que  $T''$  tiende a cero depende del ángulo de ataque y de la frecuencia. A frecuencias bajas dicho coeficiente decrece a un valor próximo a cero mucho más rápidamente que cerca de la resonancia.

Analizando las figuras 3.4.3.4.3-1, 3.4.4.4.3-1 se puede concluir que una anchura de cintas  $W/D=0.5$  simula el comportamiento de un polarizador en la región de bajas frecuencias: si una onda linealmente polarizada incide sobre una EPICPUD de cintas, la componente del modo tipo-E es básicamente transmitida, mientras que la componente del modo tipo-H es principalmente reflejada.

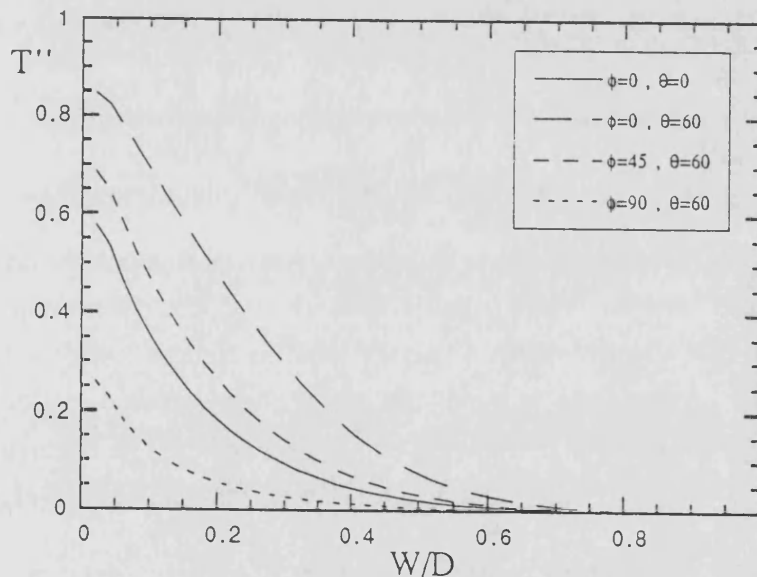


Figura 3.4.4.4.3-1

Coeficientes de transmisión del armónico de orden cero en función de la anchura de las cintas (W/D); incidencia normal y oblicua;  $D/\lambda=0.2$ .

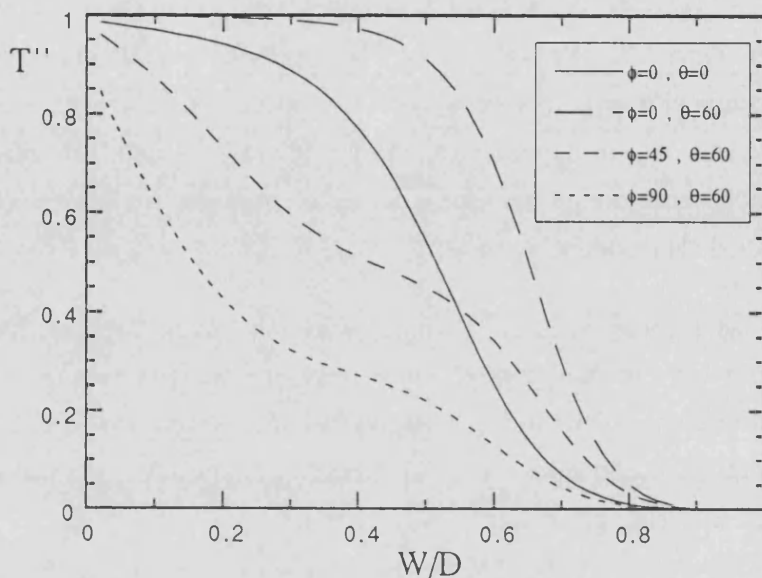


Figura 3.4.4.4.3-2

Coeficientes de transmisión del armónico de orden cero en función de la anchura de las cintas ( $W/D$ ); incidencia normal y oblicua;  $D/\lambda=0.9$ .

#### 3.4.4.4.4 Corrientes superficiales

Finalmente se ha representado la corriente superficial inducida en las cintas en tres frecuencias distintas y diferentes ángulos de incidencia; la anchura de las cintas se ha escogido  $W/D=0.5$ . Los resultados se plasman en las figuras 3.4.4.4.4-1, 2, 3, en las que aparece la parte real de la corriente  $J_x''(y)$  normalizada al valor máximo alcanzado por dicha corriente en el intervalo expuesto. El cálculo de la corriente se ha efectuado con la expresión genérica del MM (3.4.2-4); los coeficientes  $\{I_n\}$  son los obtenidos con el MMG.

Respecto la frecuencia puede observarse que a altas frecuencias la corriente presenta variaciones más bruscas que para bajas frecuencias. También se aprecia una pérdida de la simetría respecto  $y=0$  si la incidencia es oblicua. En todas las curvas se contempla que las corrientes son máximas en los bordes de la cinta, consecuencia de la elección de las funciones base que describen la corriente  $\{f_n\}$  (ver ecuación 3.4.4.1-2).

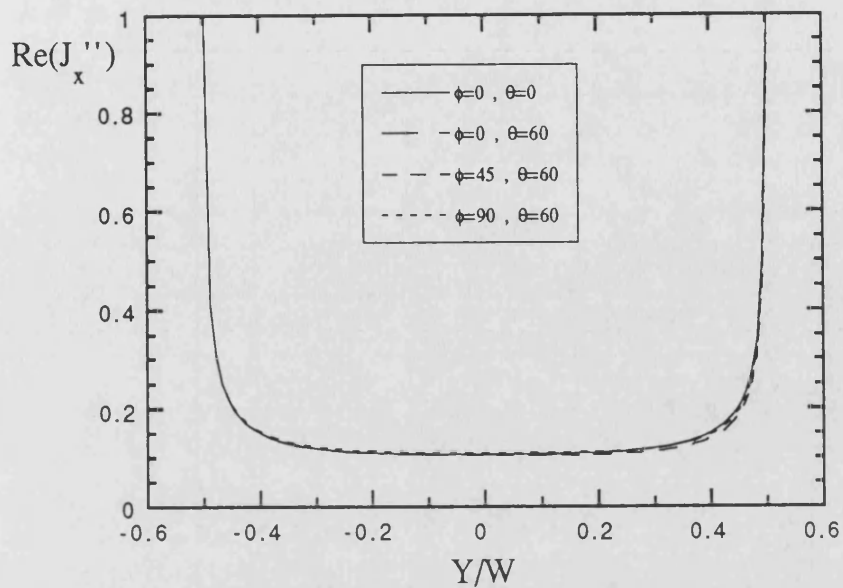


Figura 3.4.4.4.4-1

Parte real de la corriente superficial inducida en las cintas; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=0.2$ ;  $N=5$ .

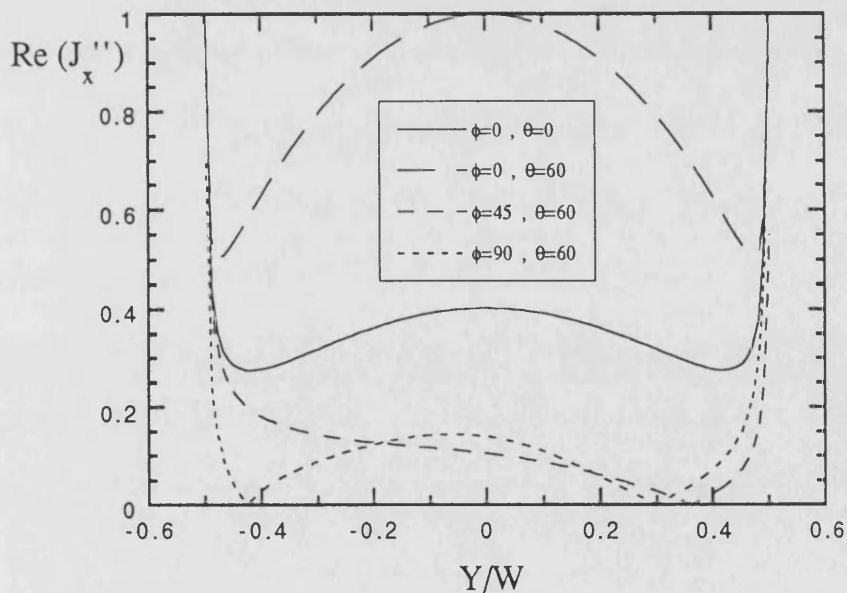


Figura 3.4.4.4.4-2

Parte real de la corriente superficial inducida en las cintas; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=1.6$ ;  $N=5$ .



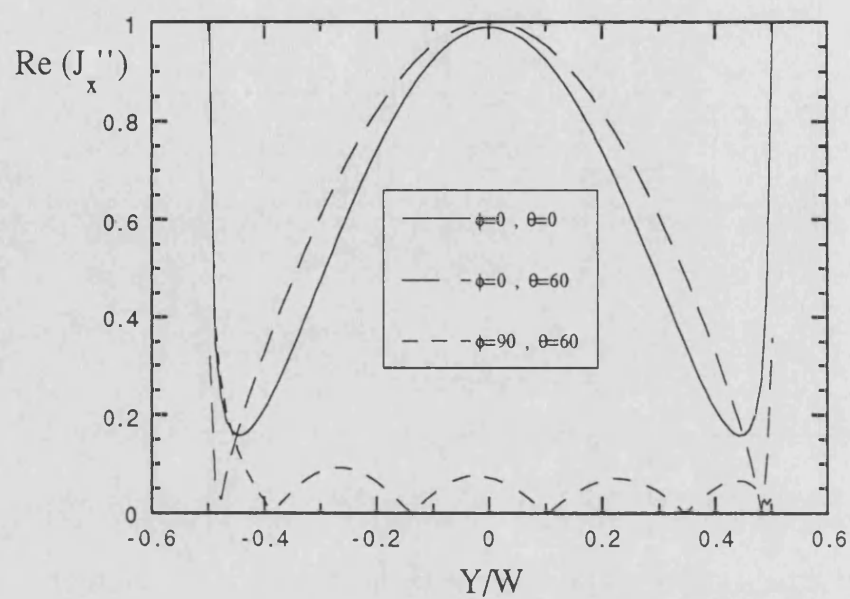


Figura 3.4.4.4.4-3

Parte real de la corriente superficial inducida en las cintas; incidencia normal y oblicua;  $W/D=0.5$ ;  $D/\lambda=5$ ;  $N=9$ .



### 3.5 BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 3

- [3-1] Lord Rayleigh, "On the dynamical theory of gratings", Proc. Roy. Soc. London, sec. A, vol. 79, pp. 399-416; 1907.
- [3-2] T. Larsen, "A survey of the theory of wire grids", IRE Trans. on MIC. Theory and Tech., vol. MTT-10, pp. 191-201; Mayo, 1962.
- [3-3] G.L. Baldwin, A.E. Heins, "On the diffraction of a plane wave by an infinite plane grating", Math. Scand., vol. 2, pp. 103-118; 1954.
- [3-4] R.I. Primich, "Some electromagnetic transmission and reflection properties of a strip grating", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-5, no. 2, pp. 176-182; Abril, 1957.
- [3-5] Z.S. Agranovich, V.A. Marchenko, V.P. Shestopalov, "The diffraction of electromagnetic waves from plane metallic lattices", Soviet. Phys. Tech., vol. 7, no. 4, pp. 277-286; 1962.
- [3-6] V.G. Yampolsky, "Diffraction of a plane electromagnetic wave by a system of metallic strips", Radio. Eng. Electron. Phys., vol. 8, pp. 605-616; 1963.
- [3-7] A.R. Neureuther, K. Zaki, "Numerical solutions of electromagnetic boundary value problems by means of asymptotic anticipation method", Radio. Sci., vol. 3, pp. 1158-63; 1968.
- [3-8] E. Lüneburg, K. Westpfahl, "Diffraction of plane waves by an infinite strip grating", Ann. Phys., vol. 27, no. 3, pp. 257-88; 1971.
- [3-9] H.A. Kalhor, " Diffraction of electromagnetic waves by plane metallic gratings", J. Opt. Soc. Am., vol. 68, pp. 1202-5; 1978.
- [3-10] H.A. Kalhor, N. Eshragh, Ch. Muhammad Aslam, "Diffraction of electromagnetic waves by plane metallic gratings using a minimum boundary error approach", J. Opt. Soc. Am., vol. 71, pp. 902-3; 1981.
- [3-11] M.J. Archer, "Periodic multielement strip grating", Electronic Letters, vol. 18, pp. 958-9; 1982.

- [3-12] Yu.V. Pimenov, M.Yu. Chervenko, "Diffraction of a plane wave by arrays consisting of parallel strips", *Sov. J. Commun. Tech. Electron. (USA)*, vol. 31, no. 10, pp. 41-7; 1986.
- [3-13] J.C. Brand, J.F. Kauffman, "The application of contraction theory to an iterative formulation of electromagnetic scattering", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-33, no. 12, pp. 1354-61; Dec., 1985.
- [3-14] R.C. Hall, R. Mittra, "Scattering from a periodic array of resistive strips", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-33, no. 9, pp. 1009-1011; Sept., 1985.
- [3-15] T. Hosono, T. Hinata, T. Yamasaki, "A new technique of point matching method for the problems of scattering by strip gratings", *Proc. ISAP'85*, vol. 1, pp. 257-60; 1985.
- [3-16] T. Hinata, T. Hosono, *Trans. IECE Japan*, vol. 59-B, pp. 571-8; 1976.
- [3-17] J.H. Richmond, "On the edge mode in the theory of TM scattering by a strip or strip grating", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-28, no. 6, pp. 883-7; Nov., 1980.
- [3-18] M. Ando, K. Takei, "Reflection and transmission coefficients of a thin strip grating for antenna application", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-35, no. 4, pp. 367-71; April, 1987.
- [3-19] K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga, "Numerical analysis of plane wave scattering by an infinite plane grating using weighted Fourier series", *Trans. IECE Japan*, vol. E69, no. 2, pp. 132-8; 1986.
- [3-20] K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga, "Electromagnetic wave scattering by an infinite plane metallic grating in case of oblique incidence and arbitrary polarization", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 1, pp. 415-22; March, 1988.
- [3-21] K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga, "Spectral domain analysis of electromagnetic wave scattering by an infinite plane metallic", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-35, no. 1, pp. 46-51; Jan., 1987.
- [3-22] D. Fan, "A new approach to diffraction analysis of conductor grids, part II-perpendicular-polarized incident plane waves", *IEEE Trans. Ant. Prop.* vol. AP-37, no. 1, pp. 89-93; Jan., 1989.

- [3-23] M. Guglielmi, A.A. Oliner, "Multimode network description of a planar periodic metal-strip grating at a dielectric interface - Part I: Rigorous network formulations", *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, vol. MTT-37, no. 3, pp. 534-41; March, 1989.
- [3-24] M. Guglielmi, A.A. Oliner, "Multimode network description of a planar periodic metal-strip grating at a dielectric interface - Part II: Small-aperture and small-obstacle solutions", *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, vol. MTT-37, no. 3, pp. 542-52; March, 1989.
- [3-25] M. Guglielmi, H. Hochstadt, "Multimode network description of a planar periodic metal-strip grating at a dielectric interface - Part III: Rigorous solution", *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, vol. MTT-37, no. 5, pp. 902-9; May, 1989.
- [3-26] I. Palock, A.A. Oliner, "Equivalent network of a multimode planar grating", *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT-18, pp. 244-52; May, 1970.
- [3-27] V. Daniele, M. Gilli, E. Viterbo, "Diffraction of a plane wave by a strip grating", *Electromagnetics*, 10, pp. 245-69; 1990.
- [3-28] B.J. Rubin, H.L. Bertoni, "Scattering from a periodic array of conducting bars of finite surface resistance", *Radio Science*, vol. 20, pp. 827-32; July-Aug., 1985.
- [3-29] Y.-L. Kok, N.C. Gallagher, R.W. Ziolkowski, "Dual series solution to the scattering of plane waves from a binary conducting grating", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-37, no. 7, pp. 901-917; July, 1989.
- [3-30] K. Kobayashi, T. Inoue, "Diffraction of a plane wave by an inclined parallel plate grating", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 10, pp. 1424-34; Oct., 1988.
- [3-31] R.C. Hall, R. Mittra, K.M. Mitzner, "Scattering from finite thickness resistive strip gratings", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 4, pp. 504-510; April, 1988.
- [3-32] R.E. Jorgenson, R. Mittra, "Efficient calculation of the free-space periodic Green's function", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-38, no. 5, pp. 633-42; May, 1990.

- [3-33] A.M. Barbosa, A.S. dos Santos, J. Figanier, "Wave propagation on a strip grating over an impedance plane. Solution by reduction to a modified Riemann-Hilbert problem", *Radio Science*, vol. 18, no. 18, pp. 519-31; July-Aug., 1983.
- [3-34] H.A. Kalhor, "Electromagnetic scattering by a dielectric slab loaded with a periodic array of strips over a ground plane", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 1, pp. 147-51; Jan., 1988.
- [3-35] José Antonio Encinar, "Mode-matching and point-matching techniques applied to the analysis of metal-strip loaded dielectric antennas", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-38, no. 9, pp. 1405-12; Sept., 1990.
- [3-36] K. Nakamura, M. Ando, "A full-wave analysis of offset reflector antennas with polarization grids", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 2, pp. 164-170; Feb., 1988.
- [3-37] A.S. Sysoyev, "Structure of the field of decaying harmonics in the diffraction of the wave beams by one-dimensionally periodic gratings", *Sov. J. Commun. Technol. Electron. (USA)*, vol. 32, no. 10, pp. 106-11; Oct., 1987.
- [3-38] T. Cwik, R. Mittra, "The effects of the truncation and curvature of periodic surfaces: a strip grating", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 5, pp. 612-22; May, 1988.
- [3-39] R.C. Johnson, H. Jasik editors, "Antenna Engineering Handbook", 2<sup>a</sup> Ed., McGraw-Hill, USA; 1984.
- [3-40] B. Gimeno, "Estudio de un polarizador multietapa de microondas compuesto de varillas conductoras", Tesis de Licenciatura; Septiembre, 1989.
- [3-41] P.R. Franchi, R.J. Mailloux, "Theoretical and experimental study of metal grid angular filters for sidelobe suppression", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-31, no. 3, pp. 445-50; May, 1983.
- [3-42] P.M. Morse, H. Feshbach, "Methods of Theoretical Physics, Part I", Ed. McGraw-Hill, USA; 1953.
- [3-43] R.F. Harrington, "Matrix methods for fields problems", *Proc. IEEE*, vol. 55, pp. 136-149; Feb. 1967.

- [3-44] J.A. Cochran, "Analysis of linear integral equations", Ed. McGraw-Hill, 1<sup>a</sup> Ed., USA; 1972.
- [3-45] L.M. Delves, J. Walsh editors, "Numerical solution of integral equations", Ed. Oxford Univ. Press., 1<sup>a</sup> Ed., Bristol (Gran Bretaña); 1974.
- [3-46] T.K. Sarkar, "A note on the choice weighting functions in the Method of Moments", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-33, no.4, pp. 436-41; April, 1985.
- [3-47] M.N. Ney, "Method of Moments as applied to electromagnetic problems", IEEE Microw. Theory Tech., vol. MTT-33, no.10, pp. 972-80; Oct., 1985.
- [3-48] T.K. Sarkar, "A note on the variational Method (Rayleigh-Rotz), Galerkin's Method and the Method of Least Squares", Radio Science, vol. 18, no. 6, pp. 1207-24; Nov.-Dec., 1983.
- [3-49] J.J.H. Wang, "Generalised Moment Methods in electromagnetics", IEE Proc., vol. 137, pt.H., no. 2, pp. 127-32; April, 1990 .
- [3-50] T.K. Sarkar, A.R. Djordjevic, E. Arvas, "On the choice of expansion and weighting functions in the numerical solutions of operator equations", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-33, no.9, pp. 988-96; Sept., 1985.
- [3-51] A.R. Djordjevic. T.K. Sarkar, "A theorem on the Moment Methods", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-35, no.3, pp. 353-5; March, 1987.
- [3-52] C.M. Butler, D.R. Wilton, "General analysis of narrow strips and slots", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-28, no.1, pp. 42-8; Jan., 1980.
- [3-53] C.M. Butler, "General solutions of the narrow strip (and slot) integral equations", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-33, no. 10, pp. 1085-90; Oct., 1985.
- [3-54] M. Ando, A. Kondo, K. Kagoshima, "Scattering of an arbitrary wave by a thin strip grating reflector", IEE Proc., vol. 133, pt. H, no. 3, pp. 203-8; June, 1986.
- [3-55] A. Frenkel, "On entire-domain basis functions with square-root edge singularity", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-37, no. 9, pp. 1211-4; Sept., 1989.

- [3-56] A. Matsushima, T. Itakura, "Analysis of strip gratings by numerical solution of singular integral equation", Proc. ISAP'85, vol. 1, pp. 261-4; 1985.
- [3-57] R.C. Wood, Phil. Mag. 4, 396; 1902.
- [3-58] A. Hessel, A.A. Oliner, "A new theory of Wood's anomalies on optical gratings", Applied Optics, vol. 4, no.10, pp. 1275-97; 1965.
- [3-59] T. Itoh, R. Mittra, "Wood anomalies in diffraction from strip grating", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. MTT-18, no. 1, pp. 54-55; Jan., 1970.
- [3-60] J.L. Tsalamengas, J.G. Fikioris, "Scattering of E-polarized waves from conducting strips in the presence of a magnetically uniaxial half-space. A singular integral equation approach", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-37, no. 10, pp. 1265-76; Oct., 1989.
- [3-61] W.A. Walker, C.M. Butler, "A method for computing scattering by large arrays of narrow strips", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-32, no. 12, pp. 1327-34; Dec., 1984.
- [3-62] D.R. Wilton, S. Govind, "Incorporation of edge conditions in Moment Method solutions", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-25, no. 6, pp. 845-850; Nov., 1977.

## Capítulo 4

# ESTUDIO DE LA DISPERSION ELECTROMAGNETICA DE UNA EPICPUD DE CINTAS IMPRESA EN DIELECTRICO





## 4.1 INTRODUCCION

Las EPICPUD de cintas se fabrican normalmente impresas en una lámina dieléctrica que hace de soporte; en aplicaciones prácticas la lámina dieléctrica debe perturbar lo menos posible el campo dispersado por la rejilla, por lo que se escogen láminas delgadas de constantes dieléctricas bajas. En este capítulo estudiamos la interacción de una onda electromagnética plana linealmente polarizada que incide sobre una rejilla de cintas impresa en una lámina dieléctrica de espesor  $d$  y constante dieléctrica relativa  $\epsilon_r$ . Se ha hecho uso de la descomposición en armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H descrita en el capítulo 2.

La interacción de los armónicos dispersados por la rejilla con la placa dieléctrica puede realizarse con diferentes métodos; la revisión bibliográfica se presenta en el apartado 4.2. En el epígrafe 4.3 se describe la formulación empleada en esta memoria; hemos optado por utilizar la TMDG: esta técnica presupone que el campo electromagnético difractado por la rejilla "en el aire" interacciona con la lámina dieléctrica. Se describen las MDG y MTG de los elementos involucrados en el problema: rejilla de cintas, desadaptación entre dos medios dieléctricos (para abordar la interacción de los armónicos en las interfases aire-dieléctrico y dieléctrico-aire), y transmisión en un medio dieléctrico. Conectando en cascada las matrices correspondientes se obtiene la matriz de transmisión de la estructura rejilla de cintas+dieléctrico de la que se extraen los coeficientes de reflexión y transmisión. El algoritmo resultante queda determinado numéricamente por el número de armónicos de Floquet utilizados ( $N_{AF}$ ).

En el apartado 4.4 se hace un estudio general de la convergencia del método en función de los parámetros involucrados, presentando gráficas del comportamiento de estas estructuras. En 4.4.1 se hace el análisis en función de la frecuencia. Seguidamente (en 4.4.2) se estudia la estructura de ondas estacionarias generada en el interior del dieléctrico por las reflexiones múltiples de los armónicos de Floquet propagativos y en corte. Los efectos de la constante dieléctrica del sustrato en la convergencia del método se tratan en 4.4.3. En 4.4.4 se hace un estudio de la transmitancia de estas estructuras en función de los ángulos de incidencia  $\theta$ ,  $\phi$ , comparando los resultados con lo que se obtuvieron cuando no hay lámina dieléctrica. Finalmente en 4.4.5 se compara nuestro algoritmo con los resultados de otros autores.

## 4.2 ANTECEDENTES

L.B. Withbourn, R.C. Compton, R.C. McPhedran [4-5] (1985), [4-6] (1984) presentan las fórmulas analíticas de las impedancias que simulan una EPICPUD que separa dos espacios de diferente constante dieléctrica (Modelo de Línea de Transmisión); los resultados son válidos para incidencia normal. En primer lugar hacen una revisión y corrección de algunas expresiones aparecidas en la bibliografía, y posteriormente aplican el Principio de Babinet para obtener sus ecuaciones.

A. Matsushima, T. Itakura [3-56] (1985) estudian la difracción de una onda con polarización tipo-E sobre una EPICPUD impresa en un sustrato dieléctrico. Abordan el problema con la Técnica del Análisis Modal, definiendo el campo en tres regiones: la región desde donde incide la onda, la placa dieléctrica y el semiespacio final. Obtienen una ecuación integral que resuelven con el MMG. Te-Kao Wu [4-1] (1987) hace un tratamiento similar para ambas polarizaciones e incidencia oblicua.

M. Ando, M. Murota [4-2] (1986) obtienen expresiones analíticas para bajas frecuencias de los coeficientes de reflexión y transmisión de una EPICPUD impresa en una placa dieléctrica: plantean las ecuaciones integrales del Análisis Modal, aproximando dichas ecuaciones con lo que denominan "aproximación de bajas frecuencias". Estudian la incidencia oblicua de una onda arbitrariamente polarizada proyectando las componentes de los campos eléctrico y magnético en la rejilla.

K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga [4-3] (1988) resuelven el problema de una EPICPUD impresa en un sustrato multicapa formado por tres dieléctricos distintos de diferente espesor; analizan los dos estados de polarización con incidencia oblicua. Los mismos autores presentan un trabajo [4-4] (1989) en el que el periodo elemental está compuesto por cintas de diferente anchura inmersas en un dieléctrico. En ambos trabajos aplican el teorema del muestreo en el dominio espectral.

A. Kondo, K. Kagoshima [4-7] (1989) estudian cómo aumentar la reflexión de la componente paralela a las cintas añadiendo una capa dieléctrica espaciada por aire al dieléctrico que hace de soporte a la rejilla. El problema de difracción lo resuelven con Análisis Modal y el método de la adaptación puntual ("point-matching").

M.A. Cembellín [4-10] (1991) hace el estudio de estructuras multicapa formadas por tiras conductoras y dieléctricos mediante la Técnica del Análisis Modal; las ecuaciones resultantes son resueltas con el Método de la Adaptación Puntual, y la conexión en cascada se realiza con la TMDG.

### 4.3 FORMULACION DE LA ESTRUCTURA "1 EPICPUD DE CINTAS SOBRE UN SUSTRATO DIELECTRICO" CON MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS

#### 4.3.1 Planteamiento del problema

La estructura que pretendemos estudiar consta de una EPICPUD de cintas impresa en una placa dieléctrica de espesor  $d$  y constante dieléctrica relativa  $\epsilon_r$ , como se muestra en la figura 4.3.1-1. El medio dieléctrico se considera lineal, isótropo, homogéneo y sin pérdidas; supondremos también que es un medio no magnético ( $\mu=\mu_0$ ). El conjunto está inmerso en el aire ( $\epsilon_r=1$ ).

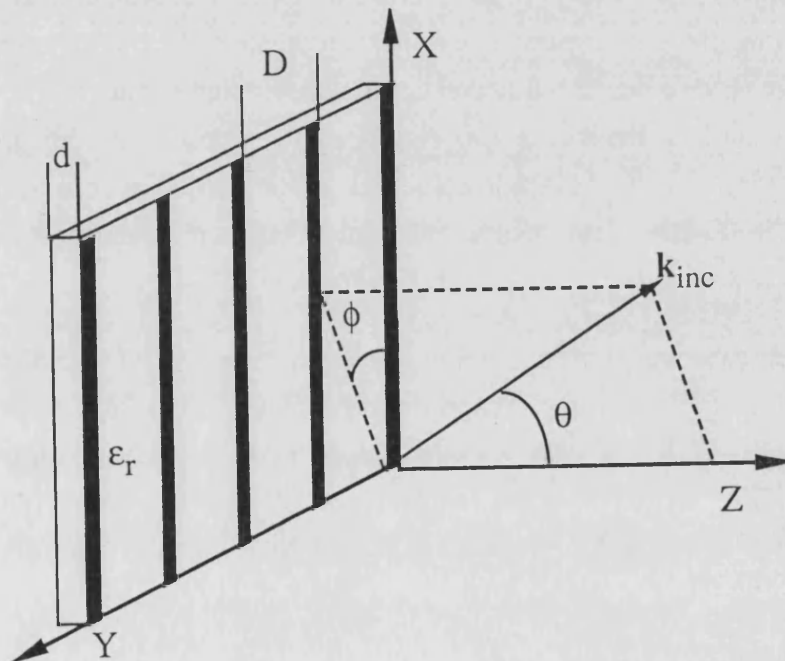


Figura 4.3.1-1

Geometría del problema que se aborda en este capítulo: difracción electromagnética a través de una EPICPUD de cintas impresa en una lámina dieléctrica de espesor  $d$  y constante dieléctrica  $\epsilon_r$ .

El estudio de esta estructura se puede hacer con varias técnicas, como se comentó en los antecedentes (4.2). Para *modelizar* el sistema proponemos las siguientes hipótesis de trabajo: la onda incidente se difracta en la rejilla, generando

infinitos armónicos de Floquet conforme se ha discutido en los anteriores capítulos (los procedimientos para calcular los coeficientes de reflexión y transmisión asociados a dichos armónicos están en el capítulo 3). Las ondas dispersadas por la rejilla interactúan con la placa dieléctrica, reflejándose y transmitiéndose en ella. Admitiremos que la estructura del campo electromagnético en el interior del dieléctrico es igual a la propuesta para el aire, es decir, la descomposición en armónicos vectoriales de Floquet de los modos tipo-E, tipo-H (ecuación (2.2.4-1)) es aplicable al campo en el interior del dieléctrico sustituyendo el valor de la longitud de onda en el vacío ( $\lambda$ ) por el de la longitud de onda en el dieléctrico ( $\lambda_d = \lambda / \sqrt{\epsilon_r}$ ). El ángulo  $\theta$  de incidencia de los armónicos en el interior del dieléctrico se calcula con la Ley de Snell. Por hipótesis, supondremos que la generación de los armónicos de Floquet y la interacción de estos armónicos con la lámina dieléctrica son fenómenos *independientes*, y en consecuencia los trataremos por separado. Para estudiar el problema utilizaremos la técnica de las matrices de dispersión, explicada en el apartado 2.3. La interacción de los armónicos generados por la rejilla con la placa dieléctrica es muy fuerte, ya que la separación entre la placa dieléctrica y las cintas es nula: todos los armónicos, estén en corte o no, se reflejarán y transmitirán en el dieléctrico. En consecuencia, analizar el problema con la TMDC será insuficiente, ya que tenemos muchos armónicos involucrados en la interacción: será necesario recurrir a la TMDG.

El primer paso a seguir en la implementación de la TMDG será distinguir las distintas etapas elementales que componen el sistema, y asociar a cada etapa la correspondiente MDG. Las etapas que componen nuestro sistema son básicamente dos (ver figura 4.3.1-2): la rejilla de cintas y la placa dieléctrica. Calcularemos cada una de dichas matrices y la matriz del sistema global en los siguientes epígrafes de este apartado.

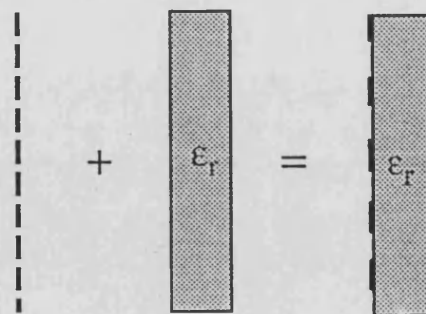


Figura 4.3.1-2

Descomposición del problema de la dispersión electromagnética a través de una rejilla impresa en un sustrato dieléctrico.

### 4.3.2 Matrices S y T de una EPICPUD de cintas

La obtención de la MDG de una EPICPUD de cintas fue descrita en el apartado 2.3.3.2 de una forma genérica. Considerando los armónicos de Floquet desde el A hasta el B, la MDG, denominada  $\mathbb{S}_{\mathbf{c}}^{\alpha}$ ,  $\alpha='$ ," queda definida de la forma:

$$\mathbb{S}_{\mathbf{c} 11}^{\alpha}(m,n) = (a_m^r)^{\alpha n} \quad ; \quad \mathbb{S}_{\mathbf{c} 12}^{\alpha}(m,n) = \mathbb{S}_{\mathbf{c} 21}^{\alpha}(m,n)$$

$$\mathbb{S}_{\mathbf{c} 21}^{\alpha}(m,n) = (a_m^t)^{\alpha n} \quad ; \quad \mathbb{S}_{\mathbf{c} 22}^{\alpha}(m,n) = \mathbb{S}_{\mathbf{c} 11}^{\alpha}(m,n)$$

$$m, n = A, \dots, B \quad (4.3.2-1)$$

Recordemos que el tamaño de dichas submatrices es  $N_{AF} \times N_{AF}$ , donde  $N_{AF} = B - A + 1$ , y que se han construido haciendo incidir cada uno de los  $N_{AF}$  armónicos de Floquet tipo-E o tipo-H considerados con amplitud unidad en la rejilla, estén o no en corte. El superíndice "n" indica el modo incidente en cada caso.

La interacción con el dieléctrico no produce acoplos entre los modos tipo-E y tipo-H por dos razones:

- i) Las componentes de los campos transmitidos y reflejados se generan por continuidad de las componentes incidentes, no pudiéndose crear componentes "nuevas" (ver el apéndice 3).
- ii) No se han considerado las pérdidas en el dieléctrico.

Por estas causas no se ha escogido la formulación (2.3.3.2-4) que si preve el posible acoplo entre los modos tipo-E, tipo-H. En consecuencia se tendrán matrices independientes para dichos modos en el estudio de esta interacción.

La MTG se obtiene numéricamente a partir de las expresiones (2.3.3.3-3), y se denotará como  $\mathbb{T}_{\mathbf{c}}^{\alpha}$ .

### 4.3.3 Matrices S y T de una placa dieléctrica

La simulación con la TMDG de la interacción de los armónicos reflejados y transmitidos por la rejilla con la placa dieléctrica se divide en tres fases: desadaptación aire-dieléctrico, transmisión en el dieléctrico y desadaptación dieléctrico-aire. En consecuencia, tendremos que calcular las matrices de dispersión y transmisión de una

desadaptación entre dos medios dieléctricos, y la de la propagación de una onda en un medio.

### 4.3.3.1 Matrices S y T de una desadaptación entre dos medios dieléctricos

En el apéndice 3 están calculados los coeficientes de reflexión y transmisión de la interfase dieléctrica entre los medios I y II (caracterizados por las constantes dieléctricas  $\epsilon_{rI}$ ,  $\epsilon_{rII}$ ) del m-ésimo armónico de Floquet tipo-E o tipo-H, denotados como  $\rho_{m(I,II)}^\alpha$  y  $\tau_{m(I,II)}^\alpha$  ( $\alpha=''$ ) respectivamente. Como los elementos de la MDG son dichos coeficientes, denominando a la matriz de desaptación entre los dieléctricos  $S_{f(I,II)}^\alpha$ , se tiene:

$$\begin{aligned} S_{f(I,II)11}^\alpha(m,n) &= \rho_{m(I,II)}^\alpha \delta_{mn} ; & S_{f(I,II)12}^\alpha(m,n) &= \tau_{m(II,I)}^\alpha \delta_{mn} \\ S_{f(I,II)21}^\alpha(m,n) &= \tau_{m(I,II)}^\alpha \delta_{mn} ; & S_{f(I,II)22}^\alpha(m,n) &= \rho_{m(II,I)}^\alpha \delta_{mn} \end{aligned}$$

$$m, n = A \dots B \quad (4.3.3.1-1)$$

La función  $\delta_{mn}$  es la Delta de Kronecker, y representa el hecho de que cuando incide un armónico m en la placa dieléctrica ningún nuevo armónico es generado, en contra de lo que sucedía en el caso de una rejilla (cada vez que incide un armónico se inducen infinitos nuevos órdenes difractados). Las submatrices  $S_{f(I,II)ij}^\alpha$  son por tanto diagonales.

Las MTG se calculan analíticamente con las expresiones (2.3.3.3-3) y con los coeficientes de transmisión y reflexión del apéndice 3, resultando:

$$\begin{aligned} T_{f(I,II)11}'(m,n) &= \frac{k_{zmI}}{k_{zmII}} \frac{Z_{mI}^{+'} + Z_{mII}^{+'}}{2 Z_{mII}^{+'}} \delta_{mn} ; & T_{f(I,II)22}'(m,n) &= T_{f(I,II)11}'(m,n) \\ T_{f(I,II)12}'(m,n) &= \frac{k_{zmI}}{k_{zmII}} \frac{Z_{mI}^{+'} - Z_{mII}^{+'}}{2 Z_{mII}^{+'}} \delta_{mn} ; & T_{f(I,II)21}'(m,n) &= T_{f(I,II)12}'(m,n) \end{aligned}$$

$$m, n = A \dots B \quad (4.3.3.1-2.a)$$

para el modo tipo-E, y para el modo tipo-H:

$$T_{f(I,II)11}''(m,n) = \frac{k_{z_{mI}} \epsilon_{rII}}{k_{z_{mII}} \epsilon_{rI}} \frac{Z_{mII}^{+''} + Z_{mI}^{+''}}{2 Z_{mI}^{+''}} \delta_{mn} \quad ; \quad T_{f(I,II)22}''(m,n) = T_{f(I,II)11}''(m,n)$$

$$T_{f(I,II)12}''(m,n) = \frac{k_{z_{mI}} \epsilon_{rII}}{k_{z_{mII}} \epsilon_{rI}} \frac{Z_{mII}^{+''} - Z_{mI}^{+''}}{2 Z_{mI}^{+''}} \delta_{mn} \quad ; \quad T_{f(I,II)21}''(m,n) = T_{f(I,II)12}''(m,n)$$

$m, n = A \dots B$  (4.3.3.1-2.b)

### 4.3.3.2 Matrices S y T de la propagación en un medio

Una onda plana con constante de propagación  $\beta$  sufre un desfase  $e^{-j\beta d}$  al propagarse a través de un medio de espesor  $d$ ; en consecuencia, la MDG a través de la propagación en dicho medio, denominada  $S_p^\alpha$  será:

$$S_{p11}^\alpha(m,n) = 0 \quad ; \quad S_{p12}^\alpha(m,n) = e^{-jk_{z_m} d} \delta_{mn}$$

$$S_{p21}^\alpha(m,n) = e^{-jk_{z_m} d} \delta_{mn} \quad ; \quad S_{p22}^\alpha(m,n) = 0$$

$\alpha = ', '' \quad ; \quad m, n = A \dots B$  (4.3.3.2-1)

El factor  $k_{z_m}$  se calcula con la expresión (2.2.3-4.c) considerando la longitud de onda en el dieléctrico correspondiente. Los coeficientes de reflexión son cero, ya que la señal no "tropieza" con ninguna discontinuidad. Las submatrices también son diagonales en este caso porque no hay generación de armónicos. Debido a la degeneración entre modos tipo-E, tipo-H el factor de propagación  $k_{z_m}$  es igual para los modos tipo-E, tipo-H: en consecuencia las matrices  $S_p'$  y  $S_p''$  son idénticas para ambos estados de polarización.

Las MTG son iguales para ambos modos; teniendo en cuenta las ecuaciones de transformación de parámetros S a T (2.3.3.3-3), se tiene:

$$T_{p11}^\alpha(m,n) = e^{-jk_{z_m} d} \delta_{mn} \quad ; \quad T_{p12}^\alpha(m,n) = 0$$

$$T_{p21}^\alpha(m,n) = 0 \quad ; \quad T_{p22}^\alpha(m,n) = e^{+jk_{z_m} d} \delta_{mn}$$

$\alpha = ', '' \quad ; \quad m, n = A \dots B$  (4.3.3.2-2)

Conviene puntualizar que para los modos radiantes los elementos de la matriz  $T_{pij}^{\alpha}$  son números imaginarios con módulo unidad ( $k_{z_m}$  es real), mientras que si los modos están en corte ( $k_{z_m}$  es imaginario puro) dichos elementos son números reales.

La MTG de la placa dieléctrica,  $T_d^{\alpha}$ , se obtendrá multiplicando las correspondientes MTG que simulan la desadaptación aire-dieléctrico, propagación en el dieléctrico y desadaptación dieléctrico-aire, quedando de la forma ( ver ecuación (2.3.3.3-5)):

$$T_d^{\alpha} = T_{f(D,A)}^{\alpha} T_p^{\alpha} T_{f(A,D)}^{\alpha} \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (4.3.3.2-3)$$

Los subíndices I, II se han cambiado por A, D, refiriéndose estos últimos al aire y al dieléctrico respectivamente.

#### 4.3.4 Matrices S y T del sistema total

Una vez hemos caracterizado la placa dieléctrica sobre la que está impresa la EPICPUD de cintas, la MTG de la estructura: "rejilla de cintas + placa dieléctrica" viene dada por:

$$T_{rd}^{\alpha} = T_d^{\alpha} T_c^{\alpha} = T_{f(D,A)}^{\alpha} T_p^{\alpha} T_{f(A,D)}^{\alpha} T_c^{\alpha} \quad ; \quad \alpha = ', '' \quad (4.3.4-1)$$

La MDG de esta estructura, denotada por  $S_{rd}^{\alpha}$  se calcula numéricamente mediante la transformación entre parámetros T a S (2.3.3.3-4), y corresponde al cuadripolo de la figura 4.3.4-1. Los elementos de dicha matriz serán los coeficientes de reflexión y transmisión del armónico considerado. Por ejemplo, la submatriz  $S_{rd21}^{\alpha}$  contiene los coeficientes de transmisión en el sentido del plano 1 hacia el 2; en la columna  $S_{rd21}^{\alpha}$  (m,0) están los coeficientes de transmisión de los armónicos dispersados cuando el armónico 0 es el incidente; el elemento  $S_{rd21}^{\alpha}$  (A,0) corresponde al coeficiente de transmisión del armónico A cuando el 0 es el incidente. Como los armónicos incidentes se han considerado de amplitud 1, los componentes de la MDG coinciden con los coeficientes  $a_n^{\alpha}$  y  $a_n^{i\alpha}$ ; en consecuencia, podremos asociarles su correspondiente coeficiente en potencia  $R_n^{\alpha}$ ,  $T_n^{\alpha}$  definidos en (3.3-23). Dichos coeficientes tendrán que verificar el Principio de Conservación de la Energía de la ecuación (3.3-24).



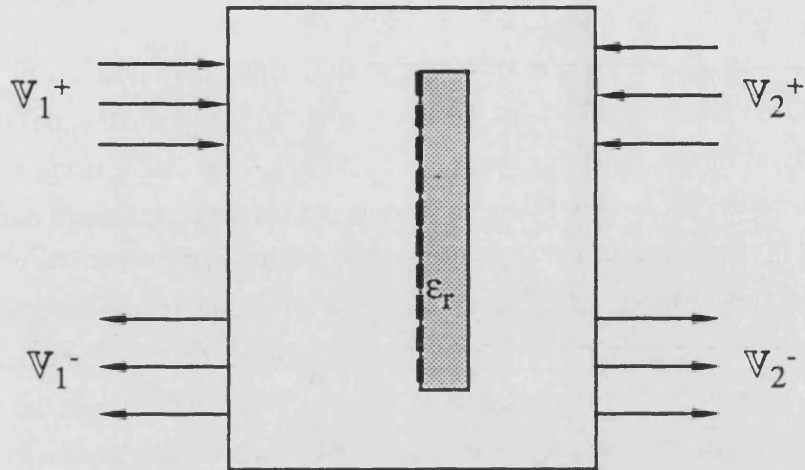


Figura 4.3.4-1

Cuadripolo básico para el estudio con MDG de EPICPUD de cintas impresas en dieléctrico.

## 4.4 ESTUDIO DE LA CONVERGENCIA Y RESULTADOS

El método numérico presentado ha sido implementado en el programa FORTRAN GIRPL1, desarrollado en un VAX/4000-200; el algoritmo del programa y la utilización del mismo se describen en el apéndice 7. En este apartado se hace un estudio de la convergencia del método en función del principal parámetro numérico que lo caracteriza  $N_{AF}$ : dicho parámetro condiciona la fiabilidad del método y el tiempo de cálculo del algoritmo, ya que define el rango de las matrices de dispersión y transmisión con las que se trabaja. En las figuras mostradas pretendemos obtener dos tipos de información: convergencia de las soluciones y comportamiento del sistema en función de los diferentes parámetros independientes que intervienen en el problema ( $D/\lambda$ ,  $d$ ,  $\epsilon_r$ , y ángulos de incidencia  $\theta$ ,  $\phi$ ).

### 4.4.1 Estudio del sistema rejilla de cintas+dieléctrico en función de la frecuencia ( $D/\lambda$ )

En la tabla 4.4.1-1 se presentan los coeficientes de transmisión de los armónicos vectoriales de los modos tipo-E y tipo-H, en función del número de armónicos de Floquet ( $N_{AF}$ ) utilizados para el cálculo en tres frecuencias distintas:

- i) Una situación alejada de la primera resonancia (bajas frecuencias):  $D/\lambda = 0.2$
- ii) Cerca de la primera resonancia:  $D/\lambda = 0.9$
- iii) Entre la primera y la segunda resonancia:  $D/\lambda = 1.6$

Para los dos primeros casos es evidente que como mínimo se necesita un armónico de Floquet (el de orden cero:  $A=B=0$ ) para efectuar el algoritmo, mientras que para el tercer caso serán necesarios como mínimo los armónicos -1, 0, +1 ( $A=-1$ ,  $B=+1$ ), ya que los tres propagan energía. Se han considerado hasta 15 armónicos de Floquet;  $N_{AF}$  superiores determinaban dificultades en la inversión de las matrices. El Principio de Conservación de la Energía se verifica con un error relativo inferior al 0.1%.

La contribución de los armónicos espaciales no radiantes es menor cuanto más elevado sea su orden ( $|m|$  mayor); por otro lado, un mismo armónico contribuye menos a bajas que a altas frecuencias. Estos dos fenómenos, de gran trascendencia en la elección del parámetro  $N_{AF}$ , tienen su explicación en el siguiente fenómeno: para un armónico que está en corte, la exponencial  $e^{-jk_z m z}$  toma el valor (en incidencia normal):

$$\exp(-jk_{z_m} z) = -\exp(-|k_{z_m}| z) = \exp\left(-z 2\pi \sqrt{\left(\frac{m}{D}\right)^2 - \left(\frac{f}{c_D}\right)^2}\right) \quad (4.4.1-1)$$

donde  $c_D$  es la velocidad de propagación de la luz en el medio dieléctrico, y  $f$  es la frecuencia de operación. El armónico se atenúa a medida que penetra en el dieléctrico. La contribución de cada armónico será menor a bajas que a altas frecuencias, ya que el término del interior de la raíz de la ecuación (4.4.1-1) es mayor cuanto más baja sea la frecuencia (para un armónico en corte). De otro lado, si estamos a frecuencia fija, los armónicos no propagativos se atenúan más rápidamente cuanto mayor sea su orden espectral (mayor  $|m|$ ), ya que el factor del interior de la raíz será un número mayor.

Tabla 4.4.1-1

COEFICIENTES  $T_n, R_n$ Incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1$  mm;  $d=0.254$  mm;  $\epsilon_r = 2.17$ 

$N_{AF}$	$T_0'(D/\lambda=0.2)$	$T_0''(D/\lambda=0.2)$	$T_0'(D/\lambda=0.9)$	$T_0''(D/\lambda=0.9)$
1	0.912956	0.022813	0.685808	0.513532
3	0.88755	0.023205	0.535763	0.913169
5	0.880589	0.023218	0.587792	0.918015
7	0.878643	0.023221	0.588926	0.918104
9	0.876560	0.023222	0.590527	0.918212
11	0.875969	0.023223	0.590627	0.918228
13	0.875008	0.023223	0.591022	0.918244
15	0.874859	0.023223	0.590240	0.918247

$N_{AF}$	$T_0'(D/\lambda=1.6)$	$T_{+1}'(D/\lambda=1.6)$	$T_0''(D/\lambda=1.6)$	$T_{+1}''(D/\lambda=1.6)$
3	0.244775	0.107150	0.293205	0.113475
5	0.785132	0.036110	0.208011	0.108682
7	0.480583	0.021122	0.200735	0.108511
9	0.368801	0.037737	0.200650	0.108521
11	0.339404	0.042638	0.200376	0.10852
13	0.309484	0.047933	0.200370	0.108524
15	0.292596	0.055196	0.200326	0.108525

La observación de la tabla 4.4.1-1 nos confirma las dos hipótesis anteriormente previstas: a bajas frecuencias ( $D/\lambda = 0.2$ ) la convergencia es más rápida que cerca de la primera resonancia ( $D/\lambda = 0.9$ ); entre la primera y segunda resonancias ( $D/\lambda = 1.6$ ) las soluciones son muy inestables incluso con 15 armónicos considerados.

La función de transferencia para el armónico fundamental en función de  $D/\lambda$  con incidencia normal se presenta en las figuras 4.4.1-1, 2 para los modos tipo-E, tipo-H; los cálculos se han efectuado con diferente número de armónicos espaciales. En las curvas se detecta que a medida que la relación  $D/\lambda$  es mayor, la convergencia tarda más en alcanzarse.

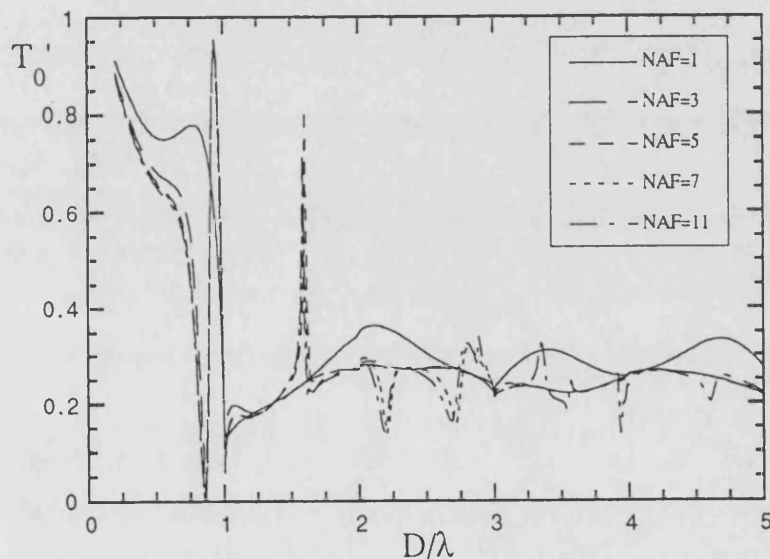


Figura 4.4.1-1

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de la relación  $D/\lambda$  para el modo tipo-E; este tipo de cálculos se realiza variando la frecuencia y fijando  $D=1\text{mm}$ . Para cada curva se ha variado el número de armónicos de Floquet ( $N_{AF}$ ) utilizados en el cálculo ( $W/D=0.5$ ; incidencia normal;  $d=0.254\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

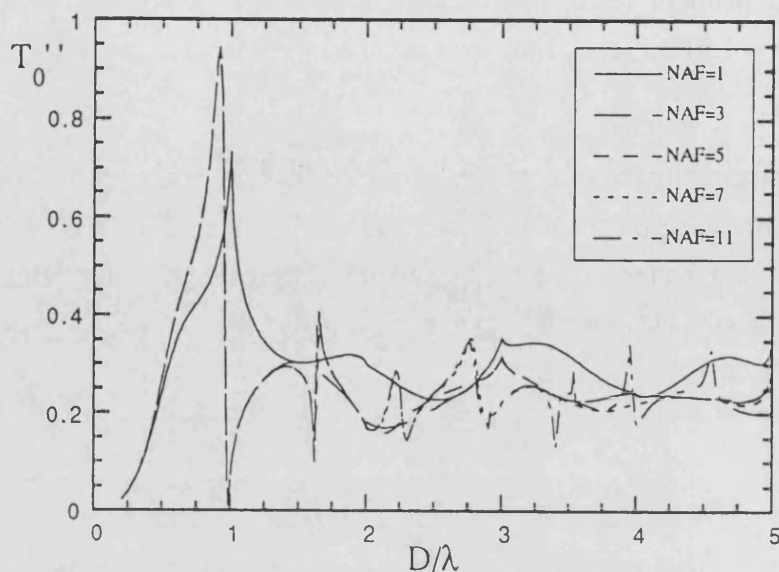


Figura 4.4.1-2

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función de la relación  $D/\lambda$  para el modo tipo-H; este tipo de cálculos se realiza variando la frecuencia y fijando  $D=1\text{mm}$ . Para cada curva se ha variado el número de armónicos de Floquet ( $N_{AF}$ ) utilizados en el cálculo ( $W/D=0.5$ ; incidencia normal;  $d=0.254\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

Conviene anotar la diferencias encontradas entre el sistema bajo estudio (placa de cintas + dieléctrico) y la placa de cintas inmersa en el aire (estudiada en el capítulo 3); para ello observaremos la curva correspondiente al armónico fundamental ( $n=0$ ) de las figuras 3.4.3.4.1-1 y 3.4.4.4.1-1. En el rango de frecuencias comprendido antes de la primera resonancia notamos una disminución acusada de la transmitancia para el modo tipo-E. De otro lado se encuentra que la estructura de resonancias ha cambiado sustancialmente respecto la que se obtuvo cuando no había placa dieléctrica; la aparición de estas resonancias se justifica en el siguiente epígrafe (4.4.2).

En las figuras 4.4.1-3, 4, 5, 6 presentamos los coeficientes de transmisión (en módulo y fase) de los modos tipo-E, tipo-H en la región de bajas frecuencias con el fin de estudiar si el dieléctrico afecta sustancialmente a las características "polarizadoras" de la rejilla impresa en una placa dieléctrica; en dichas gráficas se incluyen las curvas para el caso en que no hay dieléctrico (incidencia normal); se consideró en el capítulo anterior que las rejillas funcionan como un "buen

polarizador" si  $D/\lambda < 0.2$ . Podemos observar que el coeficiente  $T_0'$  disminuye si comparamos dicho coeficiente con el caso en que no hay dieléctrico (curvas de incidencia normal). Analizando las otras curvas (con dieléctrico en incidencia oblicua) es notorio el hecho de que el sistema pierde capacidad transmisora en el plano  $\phi=0^\circ$ . La región en que este sistema puede trabajar como polarizador queda restringida a la zona  $D/\lambda < 0.1$ . El comportamiento del coeficiente  $T_0''$  no presenta variaciones acusadas respecto el caso en que la rejilla está en el aire. Respecto a las fases de los coeficientes de transmisión se aprecia una pérdida de linealidad si  $D/\lambda > 0.2$ . Lógicamente este razonamiento es válido para la lámina dieléctrica que hemos insertado ( $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{mm}$ ); en una aplicación real habría que hacer un estudio particular para el dieléctrico que se fuera a utilizar.

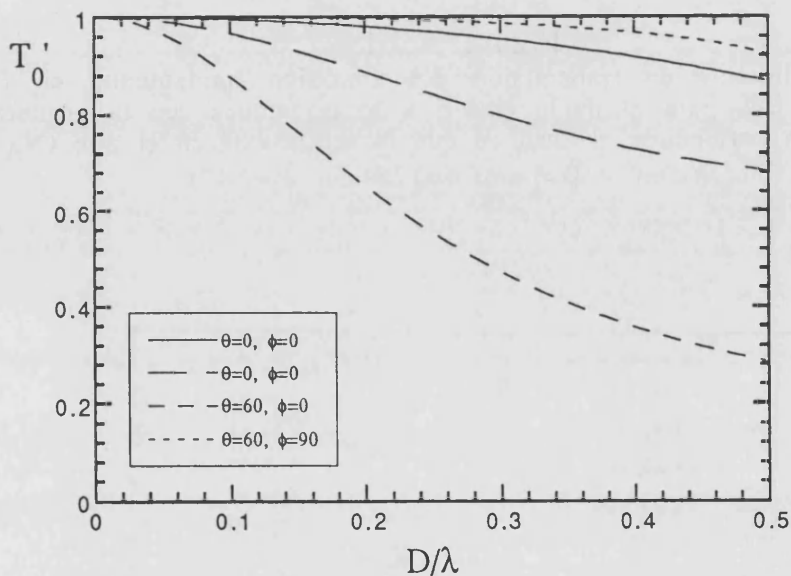


Figura 4.4.1-3

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de la relación  $D/\lambda$  para el modo tipo-E a bajas frecuencias; la primera curva de la leyenda corresponde al caso en que la rejilla está en el aire ( $N_{AF}=3$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

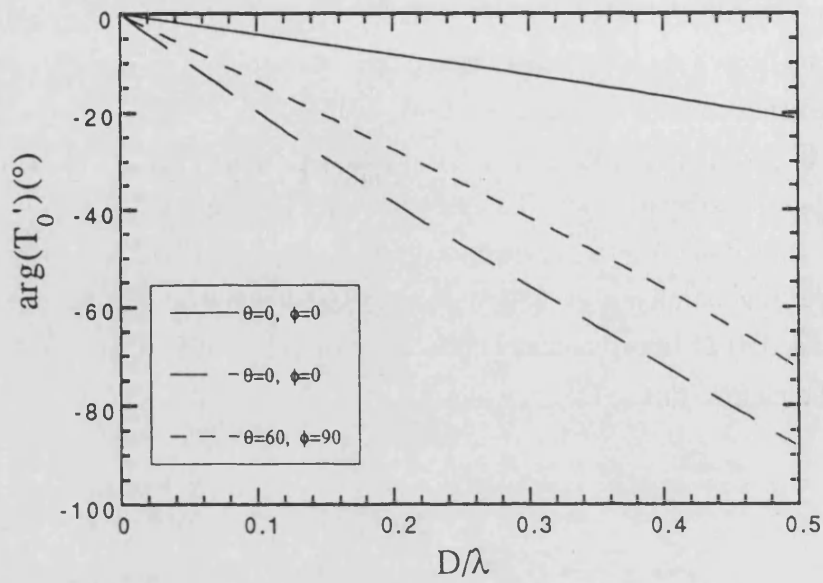


Figura 4.4.1-4

Fase del coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de la relación  $D/\lambda$  para el modo tipo-E a bajas frecuencias; la primera curva de la leyenda corresponde al caso en que la rejilla está en el aire ( $N_{AF}=3$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

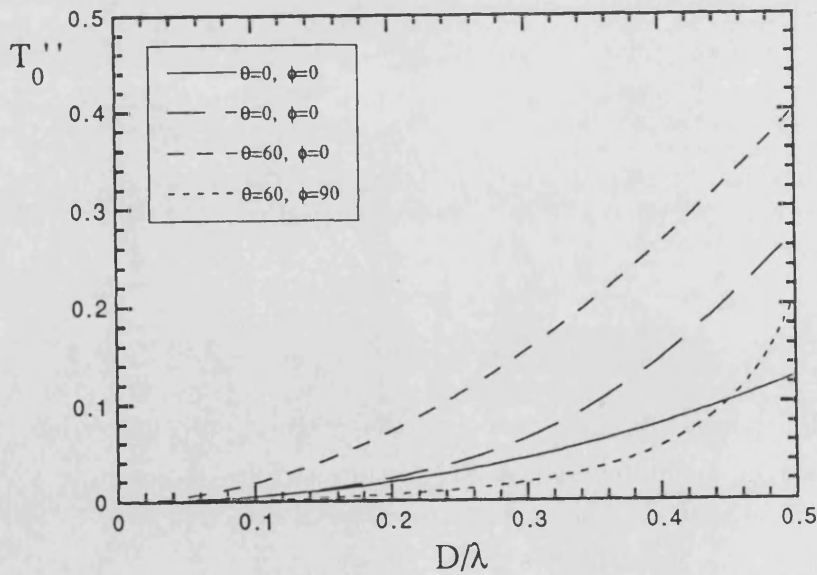


Figura 4.4.1-5

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función de la relación  $D/\lambda$  para el modo tipo-H a bajas frecuencias; la primera curva de la leyenda corresponde al caso en que la rejilla está en el aire ( $N_{AF}=3$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).



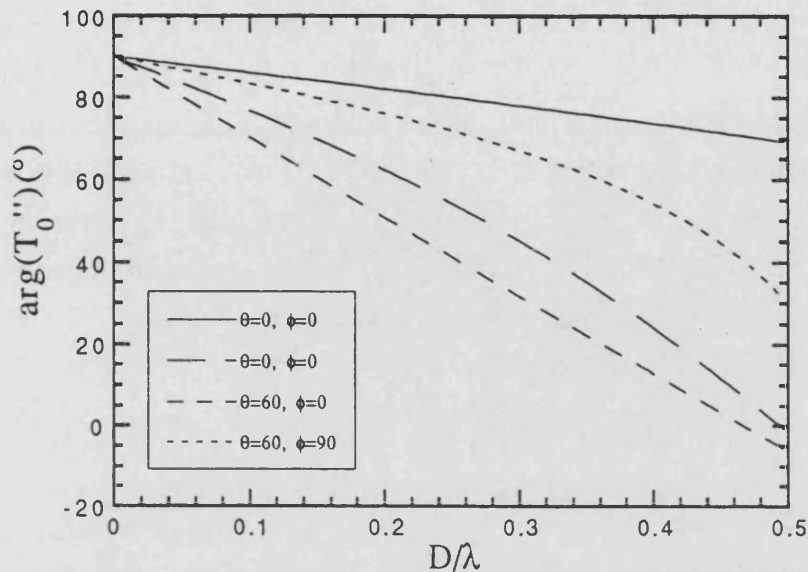


Figura 4.4.1-6

Fase del coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de la relación  $D/\lambda$  para el modo tipo-H a bajas frecuencias; la primera curva de la leyenda corresponde al caso en que la rejilla está en el aire ( $N_{AF}=3$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

#### 4.4.2 Estudio de las ondas estacionarias generadas en el interior del dieléctrico

Los armónicos espaciales difractados por una EPICPUD de cintas son transmitidos a la placa dieléctrica. La propagación de estas ondas electromagnéticas a través de la lámina dieléctrica puede ser comparada con el problema de la transmisión de una onda plana en una placa dieléctrica que separa dos medios de igual índice de refracción. El problema puede ser tratado con diferentes procedimientos: sumando la aportación de las infinitas ondas reflejadas y transmitidas, haciendo una simulación con un Modelo de Línea de Transmisión [2-19] o imponiendo las condiciones de contorno de los campos eléctrico y magnético en las interfases correspondientes [4-9]. Es bien conocido que en el interior de la lámina dieléctrica se genera una estructura de ondas estacionarias. La separación entre los máximos (o los mínimos) de la onda estacionaria formada viene dada por:

$$\beta z = \pi q ; q = 1, 2, 3, \dots \quad (4.4.2-1)$$

siendo  $\beta$  el factor de propagación de la onda en el interior del dieléctrico y  $z$  la separación entre máximos; esta ecuación determina el "periodo" de la onda estacionaria (entendido como periodo espacial de repetición). Esta condición la aplicaremos a *todos* los armónicos propagativos que existan en el interior del dieléctrico, siendo  $\beta = k_{z_m}$ , resultando pues una estructura de ondas estacionarias en la que contribuyen todos los armónicos radiantes en el interior de la lámina. Puede darse el caso de que existan armónicos propagativos en el interior de la placa que están en corte en el aire: veámoslo. La ecuación (2.2.3-4.c) define el factor de propagación del armónico  $m$ ; para incidencia normal dicha ecuación puede expresarse de la forma:

$$k_{z_m} = 2\pi \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{m}{D}\right)^2} \quad (4.4.2-2)$$

siendo  $n$  el índice de refracción del medio en que se propaga la señal ( $n \equiv \sqrt{\epsilon_r}$ ). Supongamos que estamos cerca de la situación de corte (por debajo de él), y por tanto  $\frac{1}{\lambda}$  es ligeramente inferior a  $\frac{m}{D}$ : cuando ese armónico penetre en el interior del dieléctrico, si  $n$  es suficientemente grande, el cociente  $\frac{n}{\lambda}$  puede ser superior a  $\frac{m}{D}$ , y por tanto dicho armónico pasa a ser propagativo en el interior del dieléctrico. Sobre esos armónicos también deberá aplicarse la condición de interferencia (4.4.2-1).

La condición de separación entre máximos (4.4.2-1) nos permite calcular el período de repetición de la interferencia generada por cada armónico, es decir, la distancia entre dos máximos consecutivos. El valor de dicho periodo para cada armónico  $m$  es:

$$t_m = \frac{m}{2 \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{m}{D}\right)^2}} \quad (4.4.2-3)$$

Para centrar estas ideas hemos ejecutado el programa GIRPL1 con diferentes configuraciones, haciendo un barrido con el parámetro  $d$  (espesor del dieléctrico) a frecuencia fija y presentando curvas con diferentes  $N_{AF}$ . Se ha escogido  $W/D=0.5$ ,  $D=1\text{mm}$ ,  $\theta=\phi=0^\circ$  y un dieléctrico con  $\epsilon_r = 2.17$ .

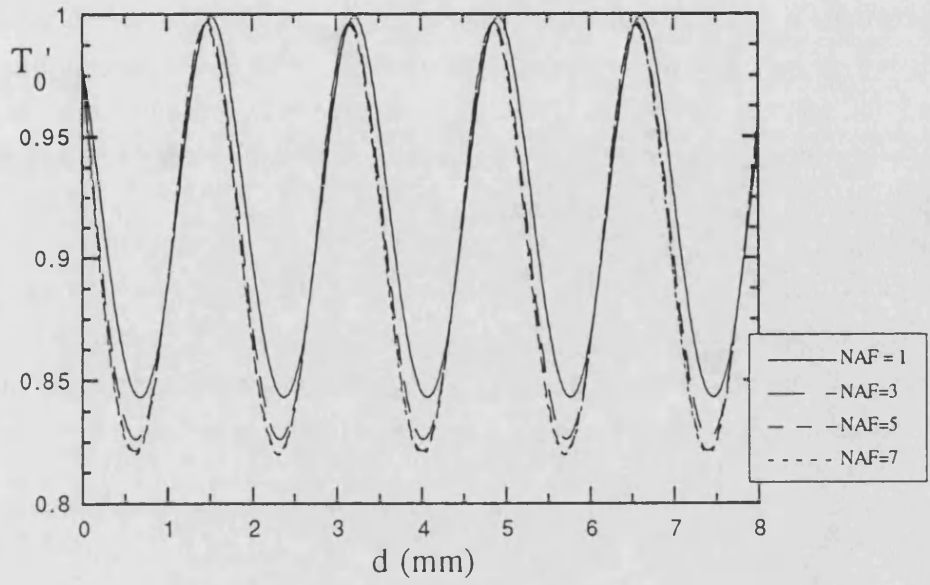


Figura 4.4.2-1

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del espesor del dieléctrico para el modo tipo-E; se ha variado el  $N_{AF}$  ( $D/\lambda=0.2$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

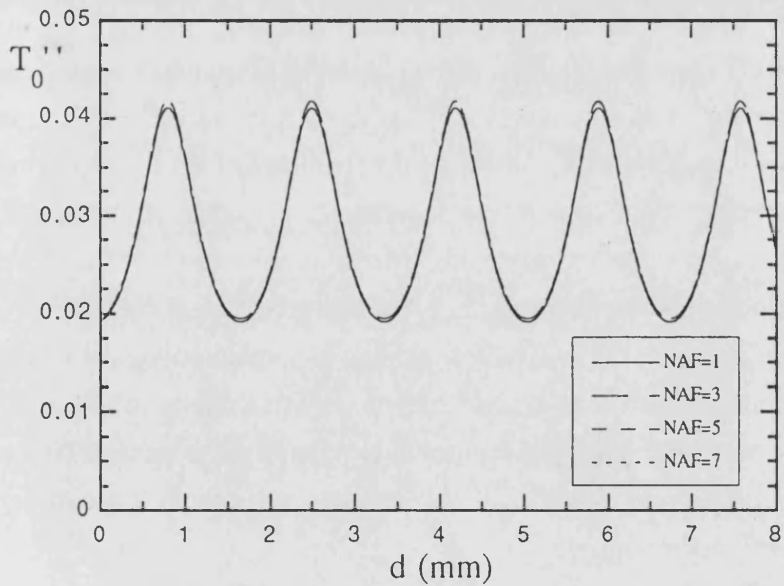


Figura 4.4.2-2

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del espesor del dieléctrico para el modo tipo-H; se ha variado el  $N_{AF}$  ( $D/\lambda=0.2$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

Las figuras 4.4.2-1, 2 presentan los coeficientes  $T_0'$  y  $T_0''$  para una situación alejada del corte  $D/\lambda=0.2$ ; el único armónico propagativo tanto en el interior como en el exterior del dieléctrico es el fundamental. Como es de esperar, aparece la típica estructura de ondas estacionarias; para el modo tipo-E la transmitancia varía entre 0.8 y 1, mientras que para el modo tipo-H casi no se transmite energía. Se requiere utilizar un  $N_{AF} \geq 3$  para obtener unos resultados fiables. La separación entre máximos coincide con el valor previsto por la fórmula (4.4.2-3), que en este caso coincide con la mitad de la longitud de onda de la señal en el dieléctrico.

La contribución de los armónicos de orden superior en corte no es muy importante en este primer caso, ya que dichos armónicos están muy alejados del corte, atenuándose muy rápidamente al penetrar en el dieléctrico. Para estudiar dicha atenuación hemos definido el *coeficiente de atenuación*  $A_m^\alpha(z)$  de la forma:

$$A_m^\alpha(z) \equiv A_m^\alpha(z=0) e^{-jk_{zm}} ; \quad A_m^\alpha(z=0) \equiv \frac{\tau_m^\alpha a_m^\alpha}{\tau_0^\alpha a_0^\alpha} ; \quad \alpha = ', '' \quad (4.4.2-4)$$

Este coeficiente da cuenta de la atenuación del  $m$ -ésimo armónico de Floquet tipo-E, tipo-H. El factor  $A_m^\alpha(z=0)$  es la amplitud del campo transmitido al dieléctrico del armónico  $m$  considerado normalizada con la amplitud del campo transmitido del armónico 0. La representación en dB de dicho coeficiente queda:

$$A_m^\alpha(z) \text{ (dB)} \equiv 20 \lg(A_m^\alpha(z)) = - [20 \lg(e) |k_{zm}|] z + [20 \lg(A_m^\alpha(z=0))] \quad (4.4.2-5)$$

ecuación de una recta cuya pendiente es proporcional a la rapidez con que se atenúa el armónico al entrar en el dieléctrico, y cuya ordenada en el origen depende de la amplitud del campo transmitido. Conviene notar que para un mismo armónico la pendiente de la recta es idéntica para los dos estados de polarización tipo-E, tipo-H debido a la degeneración modal existente; las ordenadas en el origen sí que difieren para ambos estados de polarización. Las figuras 4.4.2-3, 4 muestran el coeficiente (4.4.2-5) para el caso de las figuras 4.4.2-1, 2; se aprecia una atenuación muy brusca para todos los armónicos. También deducimos del análisis de estas curvas que a medida que aumenta el orden del armónico considerado, la pendiente de la recta es más acusada, causando una atenuación más rápida en el dieléctrico y restando por tanto importancia a la contribución de dicho armónico.

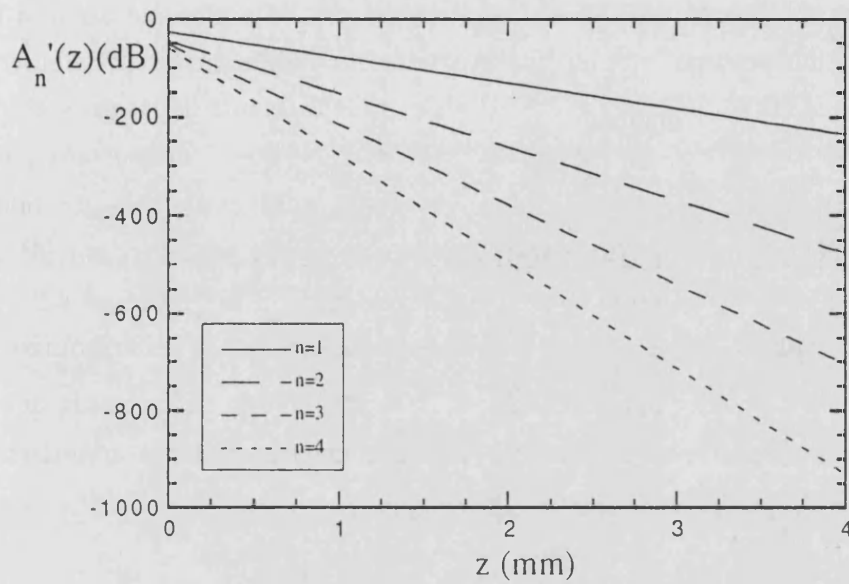


Figura 4.4.2-3

Coefficiente de atenuación de los armónicos no propagativos en función de la distancia recorrida en el dieléctrico; modo tipo-E; ( $D/\lambda=0.2$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

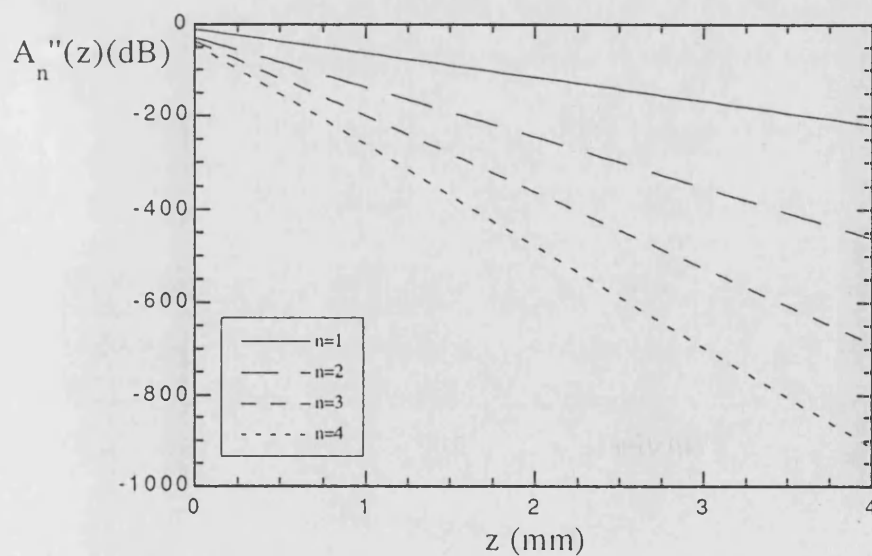


Figura 4.4.2-4

Coefficiente de atenuación de los armónicos no propagativos en función de la distancia recorrida en el dieléctrico; modo tipo-H; ( $D/\lambda=0.2$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

Las figuras 4.4.2-5, 6 muestran los coeficientes  $T_0'$  y  $T_0''$  para el caso  $D/\lambda=0.9$ , situación en que el dieléctrico soporta los armónicos -1, 0, +1, mientras que en el aire sólo se propaga el fundamental. La situación cambia radicalmente respecto a la encontrada en las figuras 4.4.2-1, 2; en primer lugar notamos que aunque los armónicos -1, +1 no propaguen energía en el aire, su inclusión en el cálculo es sustancial, ya que la curva obtenida con  $N_{AF}=1$  es muy diferente de las presentadas con  $N_{AF} > 1$ . Por otro lado, se aprecia también que  $N_{AF}=3$  proporciona una convergencia aceptable de los resultados. Respecto a la estructura de ondas estacionarias se ha encontrado que la separación entre máximos y mínimos coincide con la prevista por la ecuación (4.4.2-3) para cada armónico. Las figuras 4.4.2-7, 8 muestran el coeficiente  $A_m^\alpha(z)$  (dB) para este caso; la atenuación de los armónicos es más lenta que en la situación anterior ( $D/\lambda=0.2$ ), corroborando el hecho de que al aumentar la frecuencia los armónicos superiores tienen más importancia, atenuándose menos.

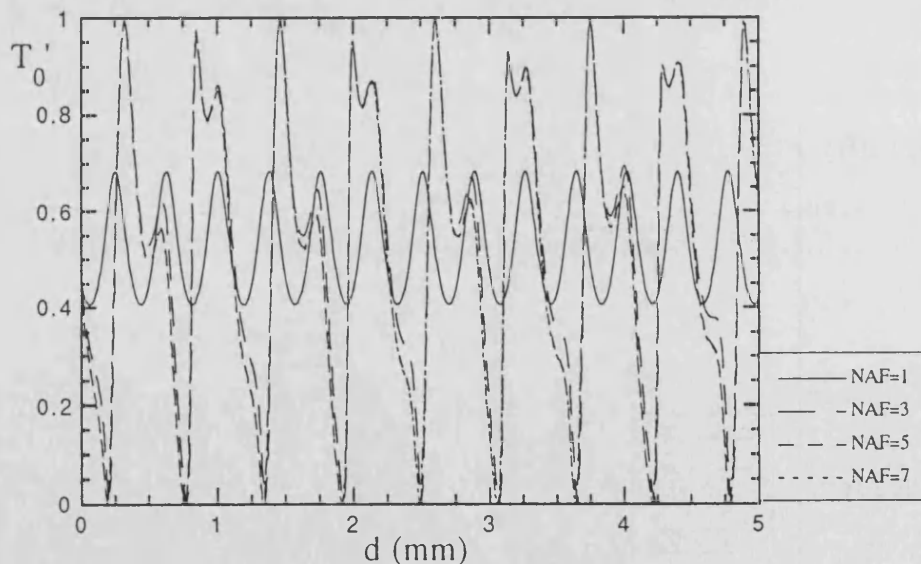


Figura 4.4.2-5

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del espesor del dieléctrico para el modo tipo-E; se ha variado  $N_{AF}$  ( $D/\lambda=0.9$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

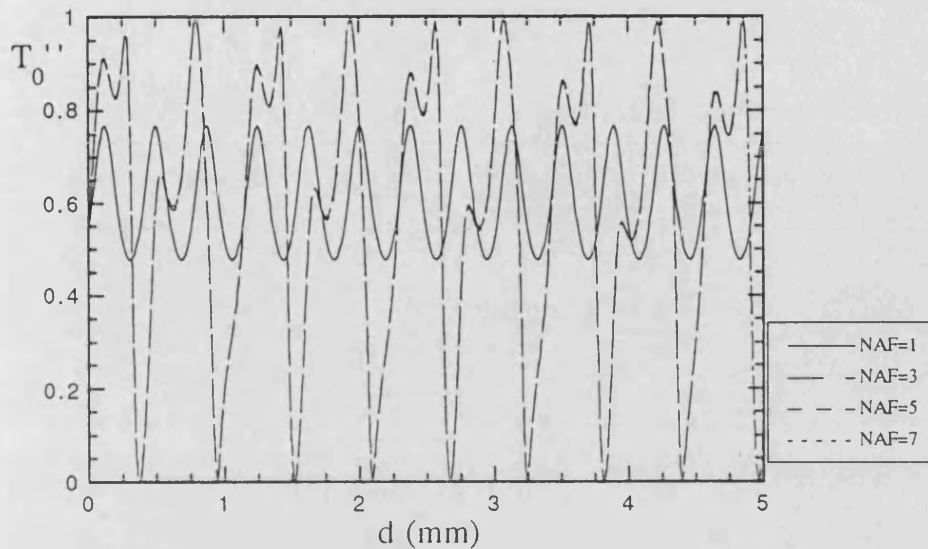


Figura 4.4.2-6

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del espesor del dieléctrico para el modo tipo-H; se ha variado  $N_{AF}$  ( $D/\lambda=0.9$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

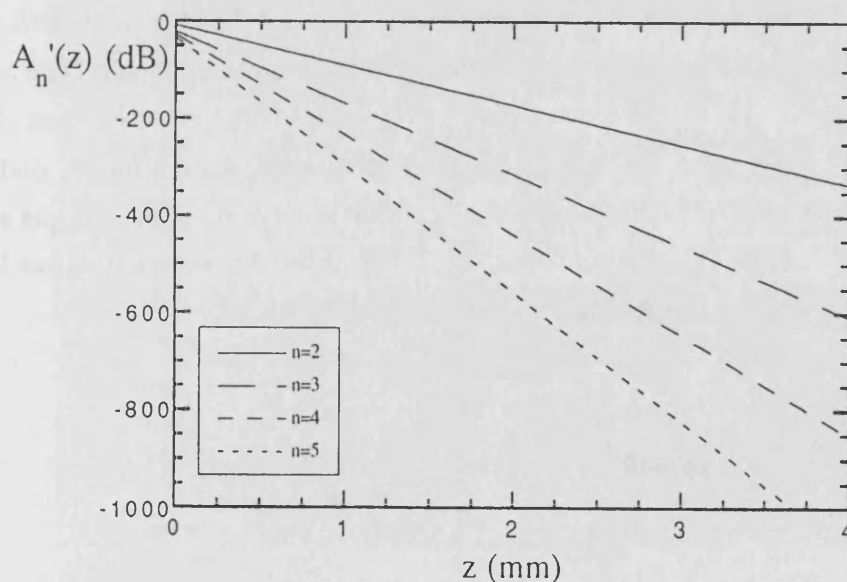


Figura 4.4.2-7

Coefficiente de atenuación de los armónicos no propagativos en función de la distancia recorrida en el dieléctrico; modo tipo-E; ( $D/\lambda=0.9$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

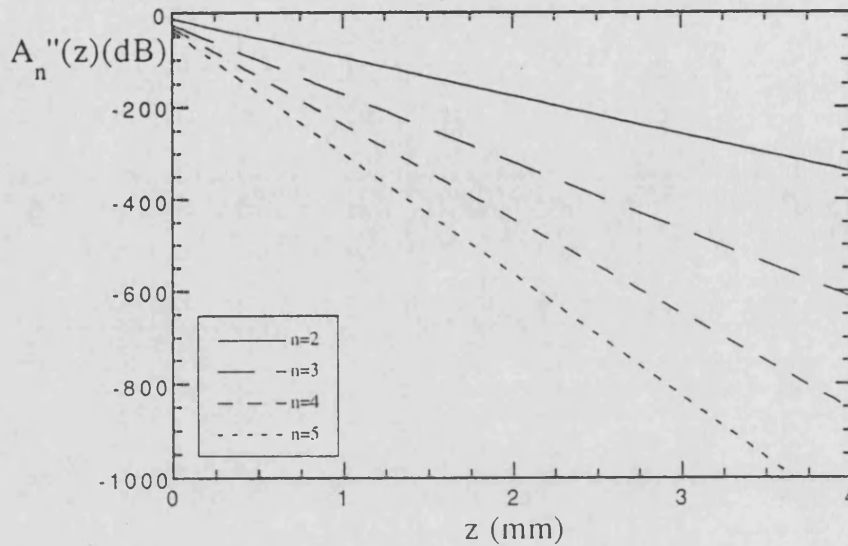


Figura 4.4.2-8

Coeficiente de atenuación de los armónicos no propagativos en función de la distancia recorrida en el dieléctrico; modo tipo-H; ( $D/\lambda=0.9$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

Finalmente, hemos estudiado una situación en que tanto en el aire como en el dieléctrico el único armónico que no está en corte es el fundamental, pero los armónicos -1, +1 están muy próximos a ser propagativos en el interior del dieléctrico ( $D/\lambda = 0.65$ ). Los resultados se presentan en las figuras 4.4.2-9, 10. Las curvas con  $N_{AF} > 1$  tienen el mismo periodo que la curva calculada con  $N_{AF} = 1$ , ya que los armónicos -1, +1 no contribuyen como armónicos radiantes, no generando pues ninguna onda estacionaria en el interior del dieléctrico, si bien la amplitud de la oscilación sí que se altera al tener presentes estos dos armónicos en los cálculos. Se demuestra pues que la inclusión de los armónicos -1, +1 es decisiva en este cálculo.



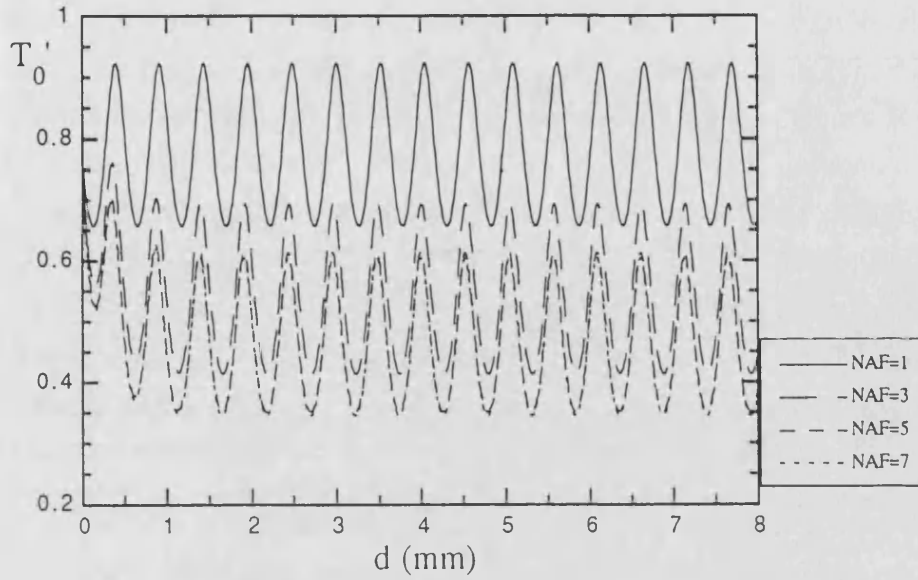


Figura 4.4.2-9

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del espesor del dieléctrico para el modo tipo-E; se ha variado  $N_{AF}$  ( $D/\lambda=0.65$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

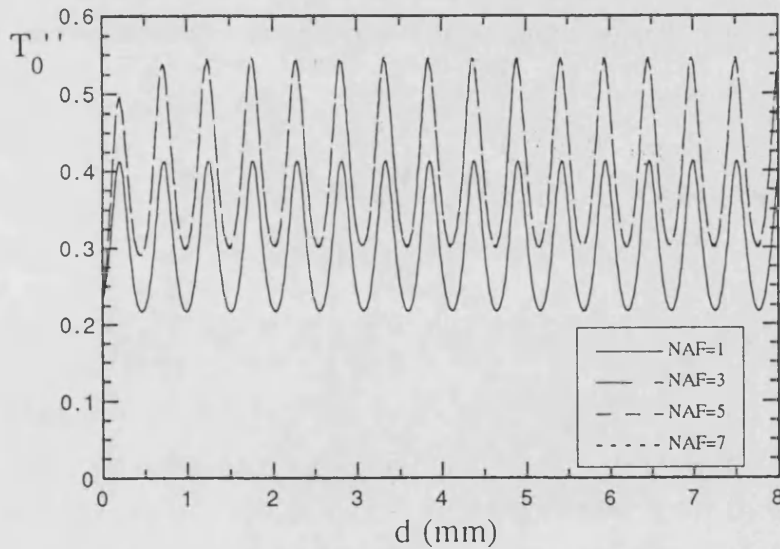


Figura 4.4.2-10

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del espesor del dieléctrico para el modo tipo-H; se ha variado  $N_{AF}$  ( $D/\lambda=0.65$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ).

En resumen, se puede concluir que el comportamiento del sistema EPICPUD de cintas + placa dieléctrica varía sustancialmente respecto si la rejilla está inmersa en el aire. Este comportamiento se evidencia más a altas que a bajas frecuencias. Si variamos (numéricamente) el espesor del dieléctrico obtenemos una estructura de ondas estacionarias generada por los armónicos propagativos en el interior del dieléctrico, armónicos que deben ser considerados al efectuar los cálculos. El efecto de variar la frecuencia debería ser el mismo que el de variar la anchura del dieléctrico respecto la estructura de ondas estacionarias, si bien esto no sucede debido principalmente a que el coeficiente de transmisión de los armónicos de Floquet no es constante con la frecuencia, presentando las resonancias debidas a las Anomalías de Wood. En consecuencia, las figuras 4.4.1-1, 2 (epígrafe anterior) muestran una estructura de resonancias compleja, debida pues a la combinación de las resonancias propias de la rejilla (Anomalías de Wood) y a la de los armónicos de Floquet en el interior del dieléctrico (onda estacionaria).

#### 4.4.3 Estudio de la convergencia en función de la constante dieléctrica del sustrato $\epsilon_r$

Analizamos en este epígrafe el efecto de variar la constante dieléctrica relativa del sustrato ( $\epsilon_r$ ) en la convergencia de las soluciones. Las gráficas presentadas muestran barridos de los coeficientes  $T_0'$ ,  $T_0''$  en función del parámetro  $N_{AF}$  para cuatro dieléctricos de diferentes constantes dieléctricas y todos del mismo espesor ( $d=0.254$  mm):

- Fibra de sílice:  $\epsilon_r = 1.63$
- Tetrafluoruro de etileno:  $\epsilon_r = 2.17$
- Compuesto cerámico de Boro:  $\epsilon_r = 4.87$
- Alúmina:  $\epsilon_r = 10.00$

Se ha abordado el problema para los tres rangos de frecuencia habituales: bajas frecuencias ( $D/\lambda=0.2$ ) (figuras 4.4.3-1, 2), cerca de la primera resonancia ( $D/\lambda=0.9$ ) (figuras 4.4.3-3, 4) y entre la primera y la segunda resonancia ( $D/\lambda=1.6$ ) (figuras 4.4.3-5, 6). En la mayoría de las curvas mostradas se observa que la velocidad de convergencia aumenta para  $\epsilon_r$  pequeños. Esto se explica pensando que el dieléctrico "se hace sentir más" cuanto más grande sea su constante dieléctrica (si  $\epsilon_r=1$  -ausencia de dieléctrico- las curvas serían completamente planas). Se puede concluir de los cálculos realizados que las gráficas presentadas pueden servir como una buena referencia para elegir un  $N_{AF}$  adecuado en posteriores cálculos.

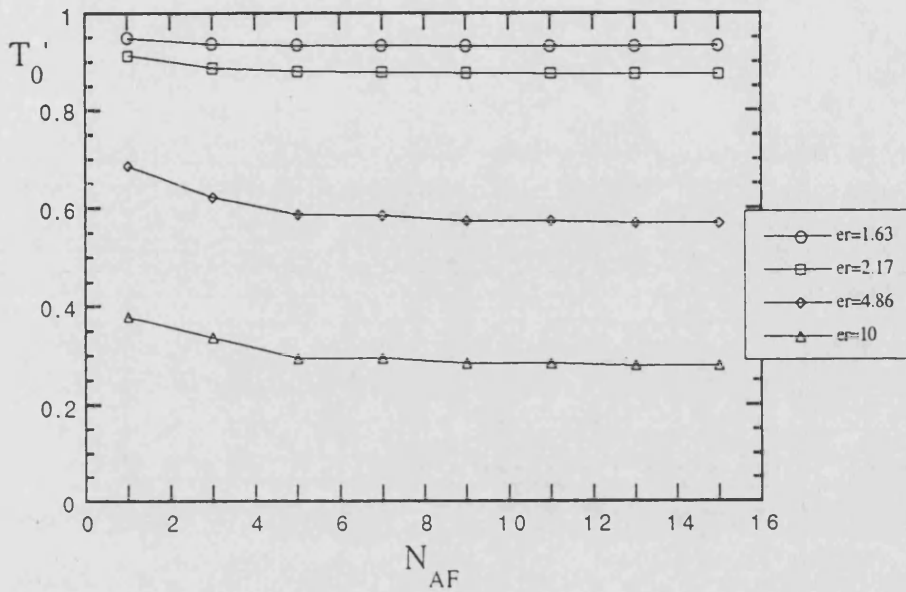


Figura 4.4.3-1

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función de  $N_{AF}$ ; se ha variado  $\epsilon_r$  ("er" en la leyenda); modo tipo-E ( $D/\lambda=0.2$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

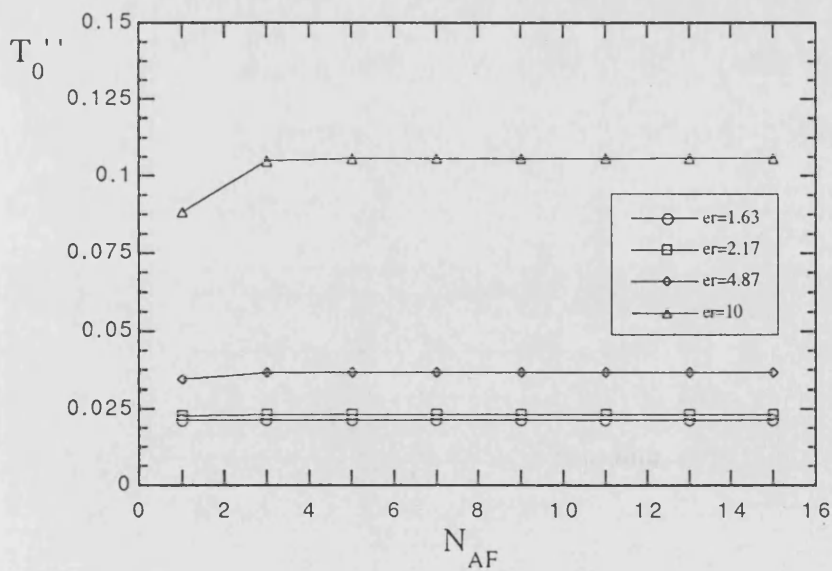


Figura 4.4.3-2

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función de  $N_{AF}$ ; se ha variado  $\epsilon_r$  ("er" en la leyenda); modo tipo-H ( $D/\lambda=0.2$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

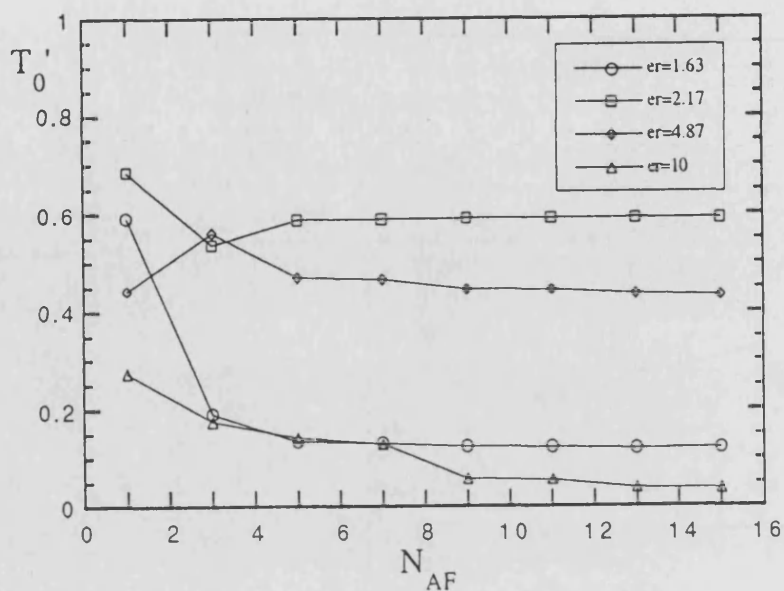


Figura 4.4.3-3

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de  $N_{AF}$ ; se ha variado  $\epsilon_r$  ("er" en la leyenda); modo tipo-E ( $D/\lambda=0.9$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

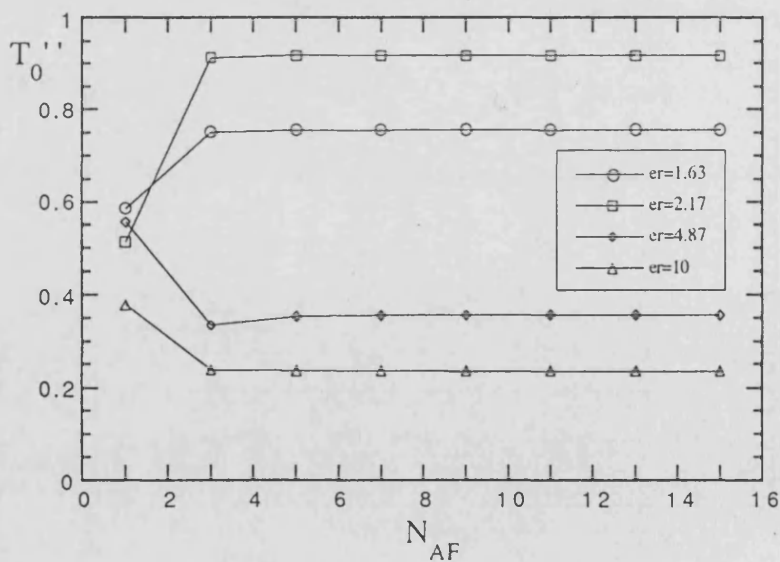


Figura 4.4.3-4

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de  $N_{AF}$ ; se ha variado  $\epsilon_r$  ("er" en la leyenda); modo tipo-H ( $D/\lambda=0.9$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

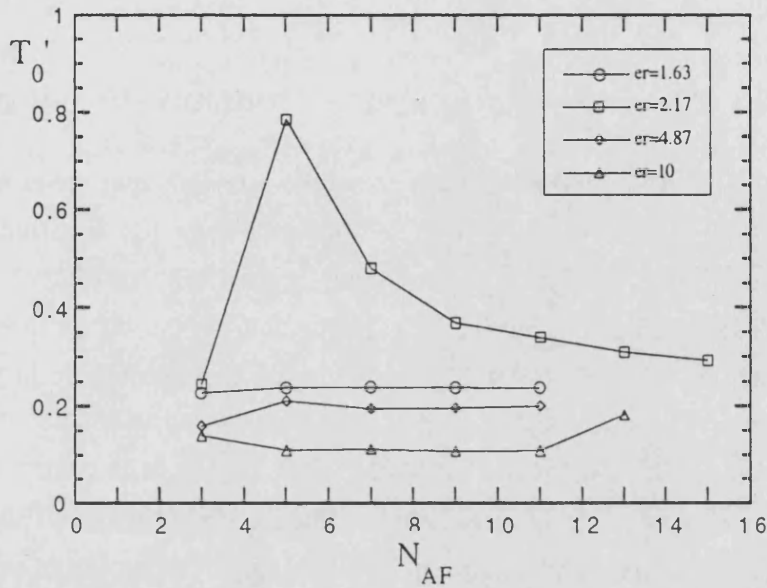


Figura 4.4.3-5

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de  $N_{AF}$ ; se ha variado  $\epsilon_r$  ("er" en la leyenda); modo tipo-E ( $D/\lambda=1.6$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

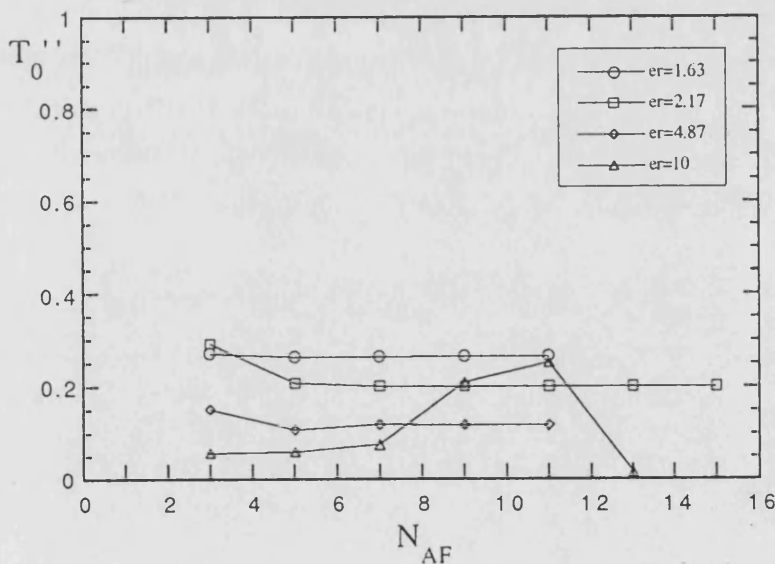


Figura 4.4.3-6

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función de  $N_{AF}$ ; se ha variado  $\epsilon_r$  ("er" en la leyenda); modo tipo-H ( $D/\lambda=1.6$ ; incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

Se han hecho cálculos con incidencia oblicua, observando que la velocidad de convergencia del método no varía respecto la encontrada en incidencia normal, incluso para  $\epsilon_r$  elevadas.

#### 4.4.4 Estudio de la convergencia en función de $\theta$ y $\phi$

Se han vuelto a elegir las mismas relaciones de  $D/\lambda$  que en el apartado anterior. Las figuras 4.4.4-1, 2, 3, 4, 5, 6 nos muestran los resultados para  $D/\lambda=0.2$ . Se aprecia que un único armónico no proporciona resultados fiables, requiriéndose al menos 3 armónicos. Comparando con las curvas en que no hay soporte dieléctrico (3.4.3.4.2-1, 3.4.4.4.2-2) se observa una pérdida de la potencia transmitida. En el plano de incidencia  $\phi=0^\circ$  y para ángulos de incidencia cercanos a  $\theta=90^\circ$ , el coeficiente de transmisión del modo tipo-H es muy bajo, en contra de lo que sucede cuando la rejilla está en el aire. Este fenómeno se explica pensando que el coeficiente de transmisión de una lámina dieléctrica a grandes ángulos de incidencia tiende a cero; el efecto de la lámina dieléctrica es "filtrar" la señal que transmite la rejilla. Este efecto se observa en todos los resultados que presentamos.

También conviene destacar el efecto de la lámina dieléctrica en el plano  $\phi=90^\circ$  para el estado de polarización tipo-E (figura 4.4.4-5); recordemos que en este plano el coeficiente de transmisión de la rejilla en aire tiende a uno cuando  $\theta=90^\circ$  (ver figura 3.4.3.4.2-1). En la figura 4.4.4-5 se detecta que si  $\theta=65^\circ$  la curva presenta un máximo: este efecto es debido a que la señal incide en el ángulo de Brewster ( $\theta_B=\arctg(n)=\arctg(2.17)=65.26^\circ$ ). En el ángulo de incidencia correspondiente a dicho ángulo la lámina dieléctrica transmite la totalidad de la energía incidente; como en este plano de incidencia el coeficiente de transmisión de la lámina es próximo a la unidad, las curvas de la figura 4.4.4-5 presentan un máximo.

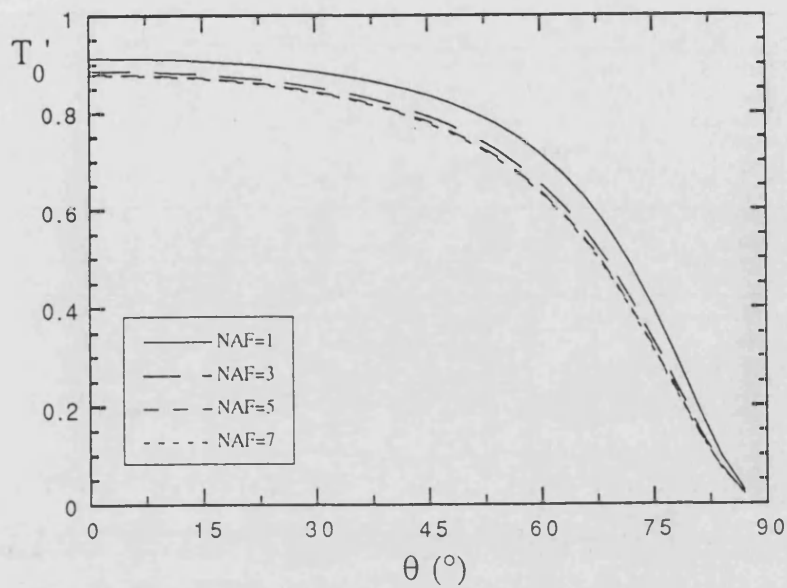


Figura 4.4.4-1

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=0^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

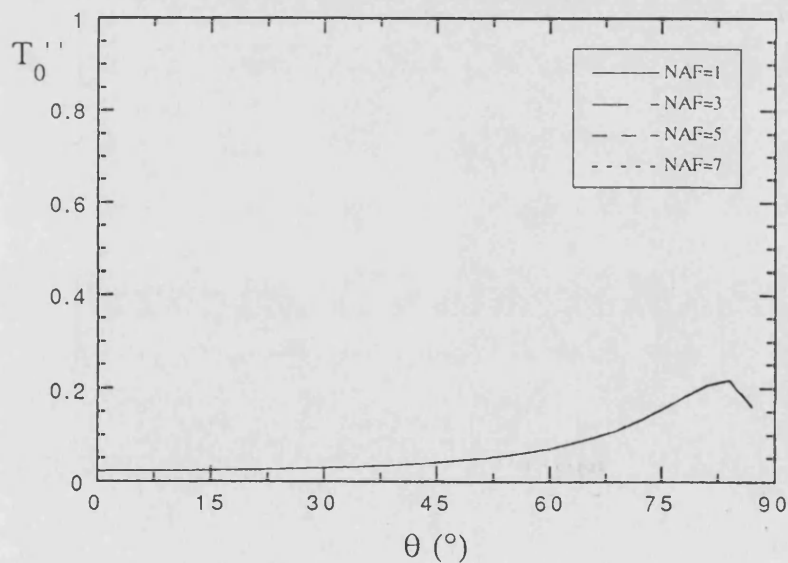


Figura 4.4.4-2

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=0^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

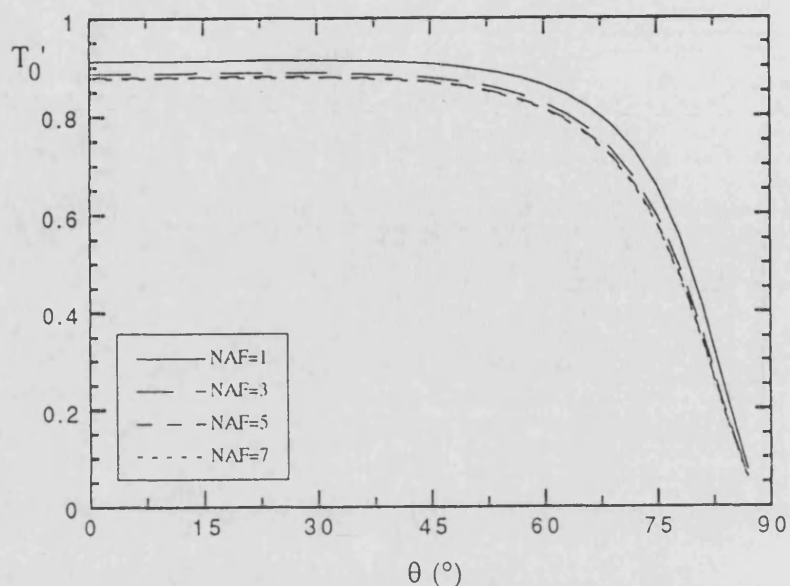


Figura 4.4.4-3

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=45^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

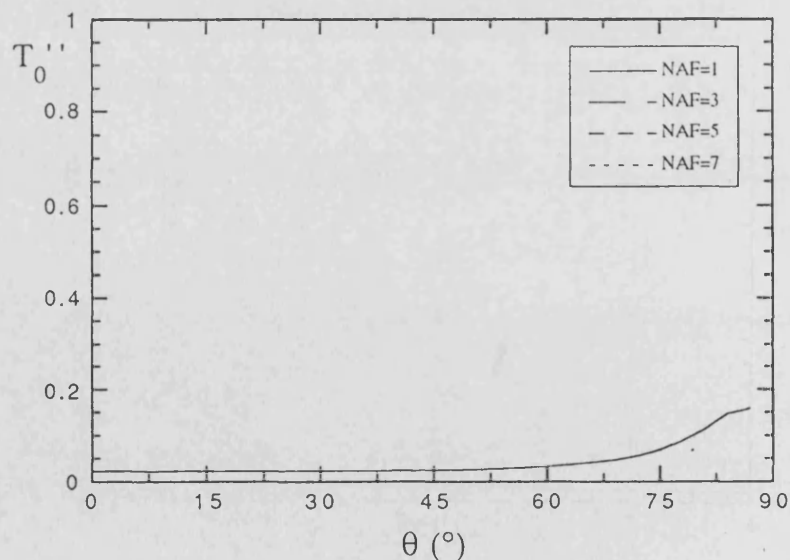


Figura 4.4.4-4

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=45^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).



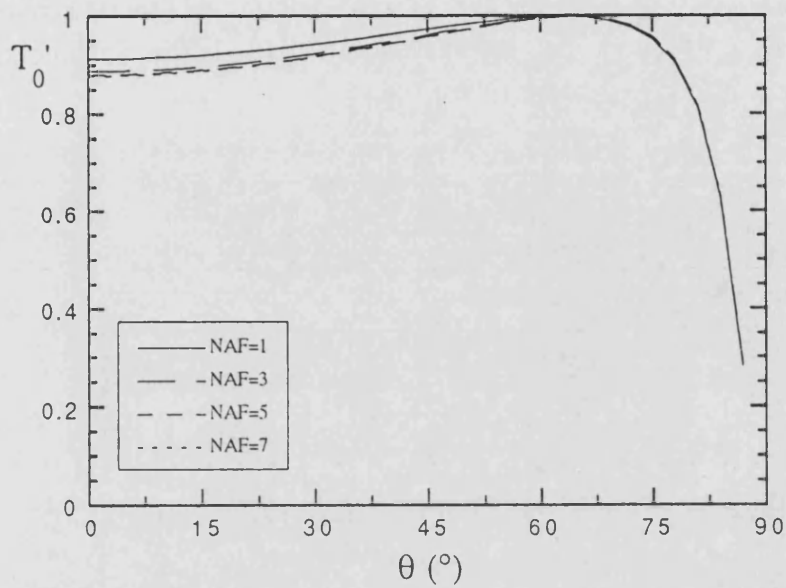


Figura 4.4.4-5

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=90^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

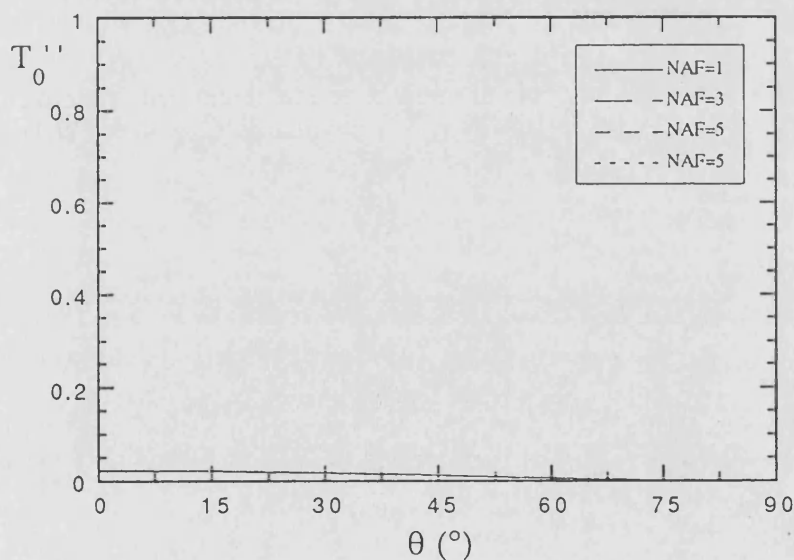


Figura 4.4.4-6

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=90^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=0.2$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

Los resultados cerca de la primera resonancia ( $D/\lambda=0.9$ ) se muestran en las figuras 4.4.4-7, 8, 9, 10, 11, 12. Señalamos la notable diferencia entre los resultados encontrados cuando la rejilla está impresa en una placa dieléctrica y cuando no lo está (ver figuras 3.4.3.4.2-2, 3.4.4.4.2-2). También es de destacar el fuerte efecto de los acoplos entre armónicos, ya que las curvas con  $N_{AF}=1$  son sustancialmente diferentes a las calculadas para  $N_{AF}>1$ .

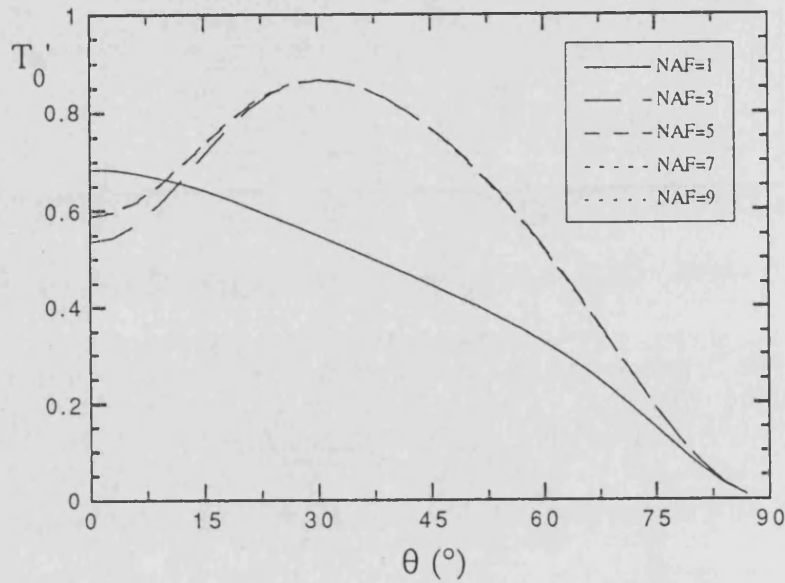


Figura 4.4.4-7

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=0^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

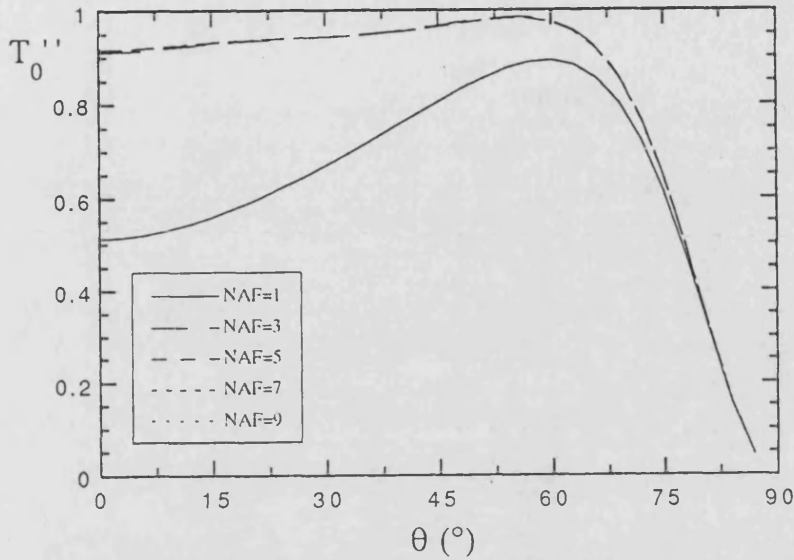


Figura 4.4.4-8

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=0^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

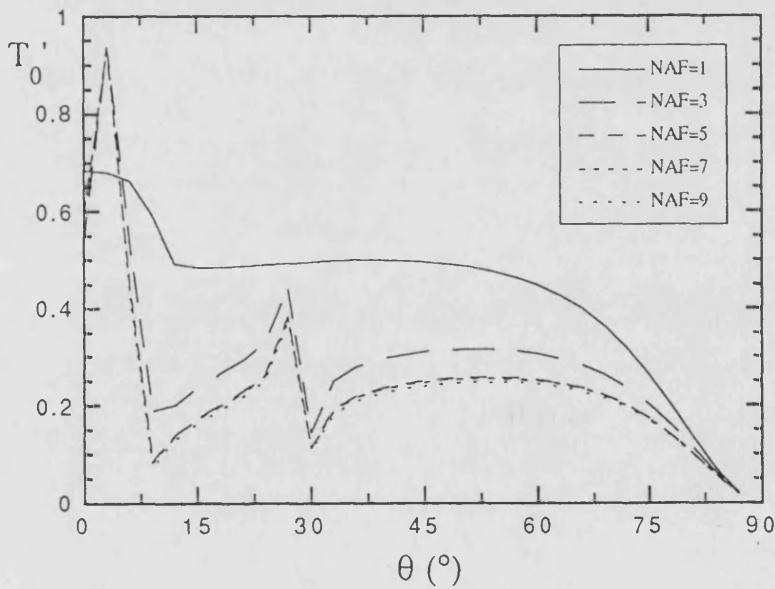


Figura 4.4.4-9

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=45^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

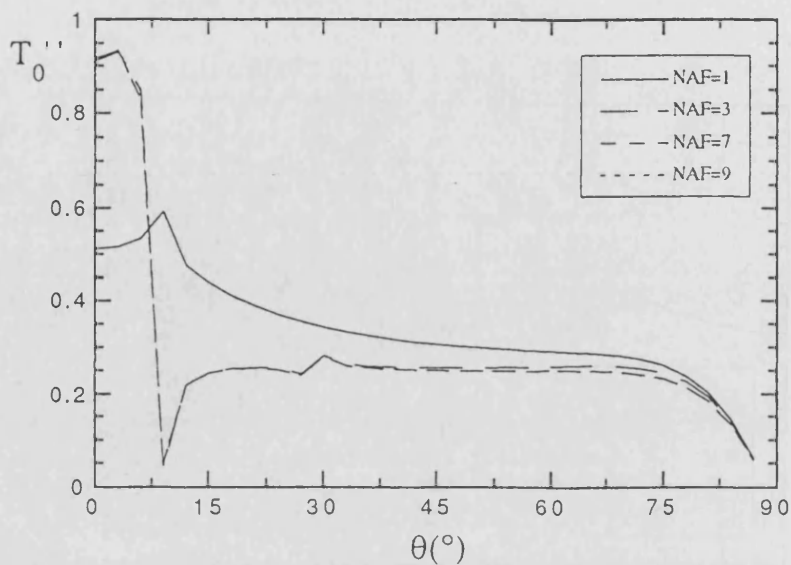


Figura 4.4.4-10  
 Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=45^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

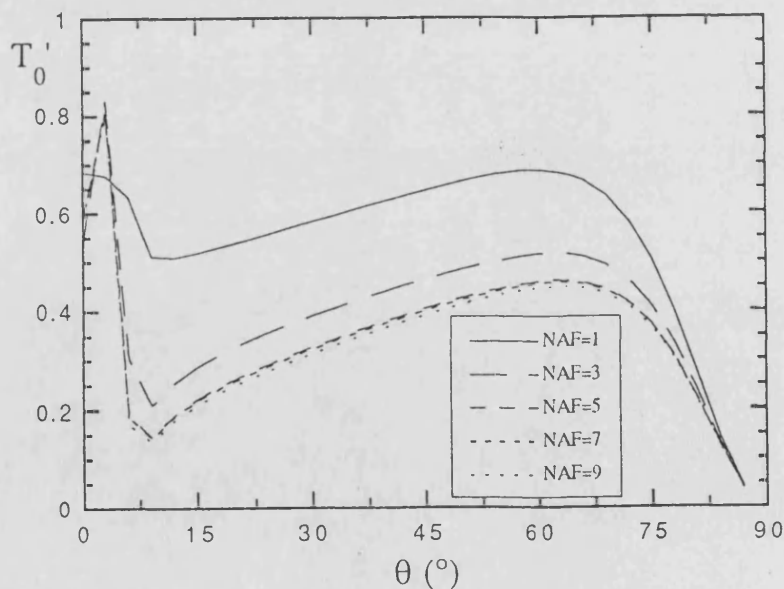


Figura 4.4.4-11  
 Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=90^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

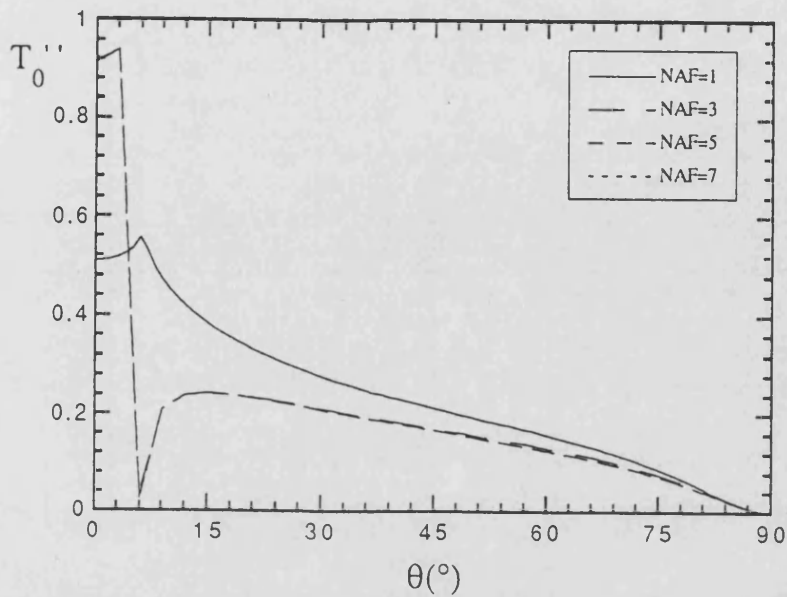


Figura 4.4.4-12

Coeficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=90^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=0.9$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

Las figuras 4.4.4-13, 14, 15, 16, 17, 18 muestran los coeficientes de transmisión para el armónico fundamental con una relación  $D/\lambda=1.6$ . La velocidad de convergencia es diferente en las curvas expuestas. Los resultados son en algunos casos bastante distintos a los que se tienen cuando la rejilla está en el aire.

Las aplicaciones de las rejillas como filtros angulares de polarización carecen de sentido si las rejillas están impresas en una lámina dieléctrica, ya que para grandes ángulos de incidencia la transmitividad de estas estructuras es nula para los dos estados de polarización tipo-E y tipo-H.

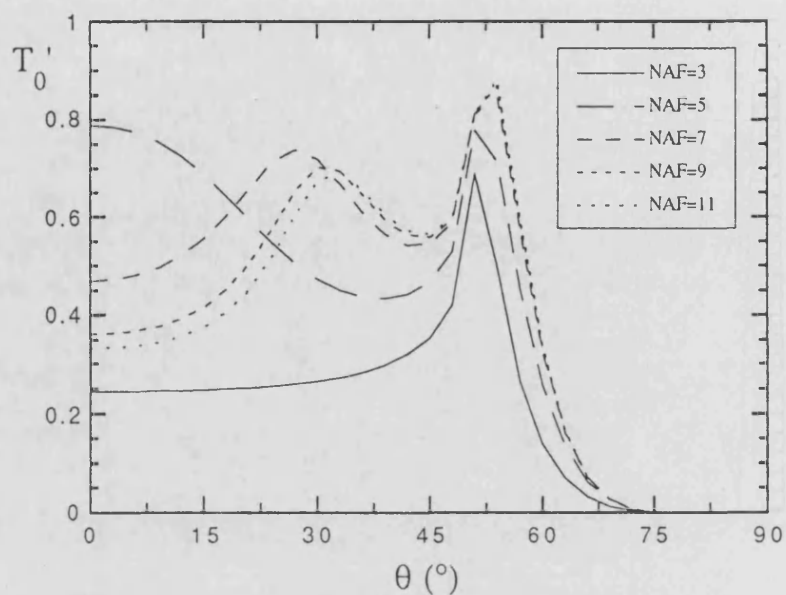


Figura 4.4.4-13

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=0^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

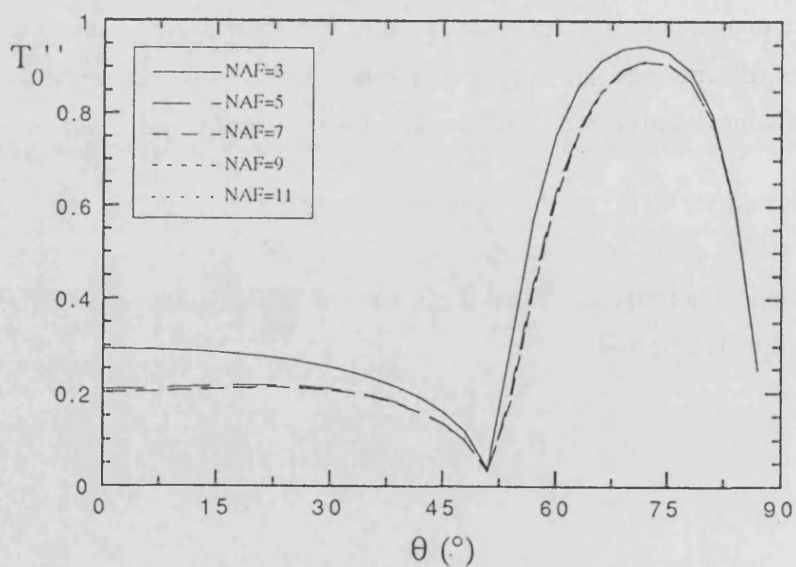


Figura 4.4.4-14

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=0^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

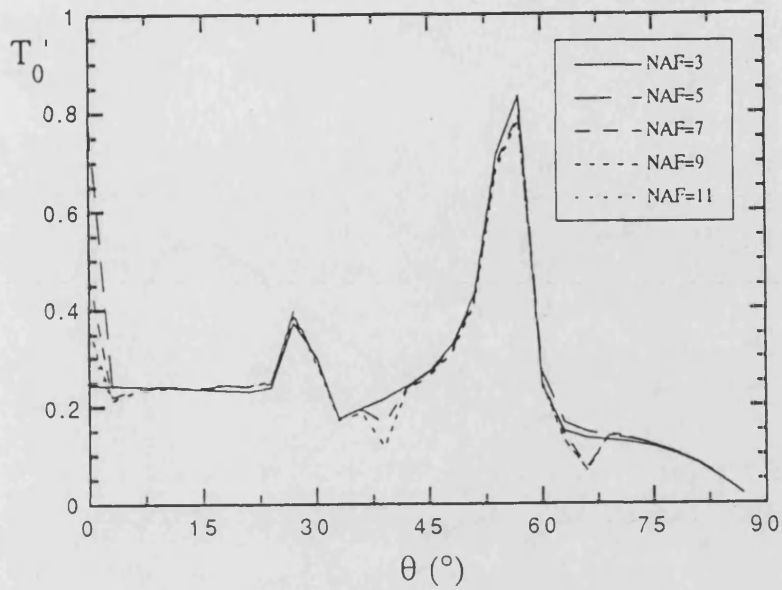


Figura 4.4.4-15

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=45^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

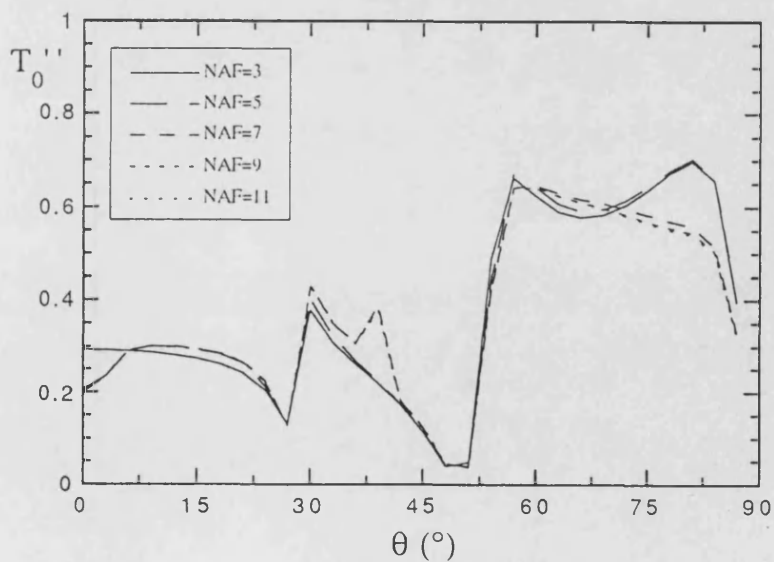


Figura 4.4.4-16

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=45^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).



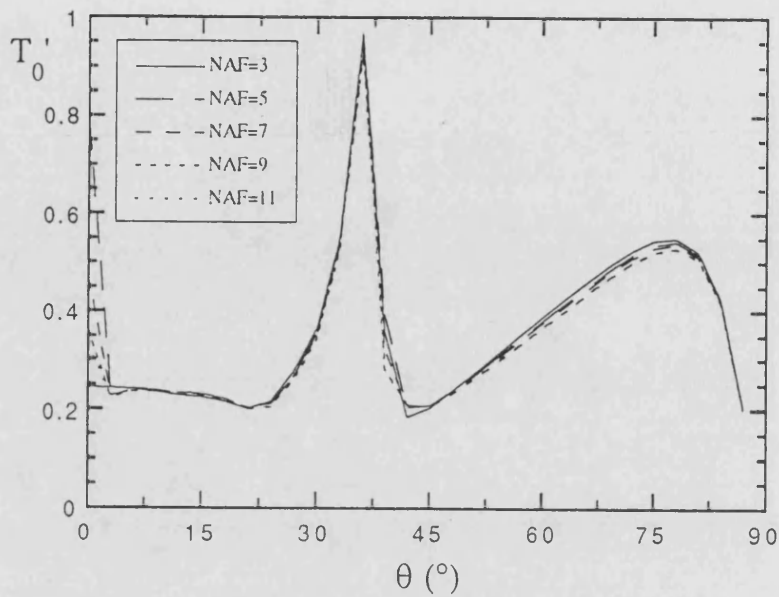


Figura 4.4.4-17

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=90^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-E ( $D/\lambda=1.6$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).

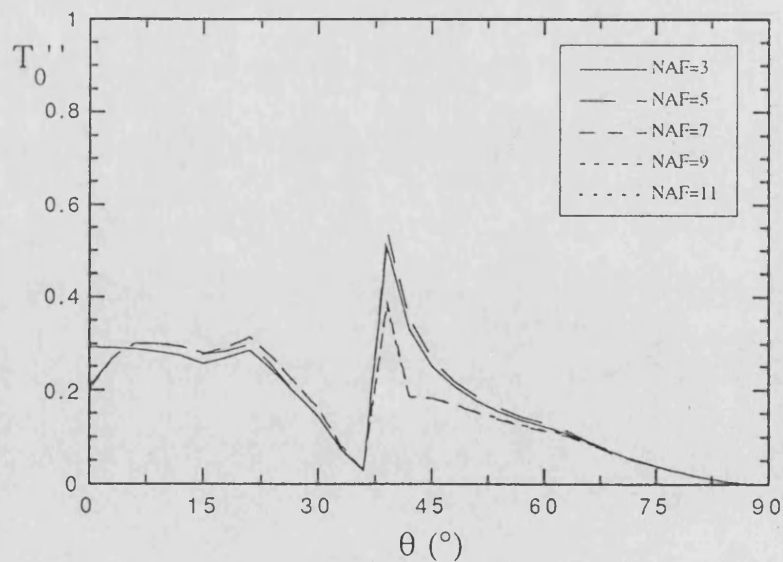


Figura 4.4.4-18

Coefficiente de transmisión del armónico fundamental en función del ángulo  $\theta$ ; plano  $\phi=90^\circ$ ; se ha variado  $N_{AF}$ ; modo tipo-H ( $D/\lambda=1.8$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ ).



#### 4.4.5 Comparación con otros resultados

Finalmente comparamos los resultados de nuestro algoritmo con los obtenidos por otros autores.

En la tabla 4.4.5-1 se comparan los resultados obtenidos con nuestro algoritmo y los presentados por Te-Kao Wu [4-1] para el modo tipo-H en incidencia oblicua. Se observa una buena concordancia entre ambos resultados.

Tabla 4.4.5-1

Modo tipo-H: COEFICIENTE $R_0''$		
$W/D=0.245; D/\lambda=0.034; \phi=90^\circ;$ $d/\lambda=0.007; \epsilon_r = 2.48$		
$\theta(^{\circ})$	Wu	MMG
0	0.998	0.996
15	0.998	0.996
30	0.998	0.997
45	0.998	0.998
60	0.998	0.999

Las figuras 4.4.5-1, 2 comparan nuestro algoritmo con los resultados de M. Ando, M. Murota [4-2] para el estado de polarización tipo-E; también se observa una buena correspondencia entre ambos resultados.

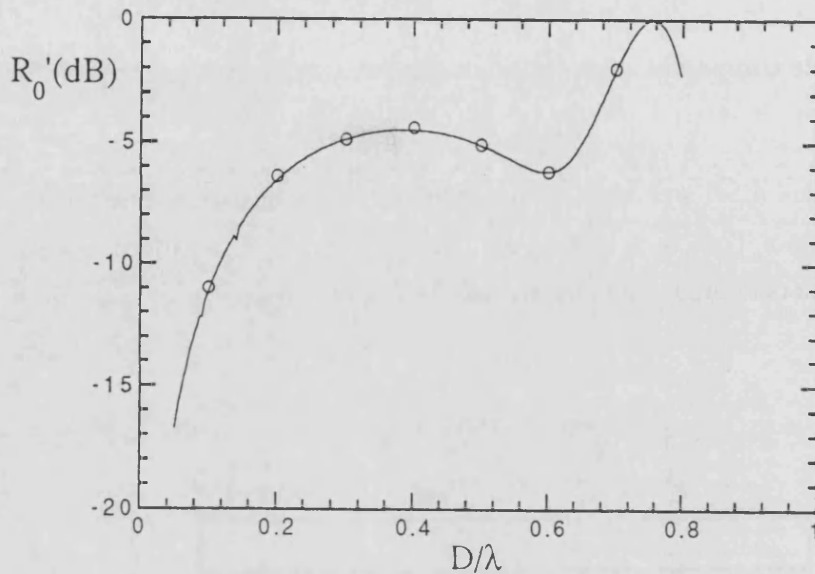


Figura 4.4.5-1

Coefficiente de reflexión en función de la relación  $D/\lambda$ ; comparación con el trabajo de M. Ando, M. Murota [4-2]; los círculos son los datos de estos autores, y la línea continua representa los resultados del MMG; modo tipo-E (Incidencia normal;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=3$ ;  $d=0.3\text{mm}$ ).

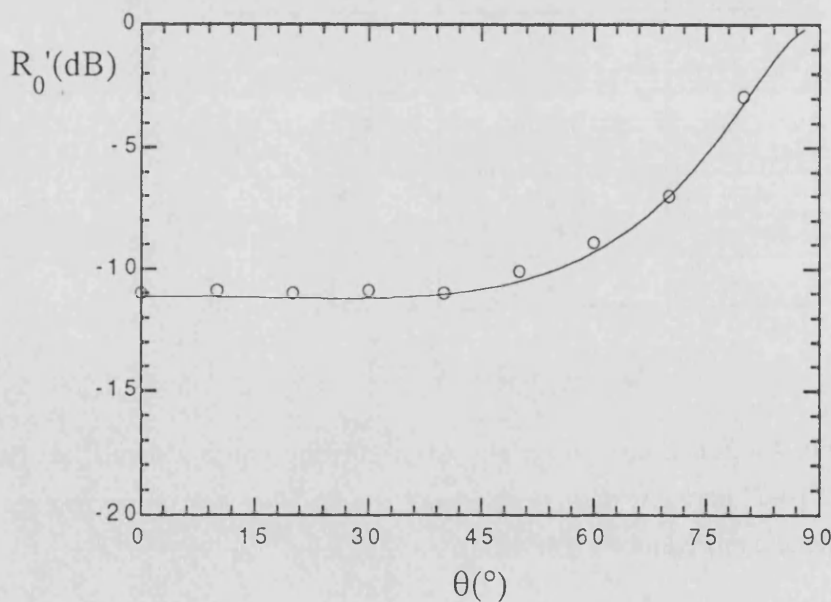


Figura 4.4.5-2

Coefficiente de reflexión en función del ángulo  $\theta$  en el plano de incidencia  $\phi=45^\circ$ ; comparación con el trabajo de M. Ando, M. Murota [4-2]; los círculos son los datos de estos autores, y la línea continua representa los resultados del MMG; modo tipo-E ( $D/\lambda=0.1$ ;  $W/D=0.5$ ;  $D=1\text{mm}$ ;  $\epsilon_r=3$ ;  $d=0.3\text{mm}$ ).

## 4.5 BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 4

- [4-1] Te-Kao Wu, "Fast convergent integral equation solution of strip gratings on dielectric substrate", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-35, no. 2, pp. 205-207; Feb. 1987.
- [4-2] M. Ando, M. Murota, "Reflection and transmission coefficients of a thin strip grating on a dielectric sheet", *Trans. IECE Japan*, vol. E69, no. 11, pp. 1189-1198; 1986.
- [4-3] K. Uchida, T. Noda, T. Matsunaga, "Electromagnetic wave solution by a plane metallic grating loaded with three dielectric layers", *Electron. Commun. Japan* 1, Commun. (USA), vol. 71, no. 8, pp. 102-114; Aug. 1988.
- [4-4] T. Noda, K. Uchida, T. Matsunaga, "Frequency and polarization selectivities by a multi-periodic planar grating on a dielectric slab", *Trans. IECE Japan*, vol. E72, no. 3, pp. 170-173; March 1989.
- [4-5] L.B. Withbourn, R.C. Compton, "Equivalent-circuit formulas for metal grid reflectors at a dielectric boundary", *Applied Optics*, vol. 24, no. 2, pp. 217-220; Jan. 15, 1985.
- [4-6] R.C. Compton, L.B. Withbourn, R.C. McPhedran, "Strip gratings at a dielectric interface and application of Babinet's principle", *Applied Optics*, vol. 23, no. 18, pp. 3236-3242; Sept. 15, 1984.
- [4-7] A. Kondo, K. Kagoshima, "Design of low-loss grid for dual polarization antenna", Paper of Technical Group, TGAP85-10, IECE Japan; 1985.
- [4-8] H.A. Kalhor, "Electromagnetic scattering by a dielectric slab loaded with a periodic array of strips over a ground plane", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol. AP-36, no. 1, pp. 147-151; Jan. 1988.
- [4-9] W.R. Smythe, "Static and dynamic electricity", McGraw-Hill Company; 3ª edición; 1968.
- [4-10] M.A. Cembellín, "Estudio de una superficie de difracción con pequeños obstáculos periódicos", Proyecto Fin de Carrera; Dpto. Electromagnetismo y Teoría de Circuitos de la E.T.S.I.T. de Madrid; 1991.



## Capítulo 5

ESTUDIO DE LA DISPERSION  
ELECTROMAGNETICA DE UNA  
ESTRUCTURA FORMADA POR LA  
CONEXION EN CASCADA DE EPICPUD DE  
CINTAS IMPRESAS EN DIELECTRICO



## 5.1 INTRODUCCION

Uno de los objetivos principales planteados en esta memoria es el estudio de giradores de polarización formados por la sucesión en cascada de EPICPUD de cintas impresas en dieléctrico; la conexión en cascada de dichas etapas, por razones que se exponen en el capítulo siguiente, sólo puede llevarse a cabo con el armónico de orden cero, teniendo que desprestigiar obligatoriamente la inclusión en los cálculos de los armónicos de orden superior. El objetivo de este capítulo es analizar el efecto de los acoplos que producen dichos armónicos cuando tenemos varias rejillas conectadas en cascada. Es de prever que, si las rejillas están muy próximas, el efecto de dicho acoplo sea notable, mientras que si están suficientemente espaciadas, los armónicos no propagativos se atenúan suficientemente, no produciendo un acoplo apreciable: se pretende hacer una estimación de la distancia mínima que se deben espaciar las placas para que el efecto del acoplo de los armónicos de orden superior sea despreciable en el rango de frecuencias  $D/\lambda < 1$ . Dicha distancia será una cota inferior de la distancia a la que espaciaremos las rejillas.

La bibliografía sobre sistemas multietapa es muy extensa; citamos a continuación tres trabajos que presentan resultados del problema que nos ocupa, si bien en estos trabajos las rejillas de cintas no están impresas en dieléctrico. R.C. Hall, R. Mitra, K.H. Mitzner [2-21] exponen resultados del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia para 5 rejillas de cintas; los parámetros cambiantes para las diferentes curvas son la anchura de las cintas y la resistividad del conductor. N.V. Shuley [2-51] trata el mismo problema presentando resultados para 2 rejillas centrándose en la convergencia de los resultados en función de la separación entre las placas y el número de armónicos. Yu.V. Pimenov, M.Yu. Chervenko [2-43] presentan resultados del problema para tres configuraciones con 2, 5 y 8 rejillas de cintas. En estos trabajos se hecha en falta un estudio sistemático del problema que pretendemos abordar en este capítulo.

La conexión en cascada de rejillas se ha abordado con la TMDG (La metodología general de esta técnica fue presentada en el apartado 2.3). En el epígrafe 5.2 se desarrolla la formulación con MTG para el estudio de P etapas en cascada; cada etapa es una EPICPUD de cintas impresa en una lámina dieléctrica. En el apartado 5.3 se presentan resultados para el caso de dos etapas; en primer lugar, se hace un estudio de la transmitancia de estas estructuras en función de la frecuencia para ver las características generales de las mismas; posteriormente, se estudia la convergencia de las soluciones obtenidas variando la separación entre etapas y el número de armónicos de Floquet involucrados.

## 5.2 FORMULACION DE LA ESTRUCTURA "P EPICPUD DE CINTAS SOBRE UN SUSTRATO DIELECTRICO" CON LA TMDG

La estructura que pretendemos estudiar es un sistema formado por  $P$  etapas en cascada separadas una distancia  $L_i$  entre sí; cada etapa es una EPICPUD de cintas impresa en un sustrato dieléctrico; las etapas son idénticas entre sí (ver figura 5.2-1). El conjunto queda pues definido por el número de etapas  $P$ , la distancia entre ellas  $\{L_i; i=1..P\}$  y las características de la etapa: periodo del enrejado ( $D$ ), anchura de las cintas ( $W$ ), espesor del sustrato dieléctrico ( $d$ ) y constante dieléctrica relativa del mismo ( $\epsilon_r$ ). El medio separador de las etapas es aire ( $\epsilon_r=1$ ). La distancia entre etapas  $L_i$  se considera entre el final del dieléctrico de una etapa y la rejilla de la siguiente, por lo que la separación entre la rejilla  $i$  y la  $i+1$  es  $L_i+d$ .

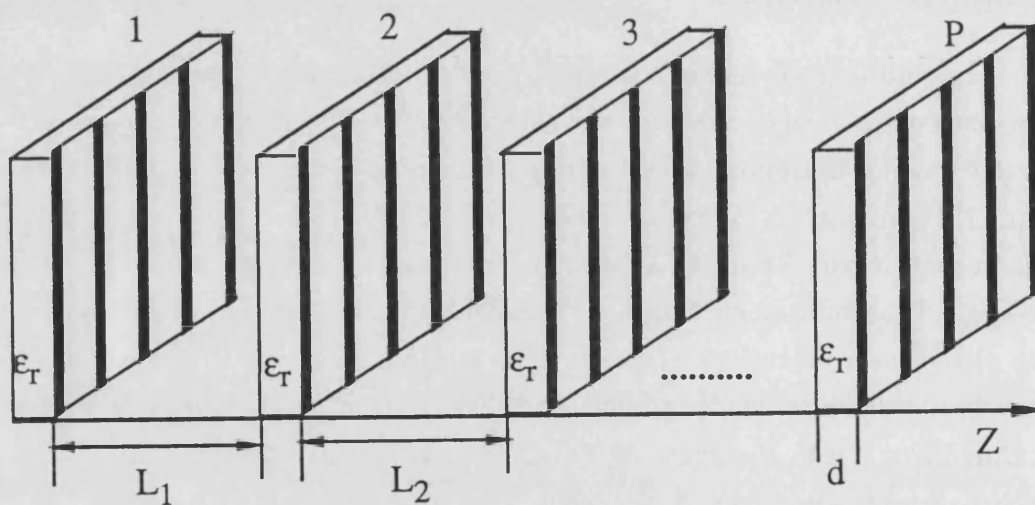


Figura 5.2-1

Sistema en cascada formado por  $P$  rejillas de cintas impresas en dieléctrico.

La bibliografía consultada y la metodología usada hasta el momento nos han hecho optar por la TMDG para abordar el problema. Esta técnica fue formulada para el caso de una EPICPUD de cintas impresa en un dieléctrico en el apartado 4.3; dicha formulación es fácilmente ampliable al caso que nos ocupa. Los armónicos emergentes del sistema rejilla+dieléctrico son transferidos al aire (recordemos que las matrices de



desadaptación introducidas en 4.3.3.1 se definieron para las interfases aire-dieléctrico y dieléctrico-aire); dichos armónicos recorren la distancia  $L_i$  entre etapas sin sufrir ninguna interacción hasta llegar a la siguiente rejilla. Así, definiremos la etapa elemental como la formada por una rejilla de cintas+dieléctrico y el espacio comprendido hasta la siguiente etapa; la MTG asociada a la  $i$ -ésima etapa es:

$$T_{rda}^{(i)\alpha} = T_a^{(i)\alpha} T_{rd}^\alpha = T_a^{(i)\alpha} T_{f(D,A)}^\alpha T_p^\alpha T_{f(A,D)}^\alpha T_c^\alpha ; \alpha = ', '' ; i=1...P \tag{5.2-1}$$

donde  $T_a^{(i)\alpha}$  es la MTG de la propagación en un medio para el caso particular en que el medio sea el aire, conforme se definió en (4.3.3.2-2).

La MTG del sistema completo es el producto de las MTG de todas las etapas; según la ecuación (2.3.3.3-5):

$$T_t^\alpha = T_{rda}^{(P)\alpha} T_{rda}^{(P-1)\alpha} \dots T_{rda}^{(3)\alpha} T_{rda}^{(2)\alpha} T_{rda}^{(1)\alpha} ; \alpha = ', '' \tag{5.2-2}$$

A partir de esta matriz, calcularemos la MDG del sistema total con el algoritmo (2.3.3.3-4), de la cual extraeremos las amplitudes de los armónicos de Floquet  $a_n^{r\alpha}, a_n^{t\alpha}$  para calcular después los coeficientes de reflexión y transmisión en potencia  $R_n^\alpha, T_n^\alpha$ . Como no se han considerado pérdidas, dichos coeficientes tendrán que verificar el Principio de Conservación de la Energía de la ecuación (3.3-24).

## 5.3 RESULTADOS Y CONVERGENCIA DEL METODO

Nos planteamos en este apartado el estudio de sistemas formados por dos rejillas de cintas impresas en un sustrato dieléctrico ( $P=2$ ). Mantendremos constante la anchura de las cintas ( $W/D=0.5$ ), la separación entre ellas  $D=1\text{mm}$  y las características del dieléctrico ( $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ ). Se presentan resultados con incidencia normal. Los cálculos se han efectuado con el programa GIRPL1.

Hemos encontrado serios problemas numéricos en los cálculos realizados. Las MTG que simulan el desfase que sufre la señal al recorrer la separación entre placas ( $T_a'$ ,  $T_a''$ ) contienen un elemento de matriz de la forma  $e^{+jk_z m L}$  (ver ecuación (4.3.3.2-2)); para los armónicos que están en corte esta exponencial es real, y alcanza valores muy elevados a medida que aumenta la separación entre etapas ( $L$ ); dichas matrices introducen números muy grandes en el producto de las matrices de transmisión de la estructura total. Las matrices  $T_t'$ ,  $T_t''$  resultantes del producto en cascada de las matrices que forman el sistema multicapa contienen números muy grandes y muy pequeños a la vez. Recordemos que para calcular las matrices de dispersión del sistema total debemos invertir las submatrices "22" de las matrices de transmisión del sistema total (2.3.3.3-4). Dicha inversión presenta graves problemas computacionales al tener que operar con números de órdenes de magnitud muy diferentes ( $\approx e^{300}$  y  $\approx e^{-300}$ ). Este fenómeno limita la aplicación del presente método; las curvas de las figuras presentadas en este capítulo se "cortan" a veces bruscamente porque sólo presentamos los resultados fiables (para despreciar los resultados erróneos hemos recurrido al Principio de Conservación de la Energía y a los códigos de error que proporciona la subrutina de inversión de matrices). Esta dificultad en la inversión de las matrices es *contraria* al fenómeno físico asociado: a medida que la separación entre placas aumenta, los armónicos de Floquet de orden superior se atenúan, perdiendo importancia; el fenómeno "numérico" asociado es el inverso: si la separación entre etapas aumenta, las exponenciales reales positivas adquieren valores elevados que dificultan los cálculos; este fenómeno ha sido comentado por algunos autores [2-21], siendo una de las desventajas principales de la TMDG.

### 5.3.1 Comportamiento en función de la relación $D/\lambda$

Las figuras 5.3.1-1, 5.3.1-2 muestran los coeficientes  $T_0'$ ,  $T_0''$  para una configuración de dos placas espaciadas 1 mm; la incidencia es normal. El cálculo se ha efectuado variando el número de armónicos de Floquet ( $N_{AF}$ ). La periodicidad detectada en dichos coeficientes de transmisión se debe a las ondas estacionarias de las señales transmitidas y reflejadas que se generan en la región entre placas. A bajas frecuencias ( $D/\lambda < 1$ ) un solo armónico proporciona buenos resultados para los cálculos realizados. La justificación es evidente: para un espaciado de 1mm los armónicos de orden superior están muy atenuados en la región de bajas frecuencias, no interaccionando entre sí; al aumentar la frecuencia el acoplo de dichos armónicos empieza a manifestarse a partir de  $D/\lambda=0.3$ .

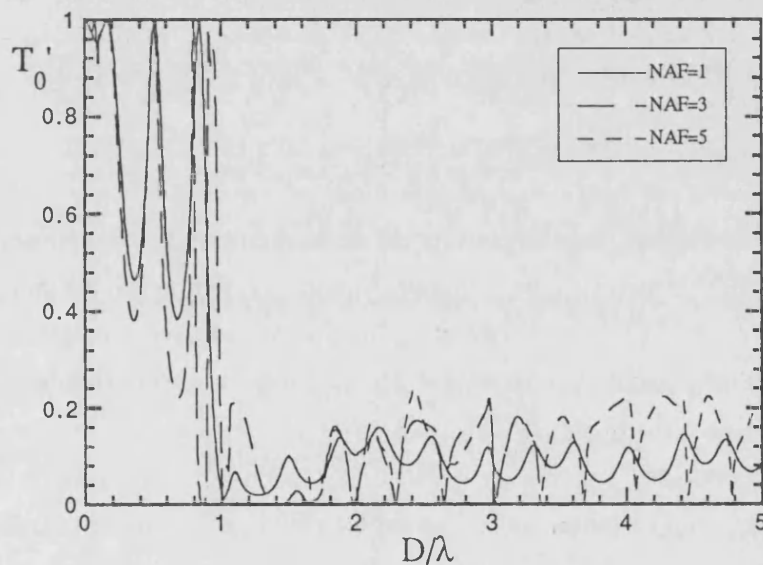


Figura 5.3.1-1

Coeficiente de transmisión del armónico principal en función de la relación  $D/\lambda$ ; se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $L_1=1\text{mm}$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )



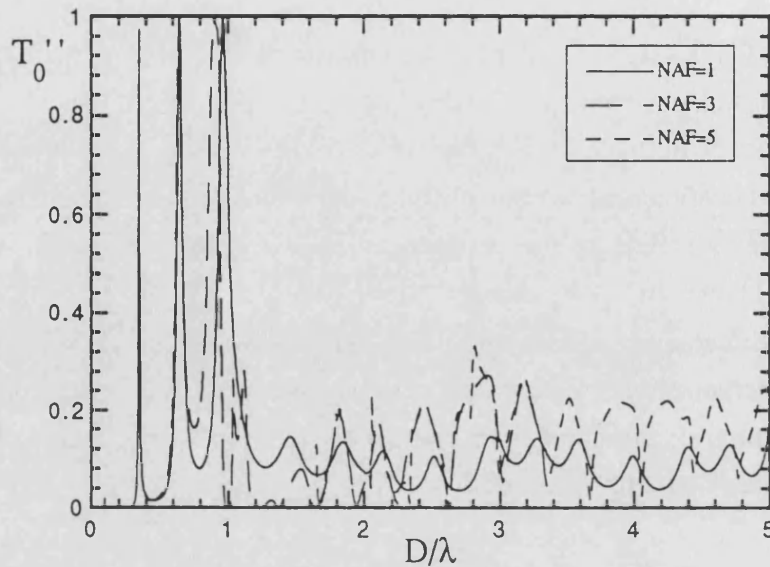


Figura 5.3.1-2

Coeficiente de transmisión del armónico principal en función de la relación  $D/\lambda$ ; se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-H; ( $P=2$ ;  $L_1=1\text{mm}$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

En la siguiente configuración estudiada se ha disminuido la separación entre placas a una distancia de 0.1 mm, manteniendo igual el resto de los parámetros (ver figuras 5.3.1-3, 5.3.1-4). El comportamiento global de la estructura se asemeja al obtenido para una sola placa (ver figuras 4.4.1-1, 4.4.1-2), coincidiendo a grandes rasgos la estructura de resonancias. Incluso para muy bajas frecuencias se requieren al menos 3 armónicos para efectuar los cálculos: el acoplo entre armónicos de orden superior es considerable al aproximar las placas. El ruido detectado en la solución del modo tipo-H a bajas frecuencias se debe a los problemas numéricos comentados anteriormente.

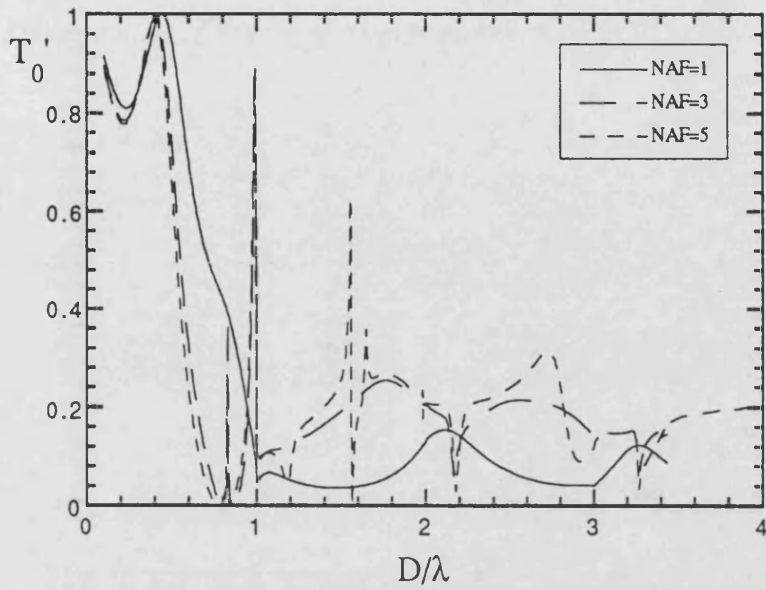


Figura 5.3.1-3

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la relación  $D/\lambda$ ; se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $L_1=0.1\text{mm}$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

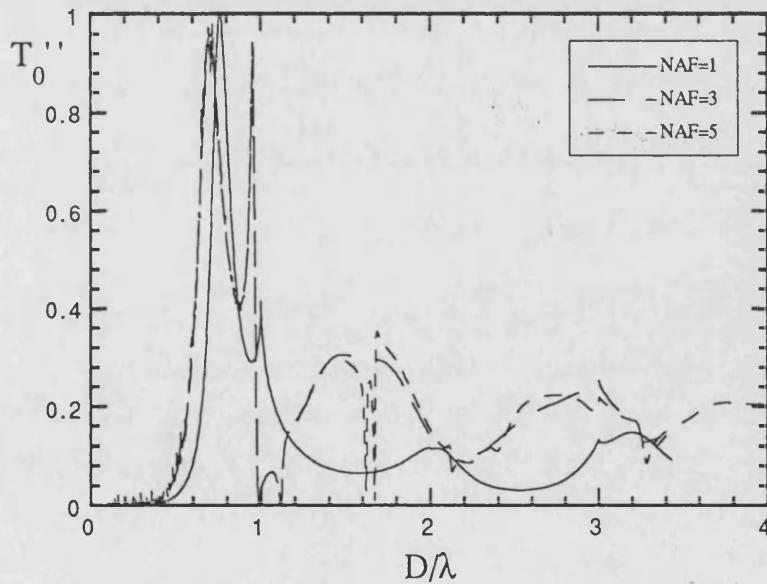


Figura 5.3.1-4

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la relación  $D/\lambda$ ; se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-H; ( $P=2$ ;  $L_1=0.1\text{mm}$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

### 5.3.2 Comportamiento en función del espaciado entre placas

En este apartado presentamos resultados en función del espaciado  $L$  para dos etapas e incidencia normal. Los resultados se presentan para tres relaciones  $D/\lambda$ :

- i)  $D/\lambda = 0.2$ , figuras 5.3.2-1, 5.3.2-2
- ii)  $D/\lambda = 0.5$ , figuras 5.3.2-3, 5.3.2-4
- iii)  $D/\lambda = 0.9$ , figuras 5.3.2-5, 5.3.2-6.

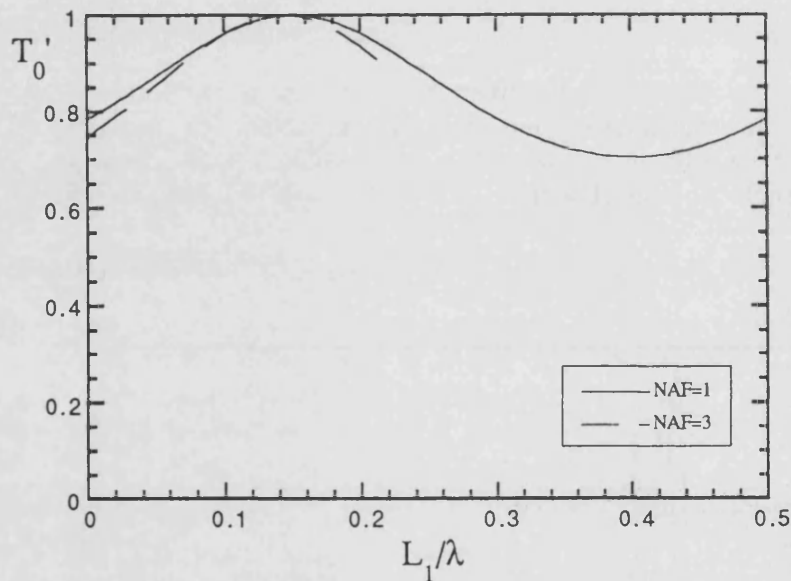


Figura 5.3.2-1

Coeficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entre placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.2$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

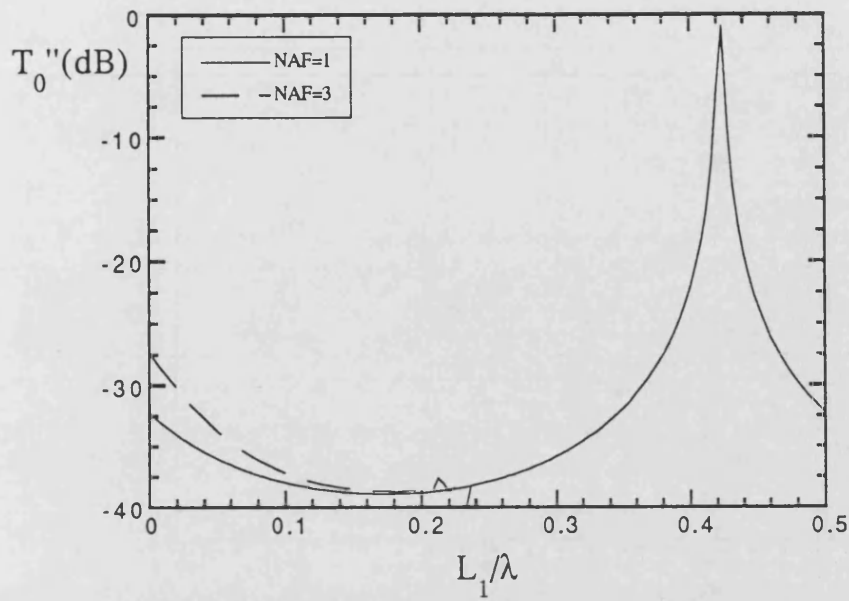


Figura 5.3.2-2

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entra placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-H; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.2$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

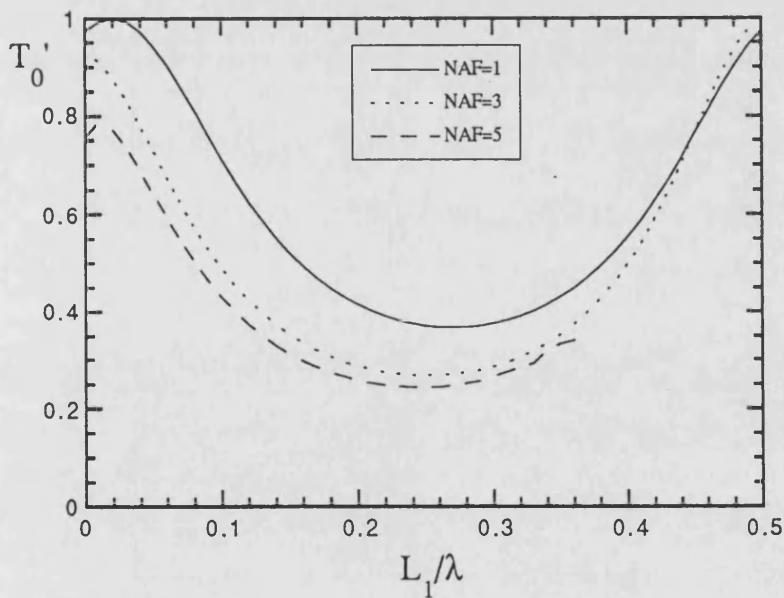


Figura 5.3.2-3

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entra placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.5$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

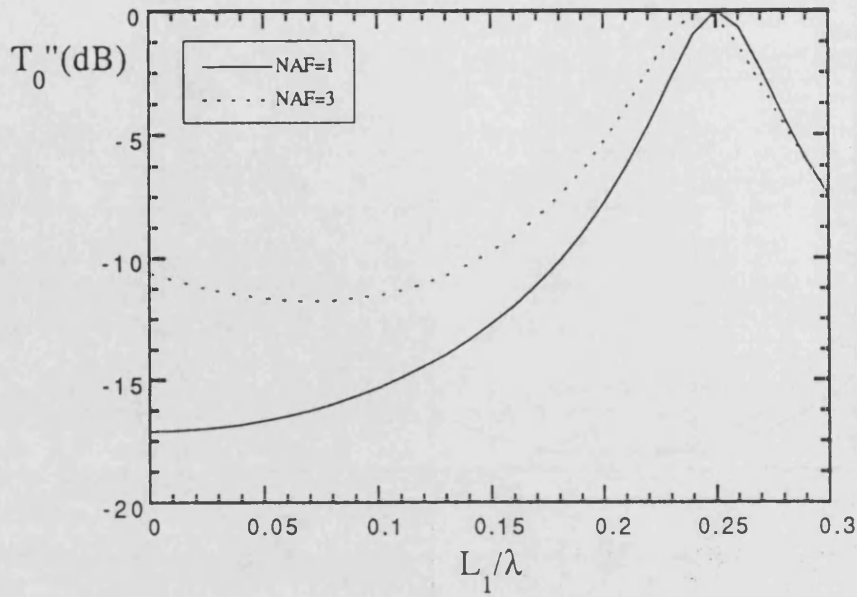


Figura 5.3.2-4

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entra placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-H; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.5$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

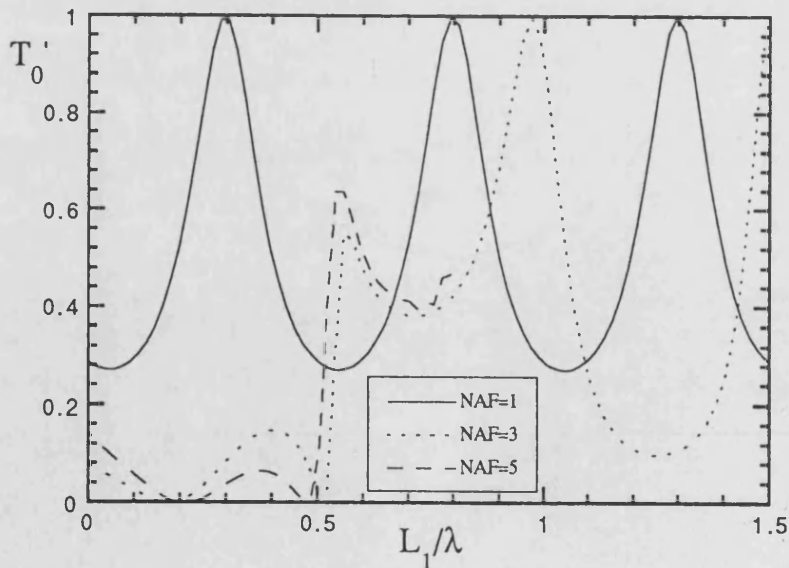


Figura 5.3.2-5

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entra placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.9$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )



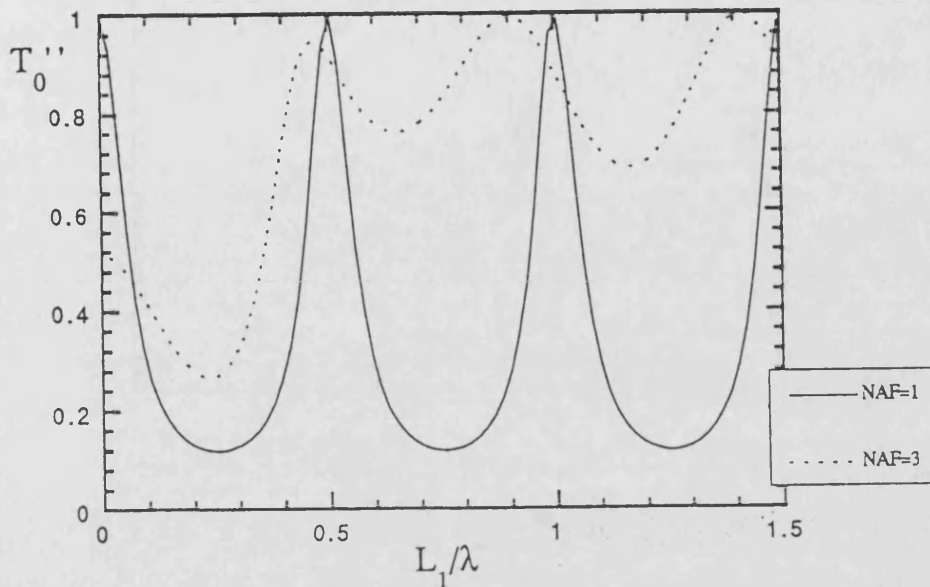


Figura 5.3.2-6

Coeficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entre placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se ha variado el parámetro  $N_{AF}$ ; modo tipo-H; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.9$ ; Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ;  $d=0.254\text{mm}$ )

Del análisis de las gráficas se concluye que el orden de convergencia del algoritmo varía con la relación  $D/\lambda$ : a bajas frecuencias (i) requeriremos utilizar más de un armónico para espaciados inferiores a  $L=0.1\lambda$ ; para el caso (ii) podremos utilizar un solo armónico si separamos las placas una distancia superior a  $L=0.5\lambda$  (al aumentar la relación  $D/\lambda$  los armónicos de orden superior adquieren más relevancia); finalmente, la situación (iii) cercana al corte requerirá siempre tener en cuenta al menos tres armónicos. Se han efectuado cálculos con incidencia oblicua, no encontrándose variaciones significativas en la convergencia de los resultados.

Finalmente se ha comparado el método contrastando nuestros cálculos con los obtenidos por N.V. Shuley [2-51] (ver figuras 5.3.2-7, 5.3.2-8); la concordancia entre ambos resultados no es muy buena, si bien el comportamiento general de las curvas es igual con ambos métodos; pensamos que una posible causa de la discrepancia es el método utilizado para resolver la EPICPUD de cintas.

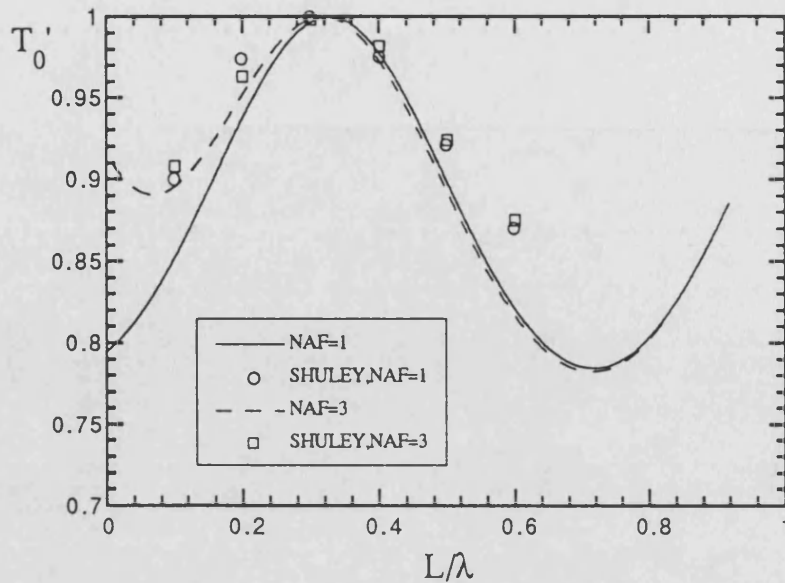


Figura 5.3.2-7

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entra placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se compara con los resultados de N.V. Shuley [2-51]; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.5$ ;  $D=15\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ;  $\theta=50^\circ$ ;  $\phi=90^\circ$ ; sin lámina dieléctrica.)

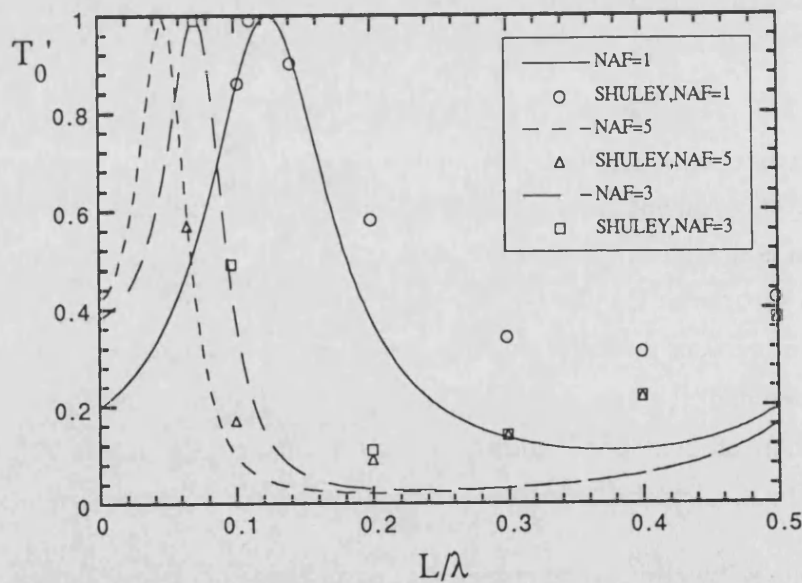


Figura 5.3.2-8

Coefficiente de transmisión del armónico principal en función de la separación entra placas normalizada a la longitud de onda (los cálculos se han hecho a frecuencia fija); se compara con los resultados de N.V. Shuley [2-51]; modo tipo-E; ( $P=2$ ;  $D/\lambda=0.88$ ;  $D=15\text{mm}$ ;  $W/D=0.5$ ; incidencia normal; sin lámina dieléctrica.)

Se puede concluir que la convergencia del algoritmo depende del grado de atenuación de los armónicos de orden superior, es decir, de la relación  $D/\lambda$ . Para las situaciones de interés en que las rejillas de cintas+dieléctrico funcionen como polarizadores elementales ( $D/\lambda < 0.1$ ), la distancia mínima a partir de la cual se puede despreciar el efecto de los armónicos de orden superior en la conexión en cascada de rejillas es  $L=0.1\lambda$ ; distancias inferiores requieren la inclusión de al menos los armónicos -1, +1.



## Capítulo 6

# ESTUDIO DE GIRADORES DE POLARIZACION MULTITAPA DE MICROONDAS CON LA TECNICA DE LAS MATRICES DE DISPERSION GENERALIZADAS



## 6.1 INTRODUCCION

El giro del plano de polarización es un fenómeno ampliamente conocido en las frecuencias ópticas. Los materiales que presentan *actividad óptica* giran el plano de polarización un ángulo proporcional al espesor recorrido por la luz en el material [6-1], [6-2]. Algunas sustancias giran el plano de polarización de la radiación incidente si se aplica un campo magnético exterior sobre las mismas; el ángulo girado es proporcional al espesor del material y al campo magnético aplicado [6-1], [6-2]. Este efecto, denominado *efecto Faraday* o *magneto-óptico*, tiene aplicación en el campo de las microondas: las ferritas son dispositivos capaces de producir el giro del plano de polarización por *efecto Faraday*. Tienen capacidad para producir un giro constante en anchos de banda amplios (hasta 4 octavas); por contra, presentan una atenuación elevada para grandes ángulos de giro, inconveniente que se traduce en que la onda que se propaga deja de ser linealmente polarizada. Algunas referencias básicas del efecto Faraday en ferritas son [6-3], [6-4], [6-5]. Las ferritas sirven como giradores del plano de polarización de microondas en guías de ondas, pero no son prácticas si queremos girar una señal que se propaga en el espacio abierto (por ejemplo, al ser recibida o emitida por una antena), debido, entre otras causas, a las elevadas pérdidas que presentan.

Para sistemas abiertos hemos de recurrir a otro tipo de dispositivos que nos permitan interaccionar con ondas radiadas en el espacio libre, ondas que, por simplificar, supondremos que son planas. Los métodos alternativos encontrados para este propósito nos revelan la utilización de sistemas multicapa, opción elegida en la presente memoria. Este tipo de sistemas presentan muchas ventajas, entre las que destacan su capacidad para adaptarse a gran número de antenas; simultáneamente sirven como protectores dieléctricos de gran resistencia mecánica, y su fabricación es fácil y poco costosa.

El objetivo de este capítulo es el desarrollo de un modelo que permita simular un girador de polarización multietapa formado por la conexión en cascada de etapas elementales giradas entre sí en el plano transversal a la propagación; las etapas están formadas por EPICPUD de cintas impresas en sustrato dieléctrico. En el epígrafe 6.2 se explican los fundamentos básicos de funcionamiento de estas estructuras junto con la bibliografía relacionada con el tema. En el apartado 6.3 se describe la formulación del modelo; se comienza por estudiar el efecto del giro entre etapas consecutivas en los modos tipo-E, tipo-H (6.3.2); las matrices de transmisión que caracterizan cada una de las etapas que componen el sistema se plasman en 6.3.3; finalmente se definen los coeficientes que caracterizan un girador de polarización. En el apartado 6.4 se hace un

estudio sistemático del diseño y funcionamiento de un girador de polarización; una vez diseñada una etapa elemental (6.4.2), se hace un análisis de la separación entre etapas a fin de optimizar la distancia entre las mismas (6.4.3); seguidamente se estudia la capacidad giradora del sistema en función del número de etapas y del ángulo de giro que se pretende girar el campo eléctrico incidente (6.4.4). En la última parte de este apartado se estudia la incidencia oblicua sobre el sistema (6.4.5), y la pureza de polarización de la señal transmitida (6.4.6); en 6.4.7 se presentan resultados de la fase del coeficiente de transmisión del sistema girador, y de los coeficientes de reflexión y transmisión no estudiados detalladamente en los anteriores epígrafes. Finalmente se dan unas directrices para el diseño de este tipo de estructuras (6.4.8). Las referencias bibliográficas se encuentran en 6.5.



## 6.2 TEORIA BASICA DE FUNCIONAMIENTO DE GIRADORES DE POLARIZACION MULTITETAPA. ANTECEDENTES

### 6.2.1 Teoría básica de funcionamiento

En este apartado introducimos un modelo elemental de tipo cuasi-óptico que nos permite comprender intuitivamente el funcionamiento de los giradores de polarización multitapa.

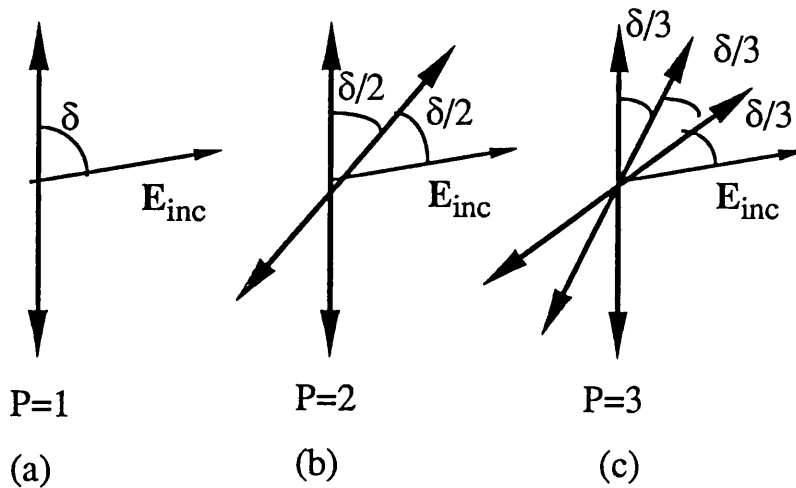


Figura 6.2.1-1

Configuraciones de polarizadores ideales para explicar la Ley de Malus Generalizada.

Comencemos por recordar la Ley de Malus. Definimos un *polarizador lineal ideal* como el que transmite el 100% de la energía de una onda electromagnética plana linealmente polarizada que incide normalmente a él con el campo eléctrico paralelo a una dirección privilegiada que denominaremos *eje del polarizador*. El coeficiente de transmisión  $T_M$ , definido como el cociente entre la potencia transmitida y la incidente para este polarizador ideal viene dado por la conocida Ley de Malus:

$$T_{M(1)} = \cos^2(\delta) \tag{6.2.1-1}$$

siendo  $\delta$  el ángulo formado entre el vector del campo eléctrico de la señal incidente y el eje del polarizador (ver figura 6.2.1-1.a); el subíndice "(1)" indica que tenemos una etapa polarizadora. La señal no transmitida supondremos que se refleja, no absorbiéndose nada. Podemos interpretar que la señal ha sido "girada" en el sentido de que la onda transmitida ha cambiado su plano de polarización respecto el de la onda incidente, pero a cambio de perder una gran parte de la energía; si, por ejemplo,  $\delta=60^\circ$ , la potencia transmitida sería el 25% de la incidente ( $\cos^2 60^\circ = 0.25$ ), y la reflejada el 75% restante.

Analícemos lo que sucede si ponemos 2 etapas giradas  $\delta/2$  entre sí, de tal forma que el campo eléctrico de la onda incidente forma un ángulo  $\delta/2$  con el primer polarizador (Figura 6.2.1-1.b); la potencia transmitida por este sistema, de acuerdo con la Ley de Malus será:

$$T_{M(2)} = \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) = \cos^4\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (6.2.1-2)$$

Para el ejemplo citado la potencia transmitida es del 56.25%, ya que  $\cos^4(60^\circ/2) = 0.5625$ ; se observa que la potencia transmitida (y por tanto girada) ha aumentado considerablemente respecto el caso de 1 etapa. Si hubiéramos puesto 3 etapas giradas  $\delta/3$ , la potencia girada en el ejemplo sería del 68.85% (Figura 6.2.1-1.c). Podemos así reformular la Ley de Malus con lo que denominamos Ley de Malus Generalizada a P etapas giradas  $\delta/P$  entre sí como:

$$T_{M(P)} = \cos^{2P}\left(\frac{\delta}{P}\right) \quad (6.2.1-3)$$

Es fácilmente demostrable que:

$$\lim_{P \rightarrow \infty} T_{M(P)} = \lim_{P \rightarrow \infty} \cos^{2P}\left(\frac{\delta}{P}\right) = 1 \quad (6.2.1-4)$$

es decir, a medida que crece el número de etapas (P) la transmitancia de la potencia girada tiende a la unidad (ver figura 6.2.1-2). Este es el principio básico en que se fundamentan los giradores de polarización multietapa.

En la práctica no existen polarizadores ideales; los polarizadores utilizados para implementar un girador de polarización multietapa son EPICPUD de cintas o varillas, los de cintas normalmente impresos en un sustrato dieléctrico. En los capítulos 3 y 4 quedó demostrada la capacidad polarizadora del primer tipo de estructuras en la banda de frecuencias inferior a la primera resonancia: el modo tipo-E transmite casi la totalidad de la energía incidente, mientras que el tipo-H la refleja (epígrafe 4.4.1). El eje del

polarizador de una EPICPUD de cintas es perpendicular a la dirección de las cintas. Así pues, un polarizador real diferirá de uno ideal, ya que las EPICPUD de cintas o varillas:

- 1) Transmiten energía en el eje perpendicular al eje del polarizador (la transmitancia del modo tipo-H no es nula).
- 2) Reflejan energía en la dirección del eje del polarizador (la reflexión del modo tipo-E no es nula).
- 3) Presentan pérdidas óhmicas.

Por otra parte, la interacción de los armónicos de orden superior entre las placas (estudiada en el capítulo 5) no permite solaparlas (si estudiamos la propagación del armónico de orden cero), siendo necesario espaciarlas una cierta distancia; esa separación entre las placas provoca resonancias fuertes que limitan el ancho de banda de operación del sistema girador.

Como consecuencia de estas observaciones se han desarrollado modelos que permiten simular el comportamiento de giradores implementados con polarizadores no ideales. En el siguiente apartado señalaremos las referencias encontradas.

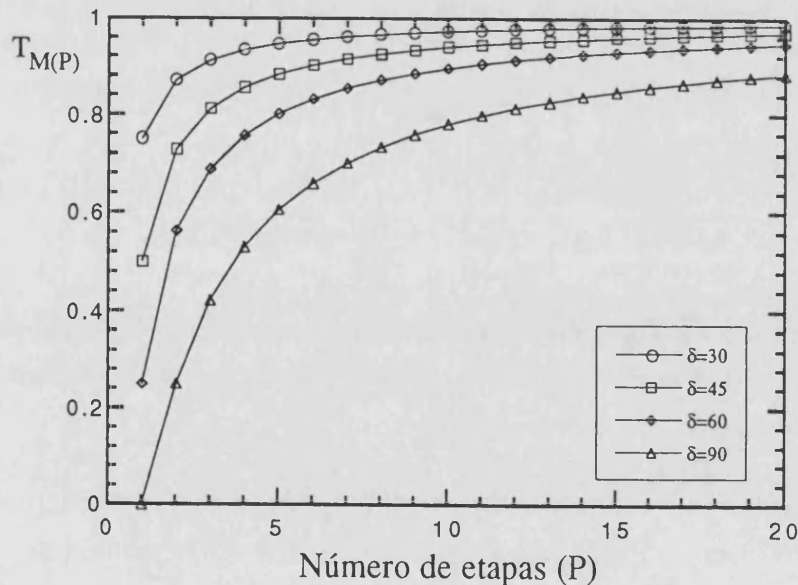


Figura 6.2.1-2

Representación del coeficiente de la Ley de Malus Generalizada en función del número de polarizadores ideales; se presentan 4 curvas para diferentes ángulos de giro del campo incidente.

## 6.2.2 Antecedentes

El primer trabajo relacionado con el tema que nos ocupa es de W.E. Groves [6-6] (1953). Estudia un sistema formado por dos EPICPUD de varillas giradas entre sí un cierto ángulo; descompone la onda incidente en dos estados de polarización que sufren múltiples reflexiones entre las dos rejillas de varillas; sumando la aportación de esas reflexiones obtiene una expresión analítica de los coeficientes involucrados en el sistema; sólo trata la incidencia normal. Finalmente presenta resultados experimentales que concuerdan perfectamente con los teóricos.

N. Hill, S. Cornbleet [6-7] (1973) desarrollan un sistema de matrices de transferencia para estudiar un sistema formado por varias etapas polarizadoras en cascada; cada etapa es un polarizador formado por una EPICPUD de varillas. La simulación del sistema se lleva a cabo haciendo la analogía con una línea de transmisión, conforme se explicó en el apartado 2.3.2. La rejilla de varillas es sustituida por un conjunto de condensadores y bobinas para cada estado de polarización, resultando matrices de orden  $4 \times 4$ ; el modelo solo trata incidencia normal. Se presentan resultados experimentales variando la separación entre etapas polarizadoras a frecuencia constante. Indica las aplicaciones del sistema como girador del plano de polarización y como filtro.

A.A.M. Saleh [6-8] (1974) desarrolla una teoría para estudiar filtros cuasi-ópticos pasabanda formados por polarizadores ideales en cascada girados entre sí unos respecto de otros. Para analizar el sistema utiliza matrices de transferencia. Los sistemas resultantes pueden ser implementados como filtros o como giradores de polarización, centrándose en los primeros. Estudia solamente sistemas simétricos (igual espaciado entre todas las rejillas). La función de transferencia de estas estructuras presenta un pequeño rizado que es significativo a partir de 5 placas; para controlar dicho rizado proponen dos algoritmos: uno que asegura que la amplitud del rizado es constante (ER), y un segundo método que consigue la respuesta más plana posible, con una amplitud de rizado variable (MF). En [6-9] el autor aplica esta teoría al diseño de filtros con polarizadores reales.

N. Amitay, A.A.M. Saleh [6-10] (1983) aplican la teoría de [6-8], [6-9] al caso general de incidencia oblicua para diseñar un girador de polarización de  $90^\circ$  con 7 polarizadores ideales. Comparan los resultados obtenidos con el algoritmo MF, y suponiendo que el incremento angular de giro entre las etapas es constante: con el segundo procedimiento se consiguen anchos de banda más grandes, si bien con el primero la respuesta del sistema es más plana.

R. Lo Forti [6-11] (1981) propone un método teórico basado en matrices de transmisión para estudiar un girador de  $45^\circ$  con EPICPUD de cintas impresas en un sustrato dieléctrico; las placas elementales se simulan con una bobina o un condensador (Modelo de Línea de Transmisión); el modelo sólo trata la incidencia normal. Expone el criterio de diseño utilizado, centrándose posteriormente en las características de los materiales para la construcción de un prototipo que trabaje con una elevada densidad de potencia incidente, destacando los problemas encontrados para disipar las pérdidas energéticas de la estructura. Finalmente, da resultados experimentales del prototipo construido.

A. López Varona, R.P. Torres, M.F. Cátedra, J.A. Alcaraz [6-12] (1989) presentan un girador idéntico al descrito para el trabajo de Lo Forti. El método empleado para el análisis de dicho sistema consiste en multiplicar matrices de transferencia de las diferentes etapas que componen el sistema. El comportamiento de la rejilla de cintas se estudia resolviendo la ecuación integral del campo eléctrico sobre la superficie dispersora con el método del Gradiente Conjugado en combinación con la FFT; los coeficientes de reflexión y transmisión de cada estado de polarización son introducidos directamente en la matriz de dispersión de la rejilla. Presentan resultados experimentales que concuerdan perfectamente con los teóricos.

B. Gimeno, V. Such, A.C. García, J.L. Cruz, F. Costas desarrollan un Modelo de Línea de Transmisión para estudiar un girador formado por EPICPUD de cintas o varillas. El campo incidente se descompone en modos tipo-E, tipo-H para poder tratar la incidencia oblicua sobre el sistema. La etapa elemental es simulada por una impedancia capacitiva para el modo tipo-E y una inductiva para el tipo-H; para el caso de varillas se añade un término resistivo a la impedancia del modo tipo-H para dar cuenta de las pérdidas óhmicas. La formulación del modelo exige matrices de transferencia de tamaño  $4 \times 4$  para dar cuenta del giro de las diferentes etapas. Una vez calculada la matriz de transferencia del sistema total, se extraen analíticamente los coeficientes de reflexión y transmisión de la estructura, calculándose también la relación axial de la señal girada, a fin de estudiar su "pureza" de polarización. El procedimiento de diseño, el comportamiento del sistema y los resultados experimentales de varios prototipos son dados para un girador de  $45^\circ$  en los trabajos: [6-13], [6-14], [6-15] para EPICPUD de cintas y [3-40], [6-16], [6-17], [6-18], [6-19], [6-20], [6-21] para EPICPUD de varillas.

A la vista de lo expuesto hemos optado por desarrollar un modelo que complemente los anteriormente presentados: abordar rigurosamente la interacción de la

onda electromagnética sobre la EPICPUD de cintas+dieléctrico, y tratar la incidencia oblicua tridimensional sobre la estructura giradora.

## 6.3 FORMULACION DE UN GIRADOR DE POLARIZACION MULTIETAPA CON MATRICES DE TRANSMISION

### 6.3.1 Introducción

Uno de los principales objetivos de la presente memoria es desarrollar un modelo que permita simular el comportamiento de un girador de polarización multietapa de microondas. Como estructura básica hemos escogido EPICPUD de cintas impresas en una placa dieléctrica delgada; en el capítulo 4 se demuestra que, por debajo de la primera resonancia, el comportamiento de esta estructura se parece al de un polarizador ideal: el modo tipo-E (campo eléctrico perpendicular a las cintas en incidencia normal) es básicamente transmitido, mientras que el tipo-H (campo eléctrico paralelo a las cintas en incidencia normal) es reflejado; el eje de este polarizador coincide con la dirección perpendicular a las cintas (eje Y). Supondremos que las placas están separadas por aire, si bien en una implementación real se puede utilizar un soporte dieléctrico de constante dieléctrica relativa próxima a la unidad.

A la vista de la bibliografía expuesta en el epígrafe 6.2.2, abordaremos la conexión en cascada de las etapas con matrices de transmisión. Las placas deben estar giradas unas respecto de las otras: el modelo que desarrollamos debe tener presente este hecho, introduciendo matrices de rotación que permitan el cambio de base de las magnitudes vectoriales "propias" de cada etapa. De otro lado, los armónicos de Floquet dispersados por una placa no coinciden con los armónicos dispersados por la siguiente excepto para el armónico de orden cero (apéndice 4). La consecuencia más importante de este hecho es que no se puede utilizar la TMDG, ya que dicho procedimiento exige que los armónicos dispersados por una placa *coincidan* con los dispersados por la siguiente. El estudio en el capítulo 5 de la interacción de los armónicos de Floquet entre rejillas no giradas va a permitirnos controlar el efecto de dichos armónicos en el modelo propuesto, espaciando las placas suficientemente para que el acoplo entre dichos armónicos sea despreciable en el rango de frecuencias de interés. Comenzaremos por estudiar los efectos generados por la rotación entre dos etapas consecutivas.

### 6.3.2 Estudio del giro de los modos tipo-E, tipo-H

El primer paso para el desarrollo del modelo es estudiar el efecto inducido en los modos tipo-E, tipo-H por el giro entre rejillas.

Asociaremos a cada rejilla un sistema de referencia cartesiano al que denominaremos *sistema propio* de esa rejilla; este sistema será el definido en la figura 4.3.1-1: el eje X es paralelo a las cintas, el eje Y perpendicular a ellas y el eje Z es perpendicular al plano en el que está contenida la rejilla. El problema del giro entre rejillas - desde un punto de vista matemático - es un cambio de base. Si a una rejilla le asociamos el sistema  $X_1Y_1Z_1$ , la rejilla consecutiva tendrá un sistema  $X_2Y_2Z_2$ , girado respecto de la anterior un ángulo  $\delta_{12}$ ; como el giro se produce en el plano  $X_1Y_1$ - $X_2Y_2$ , se puede afirmar que  $Z_1 \equiv Z_2$  (ver figura 6.3.2-1): podemos prescindir de la coordenada Z, ya que es invariante en este cambio de coordenadas. La matriz de cambio de base entre estos los sistemas  $X_1Y_1$  y  $X_2Y_2$  es la conocida matriz de rotación  $\mathbf{G}(\delta_{12})$ , definida como:

$$\mathbf{G}(\delta_{12}) \equiv \begin{pmatrix} \cos \delta_{12} & \text{sen } \delta_{12} \\ -\text{sen } \delta_{12} & \cos \delta_{12} \end{pmatrix} \quad (6.3.2-1)$$

que relaciona los vectores unitarios y las componentes de los campos asociados de la forma (en la notación utilizada los vectores base son expresados como matrices columna, mientras que las componentes de un vector se representan con matrices fila):

$$\begin{pmatrix} \vec{u}_{x_2} \\ \vec{u}_{y_2} \end{pmatrix} = \mathbf{G}(\delta_{12}) \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_1} \\ \vec{u}_{y_1} \end{pmatrix} \quad ; \quad \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_1} \\ \vec{u}_{y_1} \end{pmatrix} = \mathbf{G}(-\delta_{12}) \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_2} \\ \vec{u}_{y_2} \end{pmatrix} \quad (6.3.2-2.a)$$

$$(X_1 \ Y_1) = (X_2 \ Y_2) \mathbf{G}(\delta_{12}) \quad ; \quad (X_2 \ Y_2) = (X_1 \ Y_1) \mathbf{G}(-\delta_{12}) \quad (6.3.2-2.b)$$

Dados los vectores  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$ , y  $\vec{H}$  de una onda plana en el sistema  $X_1Y_1Z$ , su expresión en el sistema  $X_2Y_2Z$  viene dada aplicando el cambio de base definido en (6.3.2-2.b) a las respectivas componentes cartesianas de dichos vectores.

Como se demuestra en el apéndice 4, el único armónico de Floquet que puede incluirse en el modelo multietapa es el armónico fundamental, teniendo en cuenta que en el sistema propio de la segunda rejilla el ángulo azimutal de la onda viene dado por:



$$\phi_2 = \phi_1 - \delta_{12} \quad (6.3.2-3)$$

A partir de ahora, siempre que hablemos del análisis en cascada de las placas del sistema girador nos referiremos exclusivamente al armónico de orden 0, y por tanto suprimiremos el subíndice "0".

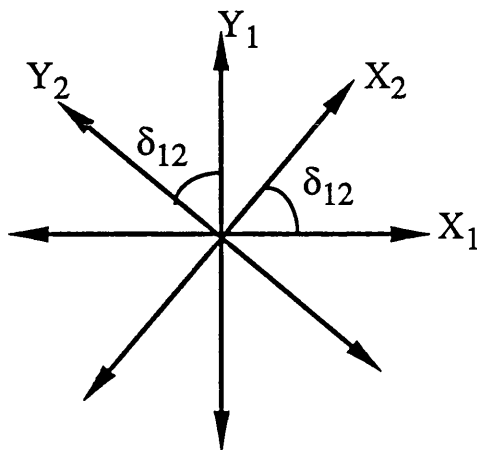


Figura 6.3.2-1

Sistemas de referencia propios asociados a las rejillas 1 y 2 giradas entre sí un ángulo  $\delta_{12}$ .

Luego de estas observaciones, nos planteamos estudiar cómo afecta el giro entre etapas a los modos tipo-E, tipo-H. Para ello comenzamos por definir - en el sistema propio de una rejilla - la matriz de cambio de base entre modos tipo-E, tipo-H y las componentes cartesianas XY de dichos modos. Dicha matriz y su inversa quedan definidas de la forma:

$$\mathbf{U} \equiv \begin{pmatrix} bk_x & k_y & -b(k^2 - k_y^2) \\ -k_z/\epsilon & 0 & 0 \end{pmatrix} ; \quad \mathbf{U}^{-1} \equiv \begin{pmatrix} 0 & -\epsilon/k_z \\ \frac{-1}{b(k^2 - k_y^2)} & \frac{-\epsilon k_x k_y}{k_z(k^2 - k_y^2)} \end{pmatrix} \quad (6.3.2-4)$$

donde  $b \equiv \frac{1}{\omega\mu\epsilon}$ ; dichas matrices relacionan, en el sistema propio de una rejilla, las componentes de los modos tipo-E, tipo-H con las correspondientes componentes cartesianas (ver epígrafe 2.2.7):

$$\begin{pmatrix} \vec{e}'_1 \\ \vec{e}'_2 \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_1} \\ \vec{u}_{y_1} \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_1} \\ \vec{u}_{y_1} \end{pmatrix} = \mathbf{U}^{-1} \begin{pmatrix} \vec{e}'_1 \\ \vec{e}'_2 \end{pmatrix} \quad (6.3.2-5.a)$$

$$(\mathbf{X} \ \mathbf{Y}) = (\mathbf{a}' \ \mathbf{a}'') \mathbf{U} \quad ; \quad (\mathbf{a}' \ \mathbf{a}'') = (\mathbf{X} \ \mathbf{Y}) \mathbf{U}^{-1} \quad (6.3.2-5.b)$$

El cambio de base inducido en los vectores  $\{\vec{e}'_1, \vec{e}'_2\}$  al girar el sistema  $X_1Y_1$  (en el que están definidos) un ángulo  $\delta_{12}$  se esquematiza de la forma:

$$\begin{array}{ccc} \{\vec{e}'_1, \vec{e}'_2\} & \xrightarrow{\mathbf{M}(\delta_{12})} & \{\vec{e}_2', \vec{e}_2''\} \\ \downarrow \mathbf{U}_1 & & \uparrow \mathbf{U}_2^{-1} \\ \{\vec{u}_{x_1}, \vec{u}_{y_1}\} & \xrightarrow{\mathbf{G}(-\delta_{12})} & \{\vec{u}_{x_2}, \vec{u}_{y_2}\} \end{array} \quad (6.3.2-6)$$

En primer lugar se hace el cambio de base de modos tipo-E, tipo-H a componentes cartesianas en el sistema propio  $X_1Y_1$  (matriz  $\mathbf{U}_1$ ); seguidamente se aplica la matriz de giro  $\mathbf{G}(-\delta_{12})$  entre los sistemas propios  $X_1Y_1$  y  $X_2Y_2$ ; finalmente se hace el cambio de base de componentes cartesianas a los modos tipo-E, tipo-H del sistema propio  $X_2Y_2$  (matriz  $\mathbf{U}_2^{-1}$ ). Haciendo el producto de matrices queda:

$$\begin{pmatrix} \vec{e}'_1 \\ \vec{e}'_2 \end{pmatrix} = \mathbf{U}_1 \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_1} \\ \vec{u}_{y_1} \end{pmatrix} = \mathbf{U}_1 \mathbf{G}(-\delta_{12}) \begin{pmatrix} \vec{u}_{x_2} \\ \vec{u}_{y_2} \end{pmatrix} = \mathbf{U}_1 \mathbf{G}(-\delta_{12}) \mathbf{U}_2^{-1} \begin{pmatrix} \vec{e}_2' \\ \vec{e}_2'' \end{pmatrix} \quad (6.3.2-7)$$

Definimos la matriz  $\mathbf{M}(\delta_{12})$ :

$$\mathbf{M}(\delta_{12}) \equiv \mathbf{U}_1 \mathbf{G}(-\delta_{12}) \mathbf{U}_2^{-1} \quad (6.3.2-8)$$

que nos relaciona las componentes de los modos tipo-E, tipo-H del sistema  $X_1Y_1$  con las componentes de los modos tipo-E, tipo-H asociados al sistema  $X_2Y_2$  girado un ángulo  $\delta_{12}$  respecto al anterior:

$$(\mathbf{a}_2' \ \mathbf{a}_2'') = (\mathbf{a}_1' \ \mathbf{a}_1'') \mathbf{M}(\delta_{12}) \quad (6.3.2-9)$$

Las componentes de la matriz  $\mathbf{M}(\delta_{12})$  se obtienen analíticamente haciendo el producto de matrices de la ecuación (6.3.2-8), resultando finalmente:

$$\mathbf{M}(\delta_{12})(1,1) = \left( \frac{k_{x_1} k_{y_1}}{k^2 - k_{y_2}^2} \right) \text{sen}(\delta_{12}) + \left( \frac{k^2 - k_{y_1}^2}{k^2 - k_{y_2}^2} \right) \text{cos}(\delta_{12})$$

(6.3.2-10.a)

$$\mathbf{M}(\delta_{12})(1,2) = \frac{1}{\omega \mu k_{z_2}} \left[ \left( \frac{k_{x_2} k_{y_2} (k^2 - k_{y_1}^2)}{k^2 - k_{y_2}^2} - k_{x_1} k_{y_1} \right) \text{cos}(\delta_{12}) + \left( \frac{k_{x_2} k_{y_2} k_{x_1} k_{y_1}}{k^2 - k_{y_2}^2} + (k^2 - k_{y_1}^2) \right) \text{sen}(\delta_{12}) \right]$$

(6.3.2-10.b)

$$\mathbf{M}(\delta_{12})(2,1) = \left( \frac{-\omega \mu k_{z_1}}{k^2 - k_{y_2}^2} \right) \text{sen}(\delta_{12})$$

(6.3.2-10.c)

$$\mathbf{M}(\delta_{12})(2,2) = \left( \frac{k_{z_1}}{k_{z_2}} \right) \text{cos}(\delta_{12}) - \left( \frac{k_{z_1} k_{x_2} k_{y_2}}{k_{z_2} (k^2 - k_{y_2}^2)} \right) \text{sen}(\delta_{12})$$

(6.3.2-10.d)

### 6.3.3 Formulación con matrices de transmisión del girador de polarización multietapa

En el apartado anterior hemos visto que los modos tipo-E, tipo-H propios de una etapa no coinciden con los modos tipo-E, tipo-H propios de la etapa siguiente si las etapas están giradas, es decir, el modo tipo-E de una etapa no coincide con el modo tipo-E de la siguiente; para estudiar este modo tipo-E en esta segunda etapa debe descomponerse en los modos tipo-E, tipo-H propios de esta segunda etapa: podemos decir que "genera" los modos tipo-E, tipo-H en esta segunda etapa. Este hecho puede ser "interpretado" como un acoplamiento de los modos tipo-E, tipo-H de dos etapas giradas entre sí; como este acoplamiento es causado por el giro entre etapas sucesivas, podremos hablar de un *acoplamiento geométrico entre modos tipo-E, tipo-H*. Para tratar dicho acoplamiento deberemos modificar la formulación de las matrices de dispersión y transmisión explicado en el apartado 2.3.3.2.

En el apartado 2.3.3.2 definimos la MDC (ecuación (2.3.3.2-1)); esta definición se puede generalizar a una formulación que incluya los modos tipo-E, tipo-H

simultáneamente. Las tensiones incidentes y reflejadas en los planos de referencia 1 y 2 se definen como vectores que incluyen los dos estados de polarización (figura 6.3.3-1):

$$\mathbf{V}_1^+ \equiv \begin{pmatrix} V_1^{+'} \\ V_1^{+''} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{V}_2^+ \equiv \begin{pmatrix} V_2^{+'} \\ V_2^{+''} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{V}_1^- \equiv \begin{pmatrix} V_1^{-'} \\ V_1^{-''} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{V}_2^- \equiv \begin{pmatrix} V_2^{-'} \\ V_2^{-''} \end{pmatrix} \tag{6.3.3-1}$$

La relación entre estos vectores viene dada por las matrices de dispersión y transmisión **S** y **T**, definidas de la forma:

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} V_2^- \\ V_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix} \tag{6.3.3-2}$$

donde  $S_{ij}$ ,  $T_{ij}$  son submatrices de orden 2x2. Conviene apuntar que las matrices **S** y **T** no son "generalizadas" en el sentido que se dió en el apartado 2.3.3.2, ya que están definidas solamente para el armónico fundamental, aunque incluyan los dos estados de polarización (tipo-E, tipo-H) de dicho armónico.

El girador de polarización está formado por la sucesión de P EPICPUD de cintas impresas en un dieléctrico espaciadas por aire con los ejes de las etapas girados entre sí. La simulación de este sistema se lleva a cabo conectando en cascada dos tipos de matrices: las matrices de transmisión que caracterizan eléctricamente a cada etapa elemental, y las matrices de cambio de base de los modos tipo-E, tipo-H.

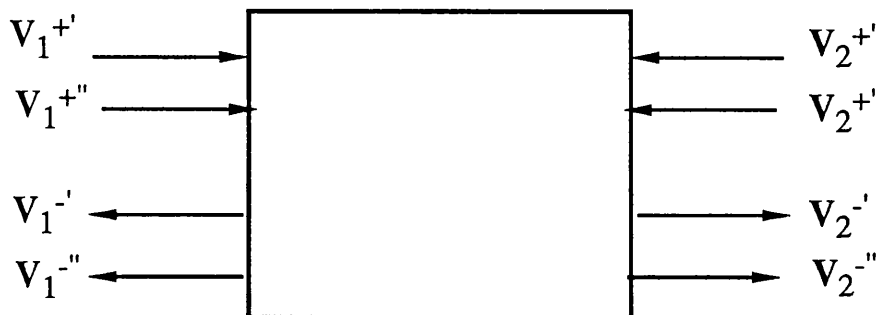


Figura 6.3.3-1

Cuadripolo básico del modelo de matrices de transmisión de sistemas giradores multietapa.

### 6.3.3.1 Matriz T de una etapa elemental

La etapa elemental está constituida por una EPICPUD de cintas de anchura  $W$  y espaciado entre cintas  $D$ , impresa en un sustrato dieléctrico de espesor  $d$  y constante dieléctrica  $\epsilon_r$  junto con el espaciado  $L$  que la separa de la siguiente etapa elemental. Consideraremos que las rejillas+dieléctrico de todas las etapas son idénticas.

La simulación de una rejilla impresa en dieléctrico fue desarrollada en el capítulo 4 con la TMDG; se probó que el comportamiento a bajas frecuencias de dicho sistema se asemeja al de un polarizador ideal. Para caracterizar dicha estructura con matrices  $T$ , utilizaremos una variante del método de las MTG, [2-52]: describiremos el sistema rejilla+dieléctrico considerando el número de armónicos de Floquet ( $N_{AF}$ ) necesarios según los criterios dados en el capítulo 4, extrayendo posteriormente los coeficientes de reflexión y transmisión correspondientes al armónico de orden cero. En el rango de frecuencias en que trabajamos (7-18 GHz) la inclusión de los armónicos -1, 0, +1 ( $N_{AF}=3$ ) es suficiente para describir el sistema rejilla+dieléctrico perfectamente. Esto es equivalente a caracterizar el sistema rejilla+dieléctrico como un "nuevo" elemento definido por dichos coeficientes. El procedimiento a seguir consta de las siguientes fases:

- 1) Calcular las matrices  $T'_{rd}$ ,  $T''_{rd}$  dadas por la ecuación (4.3.4-1) con el  $N_{AF}$  adecuado.
- 2) Calcular las matrices de dispersión asociadas a  $T'_{rd}$ ,  $T''_{rd}$ .
- 3) Extraer de dichas matrices de dispersión los coeficientes correspondientes al armónico principal, y construir la correspondiente matriz  $S_{rd}$ .
- 4) Calcular la matriz  $T_{rd}$  (a partir de  $S_{rd}$ ) que caracteriza el sistema rejilla+dieléctrico. (6.3.3.1-1)

El espaciado entre placas  $L$  debe ser suficientemente grande para que los armónicos evanescentes difractados por la rejilla estén suficientemente atenuados al llegar a la siguiente etapa elemental para que no exista acoplo entre dichos armónicos: a la hora de elegir los espaciados entre etapas consideraremos los criterios dados en el capítulo 5. El desfase que sufre la señal al recorrer la separación entre rejillas lo simularemos con la matriz  $T_a$  definida de la forma habitual:

$$T_{a11} = \begin{pmatrix} e^{-jk_{z0}L} & 0 \\ 0 & e^{jk_{z0}L} \end{pmatrix}; \quad T_{a12} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{T}_{a21} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad ; \quad \mathbf{T}_{a22} = \begin{pmatrix} e^{+jk_{z0}L} & 0 \\ 0 & e^{+jk_{z0}L} \end{pmatrix} \quad (6.3.3.1-2)$$

La matriz de transmisión de una etapa elemental (rejilla+dieléctrico+aire) se calcula de la forma (ver apartado 5.3):

$$\mathbf{T}_{rda} = \mathbf{T}_a \mathbf{T}_{rd} \quad (6.3.3.1-3)$$

### 6.3.3.2 "Matriz T" del giro entre etapas

En el apartado 6.3.2 estudiamos la transformación de los modos tipo-E, tipo-H al girar el sistema cartesiano en el que están definidos; la matriz  $\mathbf{M}(\delta)$  permite cambiar de base cómodamente las componentes de dichos vectores. Dicha matriz debe ser adaptada a la formulación de matrices de transmisión empleada. Definimos la matriz  $\mathbf{M}(\delta)$  de la forma:

$$\mathbf{M}(\delta) \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{M}(\delta)(1,1) & \mathbf{M}(\delta)(2,1) & 0 & 0 \\ \mathbf{M}(\delta)(1,2) & \mathbf{M}(\delta)(2,2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{M}(\delta)(1,1) & \mathbf{M}(\delta)(2,1) \\ 0 & 0 & \mathbf{M}(\delta)(1,2) & \mathbf{M}(\delta)(2,2) \end{pmatrix} \quad (6.3.3.2-1)$$

Esta matriz relaciona los vectores:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{V}_1^+ \\ \mathbf{V}_1^- \end{pmatrix}_2 = \mathbf{M}(\delta_{12}) \begin{pmatrix} \mathbf{V}_1^+ \\ \mathbf{V}_1^- \end{pmatrix}_1 \quad ; \quad \begin{pmatrix} \mathbf{V}_2^- \\ \mathbf{V}_2^+ \end{pmatrix}_2 = \mathbf{M}(\delta_{12}) \begin{pmatrix} \mathbf{V}_2^- \\ \mathbf{V}_2^+ \end{pmatrix}_1 \quad (6.3.3.2-2)$$

donde el índice que está debajo del paréntesis indica si los vectores están expresados en el sistema de referencia 1 ó en el 2. Respecto las relaciones del apartado 6.3.2 conviene hacer dos aclaraciones: en lugar de poner las amplitudes de los modos de Floquet  $a'$ ,  $a''$  hemos utilizado la notación de las matrices de dispersión y transmisión  $\mathbf{V}'$ ,  $\mathbf{V}''$ ; de otro lado, conviene puntualizar que los elementos de la matriz  $\mathbf{M}(\delta)$  son traspuestos respecto los de la matriz  $\mathbf{M}(\delta)$ , ya que en la ecuación (6.3.2-9) el vector de amplitudes es expresado como matriz fila.

### 6.3.3.3 Matriz $T$ del sistema girador de polarización

En los epígrafes anteriores de este apartado se han desarrollado los elementos básicos para describir el modelo de matrices  $T$  que simula el girador de polarización. Estamos en condiciones de describir dicho modelo.

Para estudiar el sistema multietapa definimos un sistema de referencia que denominaremos  $X_0Y_0$ , en el que describiremos la señal incidente, y respecto el que se darán los ángulos de giro de las rejillas. El sistema multietapa está formado por  $P$  etapas numeradas desde  $i = 1 \dots P$ . Cada etapa elemental llevará asociado el sistema propio  $X_iY_i$ , y estará caracterizada por diferentes parámetros geométricos y eléctricos:  $W$ ,  $D$ ,  $d$ ,  $\epsilon_r$ ,  $L_i$  y  $\delta_i$  (definido como el ángulo formado entre el eje  $X_0$  y el eje  $X_i$ ; ver figura 6.3.3.3-1); el ángulo entre el sistema propio de la rejilla  $i$  y el de la rejilla  $i-1$  es:

$$\Delta_i \equiv \delta_i - \delta_{i-1}, \quad \delta_0 \equiv 0 \quad ; \quad i = 1 \dots P$$

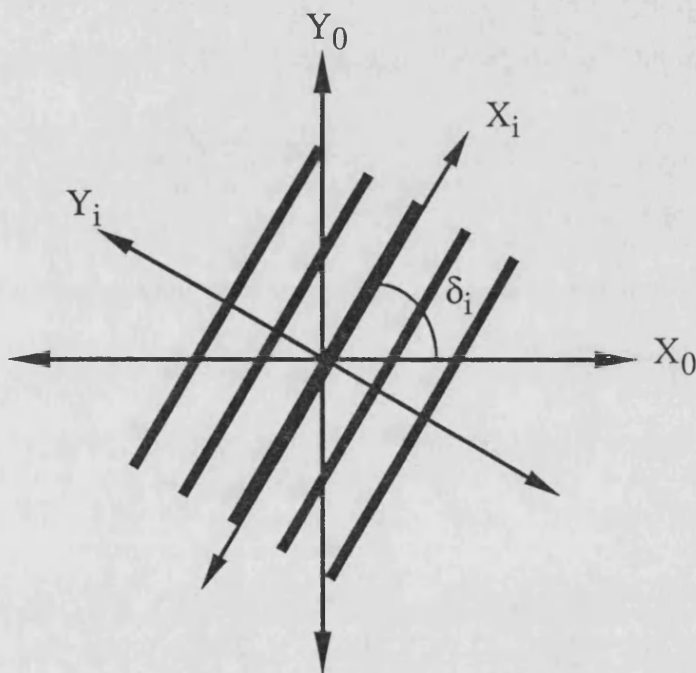


Figura 6.3.3.3-1

Sistema propio de la rejilla  $i$ -ésima girado un ángulo  $\delta_i$  respecto al sistema  $X_0Y_0$ .

Supondremos que sobre el sistema incide una onda electromagnética plana linealmente polarizada; el vector número de ondas de dicha señal forma los ángulos  $\theta$ ,  $\phi_0$  en el sistema de referencia  $X_0Y_0$ . El campo electromagnético de esta onda puede descomponerse en los modos tipo-E, tipo-H definidos en el sistema propio citado, de forma que la respuesta del girador a la onda incidente se estudiará como la respuesta a los citados modos tipo-E, tipoH. Dicha onda queda especificada por su frecuencia, por los ángulos  $\theta$ ,  $\phi_0$  y por las amplitudes  $a_0^{inc'}$ ,  $a_0^{inc''}$  de los modos tipo-E, tipo-H. El ángulo azimutal en la  $i$ -ésima rejilla vendrá dado, teniendo en cuenta la ecuación (6.3.2-3) por:

$$\phi_i = \phi_0 - \delta_i \quad ; \quad i = 1, 2...P \quad (6.3.3.3-1)$$

El ángulo de elevación  $\theta$  es invariante en todos los sistemas de referencia.

La matriz de transmisión  $T_T$  del sistema global viene dada por la conexión en cascada de las matrices (ver figura 6.3.3.3-2):

$$T_T = T_{rda}^{(P)} M(\Delta_P) \dots T_{rda}^{(i)} M(\Delta_i) \dots T_{rda}^{(3)} M(\Delta_3) T_{rda}^{(2)} M(\Delta_2) T_{rda}^{(1)} M(\Delta_1) \quad (6.3.3.3-2)$$

La matriz  $M(\delta_1)$  efectúa el cambio de base de las componentes  $a_0^{inc'}$ ,  $a_0^{inc''}$  (el subíndice indica el sistema de referencia en que se expresa el coeficiente) de la onda incidente en el sistema  $X_0Y_0$  al sistema propio  $X_1Y_1$  de la primera etapa; la matriz  $T_{rda}^{(1)}$  simula la interacción de la señal incidente con la primera rejilla; la matriz  $M(\Delta_2)$  hace el cambio de base del sistema propio de la primera rejilla  $X_1Y_1$  al de la segunda rejilla  $X_2Y_2$ ; la matriz  $T_{rda}^{(2)}$  simula el comportamiento de la segunda etapa ..... hasta llegar a la etapa P-ésima.

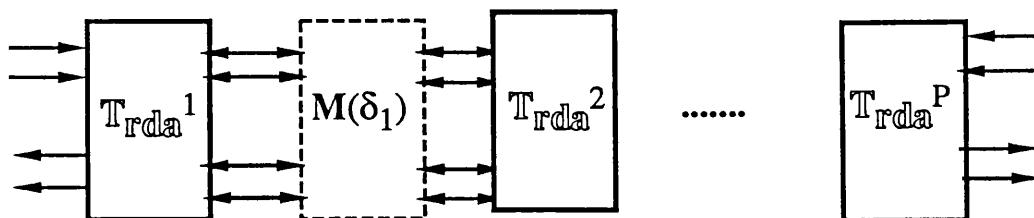


Figura 6.3.3.3-2

Conexión en cascada que describe el sistema girador multietapa formado por P etapas.



La señal reflejada viene dada en el sistema  $X_0Y_0$  a fin de analizar el efecto de la reflexión del sistema girador sobre la antena que lo alimenta. La señal transmitida está expresada en el sistema  $X_PY_P$ , ya que la última etapa define el estado de polarización de la onda "girada" por el sistema; es importante destacar que el ángulo de giro del sistema girador es  $\delta_P$ . Las señales incidente, reflejada y transmitida pueden expresarse en cualquier sistema de referencia introduciendo la matriz  $M$  adecuada. Mostramos un esquema de un girador de polarización en la figura 6.3.3.3-3 en el que se ha insertado una placa dielectrica que hace de "protector dieléctrico".

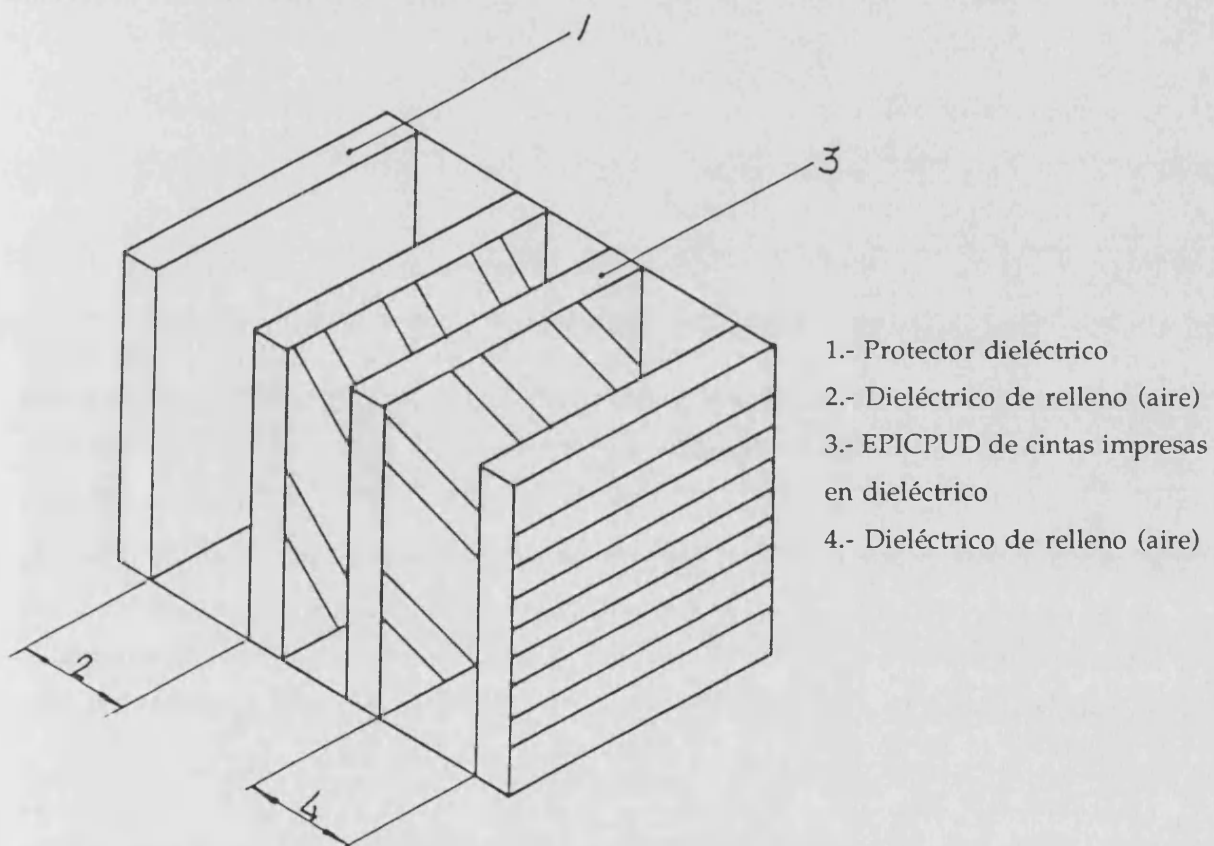


Figura 6.3.3.3-3

Sistema girador multietapa formado por la conexión en cascada de 3 EPICPUD de cintas impresas en dieléctrico; se ha añadido una etapa inicial que hace de protector dieléctrico.

### 6.3.3.4 Coeficientes de transmisión y reflexión del girador de polarización. Relación axial

Una vez calculada la matriz de transmisión  $T_T$  debemos extraer los coeficientes de reflexión y transmisión del sistema girador. La transformación (2.3.3.3-4) permite obtener dichos coeficientes:

$$S_{T11} = -T_{T22}^{-1} T_{T21} \quad (6.3.3.4-1.a)$$

$$S_{T21} = T_{T11} - T_{T12} T_{T22}^{-1} T_{T21} \quad (6.3.3.4-1.b)$$

Las submatrices  $S_{T11}$ ,  $S_{T21}$  se identifican de la forma (ver notación de la ecuación (2.3.3.2-4)):

$$S_{T11} = \begin{pmatrix} (a_0^r)' & (a_0^r)'' \\ (a_0^r)'' & (a_0^r)''' \end{pmatrix} ; \quad S_{T21} = \begin{pmatrix} (a_p^t)' & (a_p^t)'' \\ (a_p^t)'' & (a_p^t)''' \end{pmatrix} \quad (6.3.3.4-2)$$

La primera columna de estas submatrices contiene las amplitudes de los modos tipo-E, tipo-H suponiendo que incide el modo tipo-E con  $a_0^{inc'}=1$ , mientras que la segunda columna contiene los mismos coeficientes suponiendo que el modo incidente tiene  $a_0^{inc''}=1$ . Estudiando el sistema como girador de polarización, nos interesa que la onda incidente sea transmitida por la primera rejilla, con lo que estudiaremos solamente la incidencia del modo tipo-E (primera columna). Las potencias asociadas a los coeficientes de las primeras columnas de estas submatrices las denominaremos de la forma:  $R'$ ,  $R''$ ,  $T'$ ,  $T''$ ; normalmente se expresan en dB. Las fases asociadas a dichos coeficientes se expresarán de la forma:  $\arg(T')$ , para el coeficiente  $(a_p^t)'$ , por ejemplo. Dichos coeficientes deben verificar el Principio de Conservación de la Energía: la potencia incidente es igual a la suma de las potencias reflejadas y transmitidas por los modos tipo-E, tipo-H, de tal forma que:

$$R' + R'' + T' + T'' = 1 \quad (6.3.3.4-3)$$

Los coeficientes anteriormente descritos aportan información de la potencia reflejada y transmitida por el sistema girador, pero no dan cuenta del estado de polarización de la onda emergente. La onda incidente es linealmente polarizada, pero la transmitida, en general, no, ya que el girador también transmite señal en la dirección paralela a las cintas de la última etapa (el coeficiente  $T''$  no es nulo). Para estudiar el

estado de polarización de la señal transmitida por el sistema girador se efectúan los siguientes pasos:

- 1) Cambio de base de los coeficientes  $(a_p^{t'})'$ ,  $(a_p^{t''})'$  a coordenadas cartesianas  $(a_p^{tX})'$ ,  $(a_p^{tY})'$  con la ecuación de cambio de base (6.3.2-5.b).
- 2) Cambio de base de las componentes cartesianas  $(a_p^{tX})'$ ,  $(a_p^{tY})'$  (sistema propio de la última etapa) a las componentes cartesianas  $(a_0^{tX})'$ ,  $(a_0^{tY})'$  (sistema  $X_0Y_0$ ) mediante la ecuación (6.3.2-2.b); la componente  $(a_0^{tZ})'$  se obtiene con la condición de onda plana  $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$  (ver ecuación (2.2.7-6)).
- 3) Transformación de las componentes cartesianas  $(a_0^{tX})'$ ,  $(a_0^{tY})'$ ,  $(a_0^{tZ})'$  a coordenadas esféricas:  $(a_0^{t\theta})'$ ,  $(a_0^{t\phi})'$  (La componente radial es nula, ya que el vector  $\vec{E}$  es perpendicular al vector unitario en la dirección radial).

La señal transmitida por el girador de polarización expresada en coordenadas esféricas es la superposición de dos señales *ortogonales* con diferente amplitud y fase:

$$\vec{E}_0^t = (a_0^{t\theta})' \vec{u}_{\theta_0} + (a_0^{t\phi})' \vec{u}_{\phi_0} \quad (6.3.3.4-4)$$

donde  $\vec{u}_{\theta_0}$ ,  $\vec{u}_{\phi_0}$  son los vectores unitarios en coordenadas esféricas (referenciados al sistema cartesiano  $X_0Y_0$ ). La interferencia de estas dos señales genera una onda elípticamente polarizada. Para caracterizar esta elipse de polarización definimos la relación axial (RA) de la forma:

$$RA \equiv \frac{(a_0^{t\theta})'}{(a_0^{t\phi})'} \equiv |RA| e^{j\psi} \quad (6.3.3.4-5)$$

$|RA|$  da cuenta de la capacidad polarizadora del sistema: en incidencia normal  $|RA|$  debe aproximarse a  $\text{tg}(\delta_p)$  para que el giro del plano de polarización sea  $\delta_p$ .  $\psi$  aporta información del grado de polarización de la señal emergente del sistema, es decir, que la elipse sea más o menos estilizada: la polarización lineal requiere que  $\psi$  se aproxime a  $0^\circ$ ,  $+180^\circ$  ó  $-180^\circ$ .

El comportamiento *ideal* de un sistema girador de polarización que gire el plano de polarización un ángulo  $\delta_p$  debe tener las siguientes características:

- a) Máxima transmisión en la dirección en que "giramos" la onda incidente  $\Rightarrow T' = 1$ , y mínima en la perpendicular a ésta  $\Rightarrow T'' = 0$ .

b) Reflexión nula del sistema  $\Rightarrow \mathbf{R}' = 0, \mathbf{R}'' = 0$ .

c) Giro "adecuado" del plano de polarización  $\Rightarrow |\mathbf{R}| = \operatorname{tg}(\delta_p)$  (incidencia normal)

d) Señal emergente linealmente polarizada  $\Rightarrow \psi = 0^\circ, \pm 180^\circ$ .

La señal reflejada también es elípticamente polarizada, aunque no lo hemos considerado, preocupándonos fundamentalmente de su nivel de potencia.

## 6.4 FUNCIONAMIENTO Y DISEÑO DE SISTEMAS GIRADORES DE POLARIZACION MULTITETAPA

### 6.4.1 Introducción

En este apartado exponemos el análisis y la síntesis de giradores de polarización haciendo uso del modelo teórico desarrollado en el apartado 6.3. Comenzaremos por diseñar la placa elemental, pasando a estudiar los parámetros eléctricos y geométricos del sistema multitapa; la separación entre placas nos va a condicionar el ancho de banda, mientras que el número de etapas determina la capacidad giradora del sistema y la transmitancia del mismo. En cada epígrafe presentaremos los criterios generales de diseño en función de los parámetros geométricos y eléctricos, centrándonos en el diseño y optimización de giradores de polarización en la banda 7-18 GHz.

El diseño del sistema lo haremos para incidencia normal, analizando posteriormente los efectos de incidir oblicuamente sobre el mismo. En algunas aplicaciones resulta interesante diseñar el sistema girador entorno a una incidencia oblicua; N. Amitay, A.A.M. Saleh [6-10] adaptan el procedimiento de diseño en incidencia normal al caso general de diseñar la estructura giradora funcionando en incidencia oblicua.

Los resultados han sido obtenidos con el programa GIRPL2, cuyo algoritmo se presenta en el apéndice 7.

### 6.4.2 Diseño de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico

La rejilla de cintas debe tener un comportamiento similar al de un polarizador ideal en la banda de operación. La elección de las características geométricas de la rejilla de cintas y de la lámina dieléctrica condicionan dicho comportamiento. En nuestro caso, las características del sustrato dieléctrico nos vienen impuestas de cara a una posterior implementación real.

Se ha elegido un material plástico de bajas pérdidas sobre el que están impresas las cintas conductoras. El sustrato elegido es TFE (Tetrafluoruro de Etileno) embebido en un enrejado de fibra de vidrio obtenido por control de ordenador para asegurar que la relación vidrio/TFE produzca, a lo largo de toda la lámina, una constante dieléctrica y

unas bajas pérdidas uniformes; producido por 3M, su nombre comercial es CU-CLAD 217. Las características eléctricas de este material son:

- a) Constante dieléctrica relativa:  $\epsilon_r=2.17$  desde 1 GHz hasta 18 GHz;  $\epsilon_r=2.17\pm 0.04$  en la banda X.
- b) Tangente de pérdidas:  $\text{tg}\delta < 0.0006$  para frecuencias inferiores a 7 GHz;  $\text{tg}\delta < 0.0012$  para frecuencias entre 7 GHz y 18 GHz.

(Estos datos han sido suministrados por el fabricante). Los espesores disponibles van desde 0.254 mm a 3.048 mm con incrementos de 0.254 mm; dado que se busca un dieléctrico que perturbe lo menos posible la señal transmitida por la rejilla de cintas, se ha elegido el espesor más bajo:  $d=0.254$  mm.

Las láminas de CU-CLAD están cubiertas de cintas de cobre de  $17 \mu\text{m}$  de espesor; con este espesor, y teniendo en cuenta la elevada conductividad eléctrica del cobre, la profundidad de penetración de los campos en el cobre es  $0.8 \mu\text{m}$  (a 7 GHz), valor 21 veces inferior al espesor del cobre, con lo que podemos asegurar que el campo electromagnético se atenúa suficientemente en el interior de la cinta de cobre, aproximándose al comportamiento de un conductor ideal.

Con estas limitaciones para la elección del sustrato dieléctrico, los parámetros que quedan por diseñar en la rejilla son la anchura de las cintas,  $W$ , y la separación entre centros de cintas,  $D$ .

Los resultados del epígrafe 4.4.1 muestran que en la región de bajas frecuencias ( $D/\lambda < 0.1$ ) el comportamiento del sistema rejilla de cintas+dieléctrico se asemeja al de un polarizador ideal; mostramos en las figuras 6.4.2-1, 6.4.2-2 el coeficiente de transmisión de este sistema para  $D/\lambda \ll 0.1$  con diferentes relaciones  $W/D$ . De estas curvas se desprende que a mayor  $D/\lambda$  (mayor frecuencia) el comportamiento del sistema se aleja del de un polarizador ideal; en consecuencia, la mayor frecuencia de trabajo es la que nos fija el valor máximo de la relación  $D/\lambda$  en la que debe operar la EPICPUD de cintas.

Para simular el polarizador ideal tomaremos como cotas para los coeficientes de transmisión de los modos tipo-E, tipo-H:

- i)  $T_0' > -0.05$  dB
- ii)  $T_0'' < -25$  dB

Escogiendo una relación  $W/D=0.5$ , las curvas correspondientes sugieren que debemos trabajar en un rango de frecuencias inferior a  $D/\lambda=0.06$ . La frecuencia máxima de operación que nos simule el polarizador "ideal" será pues:

$$f_{\text{maxima}} \text{ (GHz)} = \frac{18}{D(\text{mm})} \quad (6.4.2-1)$$

Para nuestra banda de operación 7-18 GHz se desprende automáticamente de dicha fórmula que la separación entre cintas debe ser  $D=1\text{mm}$ . Como se ha elegido una relación  $W/D=0.5$ , la anchura de las cintas resulta ser  $W=0.5\text{ mm}$ . La frecuencia inferior de trabajo (7 GHz) corresponde a un valor de  $D/\lambda=0.023$ . Una vez diseñados  $W$  y  $D$ , dichos parámetros se mantendrán *invariables* en el resto del diseño del girador de polarización.

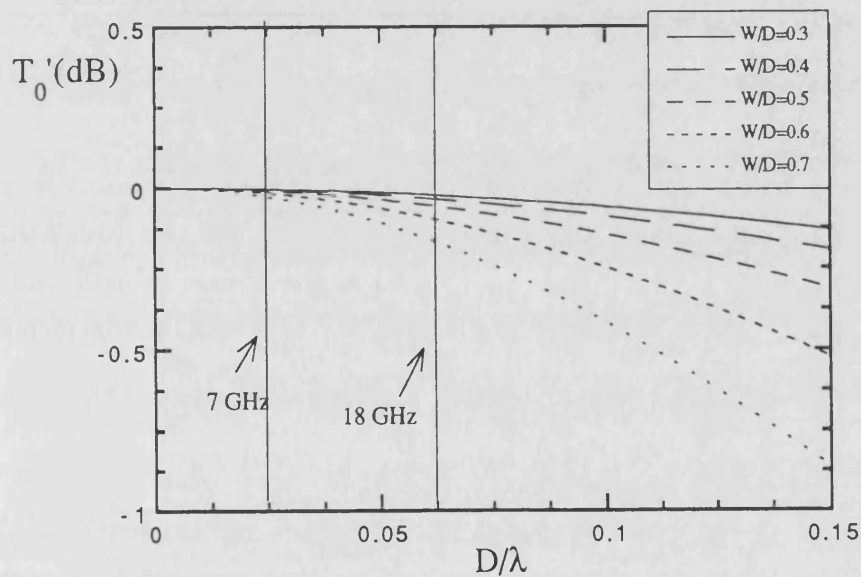


Figura 6.4.2-1

Coefficiente de transmisión en función de la relación  $D/\lambda$  de una EPICPUD de cintas impresa en un sustrato dieléctrico a bajas frecuencias; modo tipo-E.

Para  $D=1\text{mm}$  se han señalado las frecuencias de la banda de operación  
(Incidencia normal,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

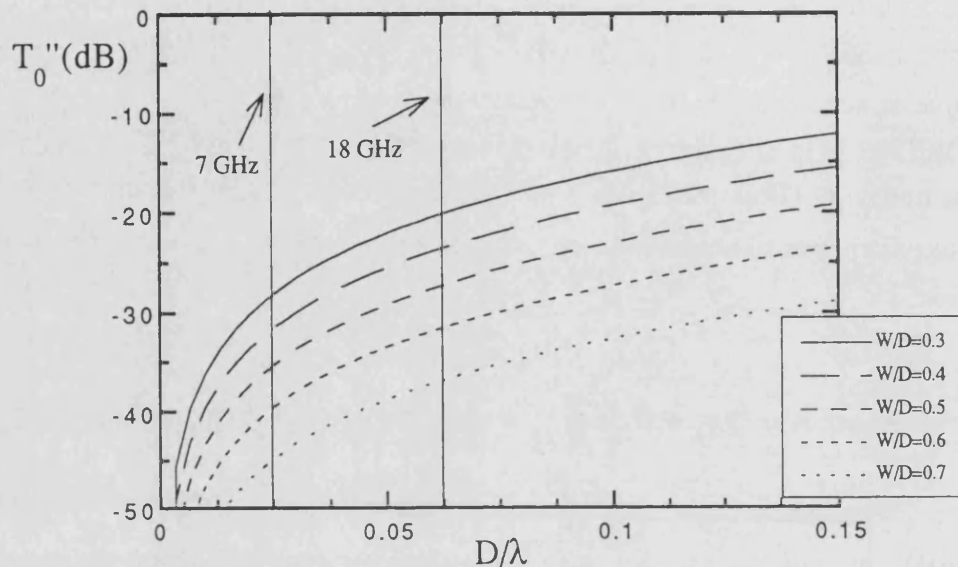


Figura 6.4.2-2

Coeficiente de transmisión en función de la relación  $D/\lambda$  de una EPICPUD de cintas impresas en un sustrato dieléctrico a bajas frecuencias; modo tipo-H

Para  $D=1\text{mm}$  se han señalado las frecuencias de la banda de operación.

(Incidencia normal,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

Conviene analizar el comportamiento del sistema rejilla+dieléctrico si la incidencia sobre el sistema es oblicua. Las figuras 6.4.2-3, 6.4.2-4 muestran el comportamiento del sistema en función de la relación  $D/\lambda$  para un ángulo de incidencia elevado  $\theta=60^\circ$  y diferentes valores del ángulo azimutal  $\phi$ . De la observación de dichas gráficas se concluye que incluso para un ángulo de elevación grande, el sistema diseñado simula perfectamente un polarizador ideal, ya que para la situación más desfavorable de las curvas presentadas ( $\phi=0^\circ$ ), el coeficiente de transmisión para el modo tipo-E se mantiene por encima de  $-0.25\text{ dB}$ , y para el modo tipo-H no supera los  $-20\text{ dB}$  en la mayor frecuencia de operación escogida  $D/\lambda=0.06$ .



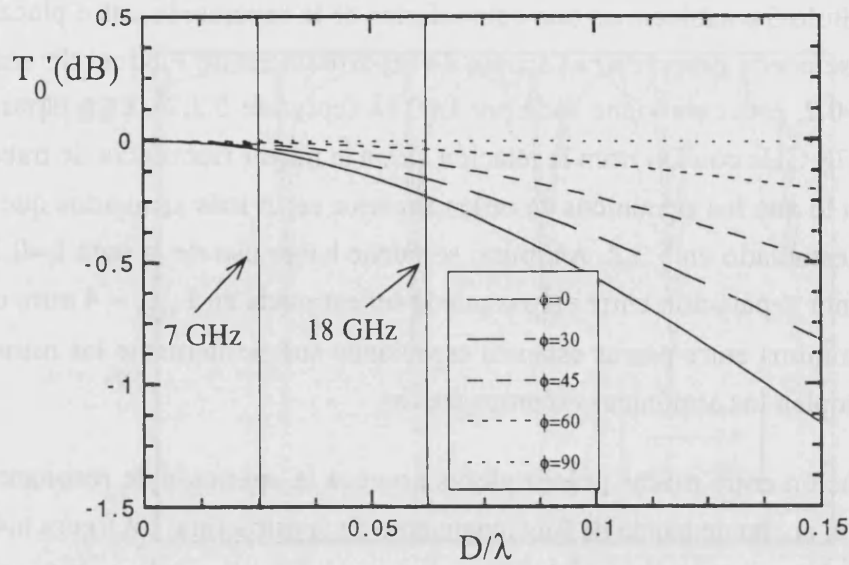


Figura 6.4.2-3

Coeficiente de transmisión en función de la relación  $D/\lambda$  de una EPICPUD de cintas impresa en un sustrato dieléctrico a bajas frecuencias; modo tipo-E.

Para  $D=1\text{mm}$  se han señalado las frecuencias de la banda de operación ( $\theta=60^\circ$ ,  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

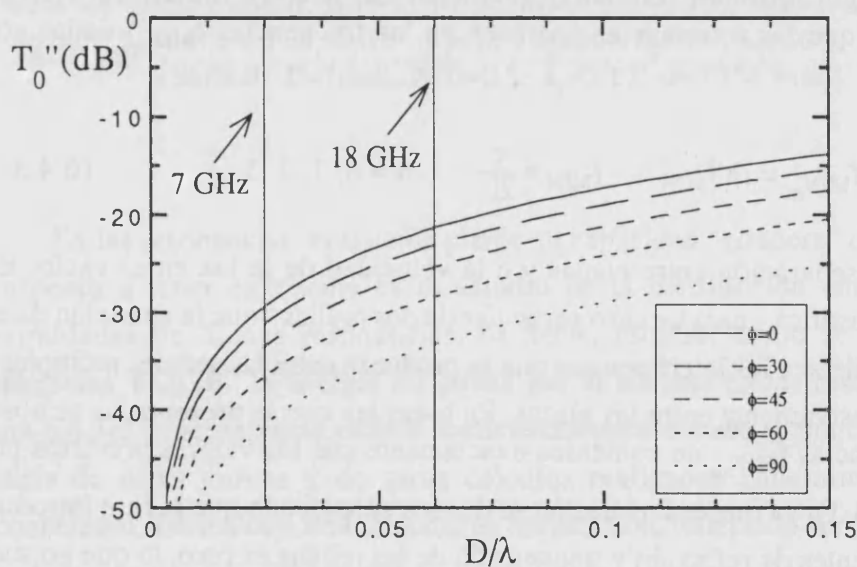


Figura 6.4.2-4

Coeficiente de transmisión en función de la relación  $D/\lambda$  de una EPICPUD de cintas impresa en un sustrato dieléctrico a bajas frecuencias; modo tipo-H.

Para  $D=1\text{mm}$  se han señalado las frecuencias de la banda de operación ( $\theta=60^\circ$ ,  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

### 6.4.3 Estudio del sistema girador en función de la separación entre etapas: resonancias

En el capítulo 5 establecimos una cota inferior de la separación entre placas a partir de la cual se pueda despreciar el acoplo de los armónicos de Floquet de orden superior; si  $D/\lambda=0.2$ , esta cota viene dada por  $L=0.1\lambda$  (epígrafe 5.3.2). Para el rango de frecuencias 7-18 GHz con  $D=1\text{mm}$  la relación  $D/\lambda$  a la mayor frecuencia de trabajo es  $D/\lambda=0.06$ , con lo que los armónicos de orden superior están más atenuados que en el caso  $D/\lambda=0.2$  estudiado en 5.3.2. Así pues, se puede hacer uso de la cota  $L=0.1\lambda$ , con lo que la menor separación entre etapas puede ser estimada en  $L_{\min} \approx 4 \text{ mm}$ ; con esta separación mínima entre placas estamos espaciando suficientemente las mismas para que no se acoplen los armónicos no propagativos.

La separación entre placas polarizadoras provoca la aparición de resonancias que condicionan el ancho de banda de funcionamiento de la estructura. La figura 6.4.3-1 muestra el coeficiente de transmisión de tres sistemas giradores de polarización diferentes formados por 2, 3 y 4 placas; en los tres casos se ha mantenido constante la separación entre etapas  $L_i \equiv L$  (sistemas simétricos) y el ángulo de giro total  $\delta_P$  (las gráficas se han obtenido variando la frecuencia para una separación fija  $L=6\text{mm}$ ). En las tres configuraciones se observa la aparición de resonancias muy acusadas cuando la separación entre placas es un múltiplo entero de  $\lambda/2$ . La aparición de estas resonancias se justifica rigurosamente en las referencias de A.A.M. Saleh [6-8], [6-9], encontrándose que las resonancias aparecen en las frecuencias  $f_{\text{MIN}_m}$  dadas por la expresión:

$$f_{\text{MIN}_m} = m f_{\text{MIN}} ; \quad f_{\text{MIN}} \equiv \frac{c}{2L} ; \quad m = 0, 1, 2, 3... \quad (6.4.3-1)$$

donde  $L$  es la separación entre etapas y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. En el apéndice 5 se justifica - para un caso particular de dos rejillas - que la aparición de estas resonancias se debe a las interferencias que se producen entre las señales múltiples que se reflejan sucesivamente entre las placas. En todas las curvas presentadas se observa que las resonancias  $f_{\text{MIN}_m}$  no coinciden exactamente con los valores previstos por la ecuación (6.4.3-1), ya que esta ecuación se deduce suponiendo que la fase introducida por los coeficientes de reflexión y transmisión de las rejillas es cero, lo que no sucede en la estructura rejilla de cintas+dieléctrico (ver apéndice 5).

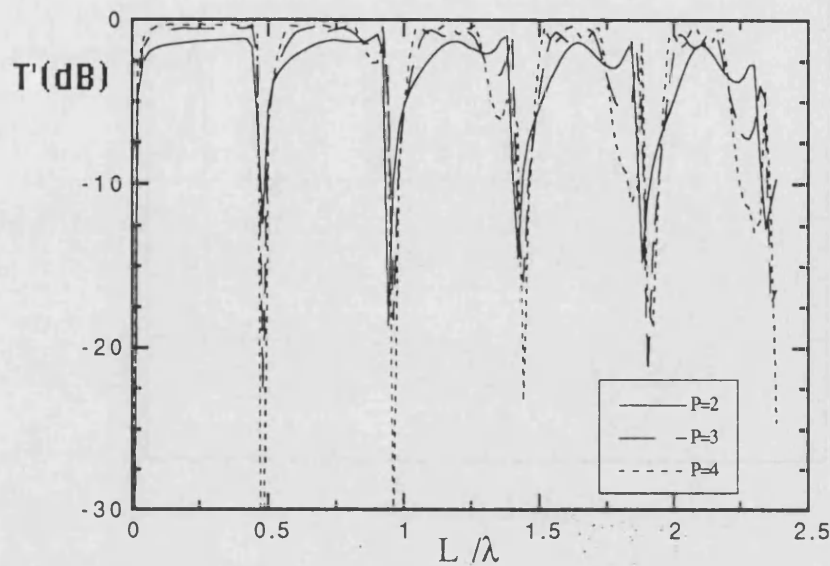


Figura 6.4.3-1

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la relación  $L/\lambda$  de un sistema formado por  $P$  EPICPUD de cintas impresas en un sustrato dieléctrico. Las curvas se han realizado con  $L=6\text{mm}$  variando la frecuencia.  $\delta_P=60^\circ$ ;  $\Delta=\delta_P/P$  en todos los casos, es decir: si  $P=2$ ,  $\Delta=30^\circ$  ( $\delta_1=30^\circ$ ,  $\delta_2=60^\circ$ ); si  $P=3$ ,  $\Delta=20^\circ$  ( $\delta_1=20^\circ$ ,  $\delta_2=40^\circ$ ,  $\delta_3=60^\circ$ ); si  $P=4$ ,  $\Delta=15^\circ$  ( $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ). (Incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

En las resonancias, el sistema pierde su capacidad "giradora" de polarización; un aspecto a tener en cuenta es el estudio de la distribución energética en las proximidades de dichas resonancias, es decir, estudiar cómo se "reparten" los coeficientes  $T'$ ,  $R'$ ,  $R''$  la energía no girada por el sistema en las resonancias. En la figura 6.4.3-2 se representan dichos coeficientes para una estructura de 3 etapas. Del análisis de estas curvas y de otros cálculos realizados concluimos que en las resonancias el sistema deja de funcionar en transmisión, reflejando la mayor parte de la energía incidente; la reflexión del modo tipo-E es superior a la del modo tipo-H, al contrario de lo que ocurre en la zona entre resonancias.

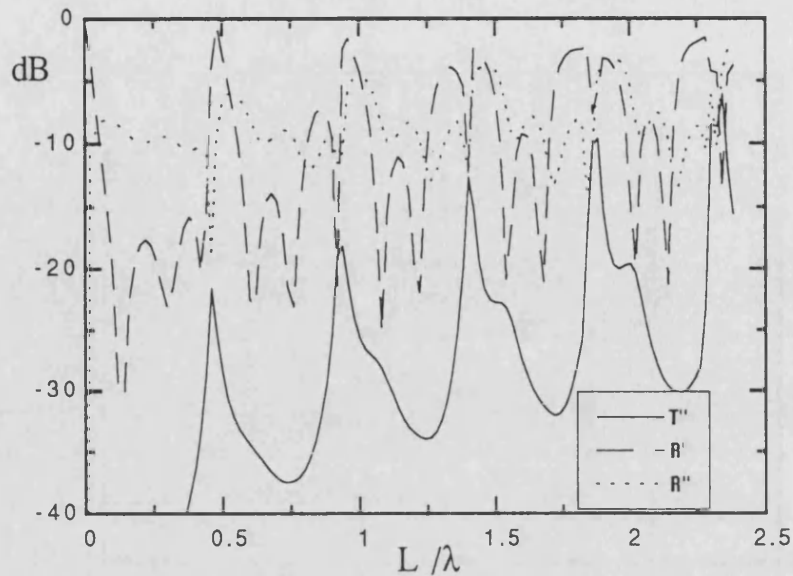


Figura 6.4.3-2

Coeficientes  $T''$ ,  $R'$ ,  $R''$  en función de la relación  $L/\lambda$ . Las curvas se han realizado con  $L=6\text{mm}$  variando la frecuencia. ( $P=3$ ,  $\delta_p=60^\circ$ ,  $\Delta=20^\circ$ ; incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

Antes de dar las directrices del diseño del ancho de banda de la estructura analizaremos el efecto de la incidencia oblicua en la aparición de las resonancias. La figura 6.4.3-3 simula las mismas estructuras de la figura 6.4.3-1 suponiendo que la incidencia es oblicua ( $\theta=40^\circ$ ,  $\phi_0=0^\circ$ ). De la comparación de ambas figuras se desprende que la estructura de resonancias es idéntica si sustituimos  $L$  por  $(L \cos\theta)$ , lo que es intuitivo si nos fijamos en la forma en que se dedujo la ecuación (6.4.3-1). Para verificar que la estructura de resonancias no depende del ángulo  $\phi_0$  presentamos la figura 6.4.3-4, en la que el girador de tres placas de la figura 6.4.3-3 es atacado en tres posiciones azimutales distintas ( $\phi_0 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ ) para un mismo ángulo de elevación ( $\theta=40^\circ$ ); en las tres curvas mostradas se observa que las resonancias aparecen en las mismas posiciones, si bien los valores de la transmitancia del sistema no son iguales en las tres curvas (recordemos la variación de los coeficientes  $T_0'$ ,  $T_0''$  del sistema rejilla+dieléctrico con el ángulo  $\phi_0$ , epígrafe 4.4.4).

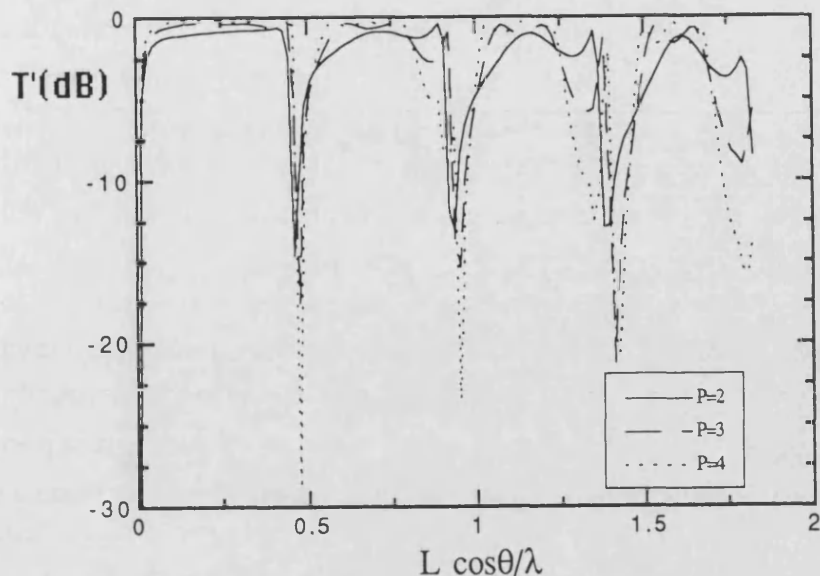


Figura 6.4.3-3

Coeficiente  $T'$  en función de la relación  $L \cos \theta / \lambda$ . Las curvas se han realizado con  $L=6\text{mm}$  variando la frecuencia ( $\delta_P=60^\circ$ ,  $\Delta=\delta_P/P$ ;  $\theta=40^\circ$ ;  $\phi_0=0^\circ$ ;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ ).

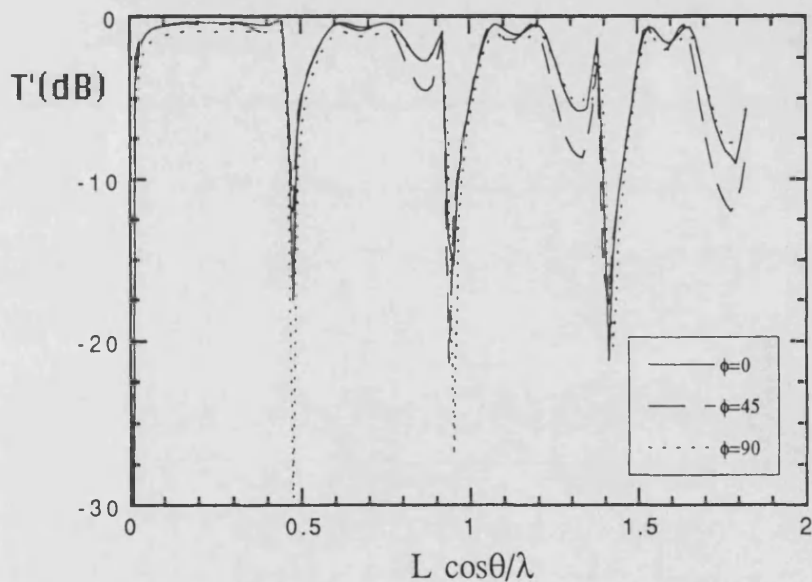


Figura 6.4.3-4

Coeficiente  $T'$  en función de la relación  $L \cos \theta / \lambda$ . Las curvas se han realizado con  $L=6\text{mm}$  variando la frecuencia. Se ha variado el ángulo  $\phi_0$  ( $P=3$ ,  $\delta_P=60^\circ$ ,  $\Delta=20^\circ$ ;  $\theta=40^\circ$ ;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ ).

Del análisis de las curvas de la figura 6.4.3-1 se deduce que la transmitancia de los sistemas giradores estudiados es más o menos plana en la región comprendida entre dos resonancias consecutivas; esta característica degenera cuando aumenta la frecuencia. De otro lado, el ancho de banda que se puede alcanzar entre la resonancia  $f_{\text{MIN}_m}$  y la  $f_{\text{MIN}_{m+1}}$  es de una octava, excepto si  $m=0$ . En consecuencia, el diseño del girador lo haremos en la región comprendida entre la primera resonancia ( $f_{\text{MIN}_0}=0$ ) y la segunda resonancia ( $f_{\text{MIN}_1}=f_{\text{MIN}}$ ).

En las figuras 6.4.3-5, 6.4.3-6, 6.4.3-7 presentamos curvas orientativas de diseño de giradores para la banda 7-18 GHz que nos permiten fijar el espaciado óptimo entre placas. De estas gráficas se desprende que el efecto de disminuir la separación entre placas es "desplazar" la resonancia  $m=1$  a frecuencias superiores, alejándola de la banda de operación. También debemos observar que la frecuencia  $f_{\text{MIN}_1}$  debe ser superior a la máxima frecuencia de trabajo, a fin de que el sistema no opere en el tramo descendiente de la curva próximo a la resonancia. Una separación  $L=4\text{mm}$  nos proporciona un resultado aceptable en la banda de interés para todas las curvas presentadas.

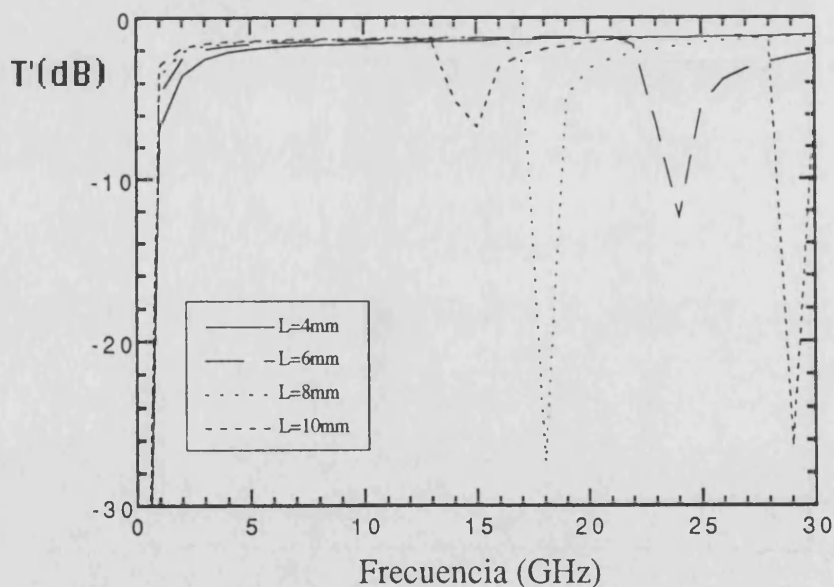


Figura 6.4.3-5

Coefficiente  $T'$  en función de la frecuencia ( $P=2$ ,  $\delta_p=60^\circ$ ,  $\Delta=30^\circ$ ; incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ ).

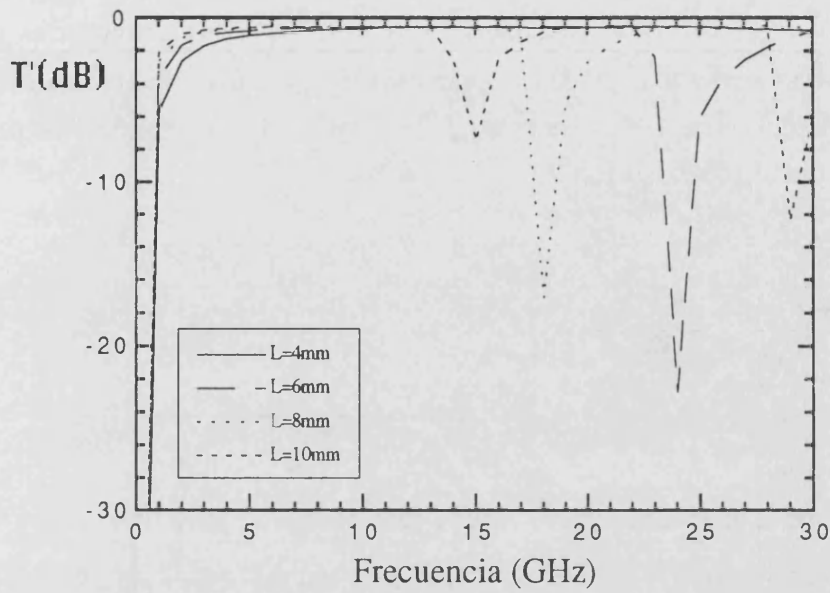


Figura 6.4.3-6

Coeficiente  $T'$  en función de la frecuencia. ( $P=3$ ,  $\delta_p=60^\circ$ ,  $\Delta=20^\circ$ ; incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

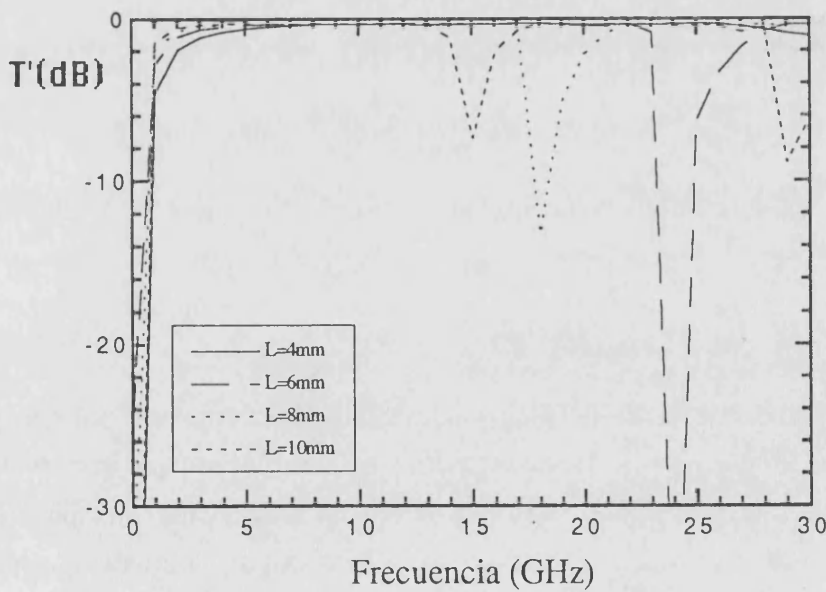


Figura 6.4.3-7

Coeficiente  $T'$  en función de la frecuencia. ( $P=4$ ,  $\delta_p=60^\circ$ ,  $\Delta=15^\circ$ ; incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )



Elegido el espaciado  $L$  para eludir la primera resonancia en incidencia normal, dicho espaciado seguirá siendo óptimo para incidencia oblicua, ya que el "espaciado"  $L\cos\theta$  provoca resonancias a frecuencias superiores que las provocadas por el espaciado  $L$ . Para mostrar este efecto presentamos la figura 6.4.3-8 en la que se ve el desplazamiento del pico de la primera resonancia a frecuencias superiores a medida que aumentamos el ángulo de elevación  $\theta$ .

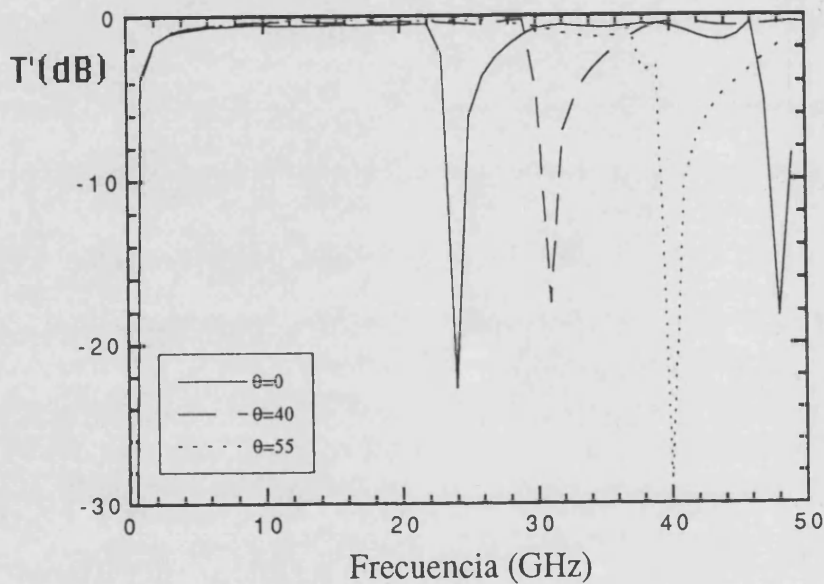


Figura 6.4.3-8

Coeficiente  $T'$  en función de la frecuencia. ( $L=6\text{mm}$ ;  $P=3$ ,  $\delta_P=60^\circ$ ,  $\Delta=20^\circ$ ;  $\phi_0=0^\circ$ ;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

Finalmente hemos estudiado un sistema asimétrico formado por tres placas espaciadas  $L_1 = 5\text{mm}$  y  $L_2 = 8\text{mm}$ . La curva 6.4.3-9 nos muestra que la estructura de resonancias de dicho sistema tiene contribuciones de las resonancias correspondientes a ambos espaciados; la resonancia marcada con una flecha en dicha figura corresponde a una frecuencia  $f_{\text{MIN}_1} = 18.75\text{ GHz}$  "generada" por el espaciado  $L_2$ . Del análisis de esta figura y de otros cálculos realizados se concluye que los sistemas asimétricos no ofrecen mejoras respecto los sistemas simétricos desde el punto de vista del ancho de banda de funcionamiento, ya que aparece la resonancia del espaciado más grande.



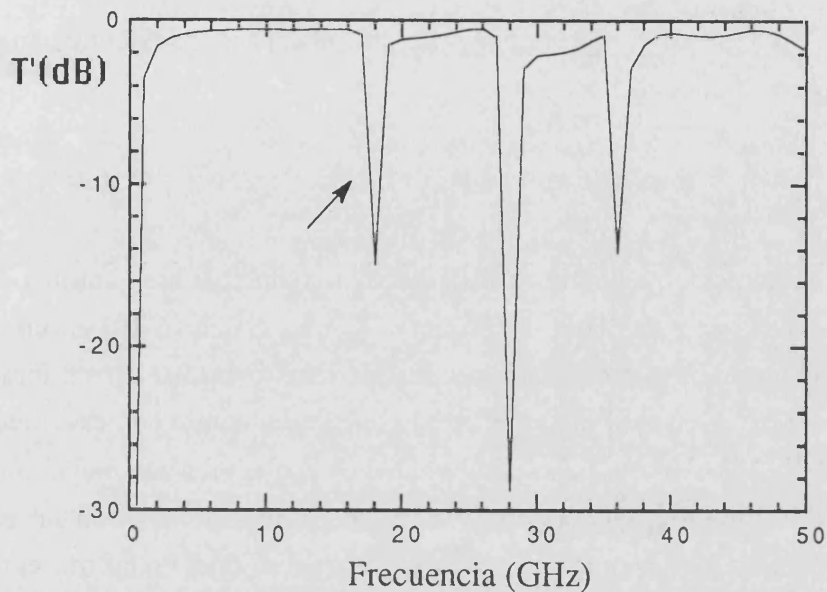


Figura 6.4.3-9

Coeficiente  $T'$  en función de la frecuencia de un sistema asimétrico:  
 $L_1=5\text{mm}$ ,  $L_2=8\text{mm}$ . La flecha señala el pico de resonancia correspondiente al  
 espaciado más grande ( $L_2$ ). ( $P=3$ ,  $\delta_P=60^\circ$ ,  $\Delta=20^\circ$ ; incidencia normal;  $D=1\text{mm}$ ,  
 $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254\text{ mm}$ )

#### 6.4.4 Estudio del sistema girador en función del ángulo de giro ( $\delta_P$ ) y del número de etapas ( $P$ )

Elegida una separación entre etapas que nos "aleje" de la primera resonancia, el siguiente paso en el diseño de un girador de polarización es estimar el número de etapas necesarias para conseguir el giro adecuado de la señal incidente.

En los trabajos de A.A.M. Saleh [6-8], [6-9] se analizan varios procedimientos para la elección del ángulo de giro entre etapas. Partiendo del hecho de que para sistemas con  $P>5$  el coeficiente de transmisión del sistema girador puede presentar un rizado acusado, proponen tres métodos:

i) Método de "igual-rizado": Proponen una elección de los ángulos entre etapas que consiga que el nivel de rizado sea constante.

ii) Método de la "respuesta-plana": Proponen una elección de los ángulos entre etapas que disminuya al máximo el nivel de rizado, aunque no todos los "rizos" presenten la misma amplitud.

iii) Método de igual incremento angular: Proponen escoger idéntico ángulo de giro entre etapas, es decir:

$$\Delta_i = \Delta ; \Delta = \frac{\delta_P}{P}; \quad i = 1 \dots P \quad (6.4.4-1)$$

Con el tercer método se obtienen anchos de banda mayores, si bien con los otros la respuesta del sistema es más plana. N. Amitay, A.A.M. Saleh [6-10] en un trabajo posterior se decantan por el tercero de los tres métodos para diseñar un girador de polarización de 90° y 6 etapas, ya que el rizado que se encuentra con este método es muy bajo ( $\approx 0.03$  dB) y además esta configuración es la que presenta mayor ancho de banda. Los procedimientos i) y ii) están indicados para sistemas con un elevado número de etapas y especificaciones muy restrictivas (situaciones en las que el método iii) responde con rizados elevados). A la vista de estas conclusiones, nos decantamos por el método iii).

De acuerdo con la Ley de Malus Generalizada (6.2.1-3), la transmitancia del sistema aumenta con el número de etapas para un ángulo de giro fijo (cuanto mayor sea el número de etapas la capacidad "giradora" del sistema aumenta). La figura 6.4.4-1 muestra el coeficiente de transmisión  $T'$  en función del ángulo de giro que se pretende conseguir para diferente número de etapas; se han mantenido constantes la separación entre placas ( $L=4$  mm) y la frecuencia de operación (centro de la banda: 12.5 GHz). Una ampliación de esta figura nos permite estudiar con detalle el comportamiento para bajos ángulos de giro. En la gráfica se adjuntan las curvas previstas por la Ley de Malus Generalizada. De esta gráfica se desprenden dos conclusiones importantes:

i) La transmitancia del sistema propuesto es superior a la prevista por la Ley de Malus Generalizada; este fenómeno es debido a que las reflexiones de la señal entre las placas contribuye a aumentar el coeficiente de transmisión del sistema, como se demuestra en el apéndice 5. Con más de 2 placas el fenómeno es muy acusado: el coeficiente  $T'$  es muy superior a la transmitancia esperada por la Ley de Malus Generalizada, lo que induce a pensar que las reflexiones que sufren las señales al propagarse entre las placas contribuyen "positivamente" a aumentar la transmitancia de la estructura giradora.

ii) A medida que aumenta el número de placas (P) el sistema es capaz de girar más señal; para ángulos de giro menores de 45°, 3 placas son suficientes para

conseguir una respuesta aceptable ( $T' > -0.4\text{dB}$ ); para ángulos de giro comprendidos entre  $45^\circ$  y  $90^\circ$  requerimos al menos 5 placas para conseguir el mismo nivel de transmisión.

Este tipo de gráficas permiten analizar la "capacidad giradora" del sistema, adquiriendo un interés fundamental a la hora de efectuar un diseño concreto; en este epígrafe haremos uso de este tipo de curvas para analizar la variación de los distintos parámetros.

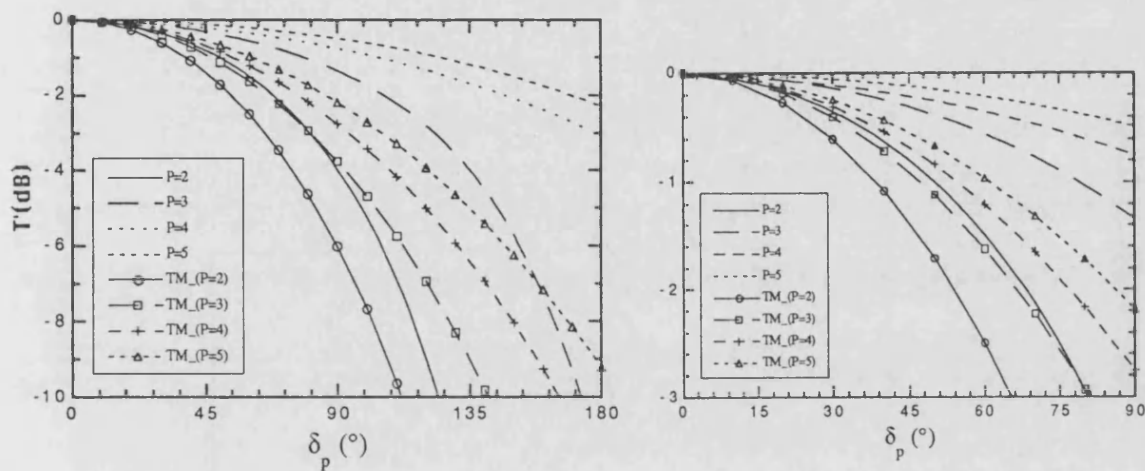


Figura 6.4.4-1

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_p/P$ . Las curvas que llevan símbolos representan los valores previstos por la Ley de Malus Generalizada. ( $L=4$  mm; incidencia normal;  $f=12.5$  GHz;  $D=1\text{mm}$ ,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

En las figuras 6.4.4-2, 6.4.4-3, 6.4.4-4 se representa el coeficiente de transmisión a diferentes frecuencias para 2, 3 y 4 placas respectivamente. En la frecuencia más baja se detecta un descenso acusado de la transmitancia del sistema. En la banda 7-18 GHz podemos concluir que el comportamiento del sistema es aceptable ( $T' > -0.4\text{dB}$ ) si:

- i)  $P=2: \delta_p < 40^\circ$
- ii)  $P=3: \delta_p < 50^\circ$
- iii)  $P=4: \delta_p < 65^\circ$

Con este tipo de representaciones se puede determinar el ancho de banda de operación en función del ángulo de giro deseado y de las especificaciones exigidas.

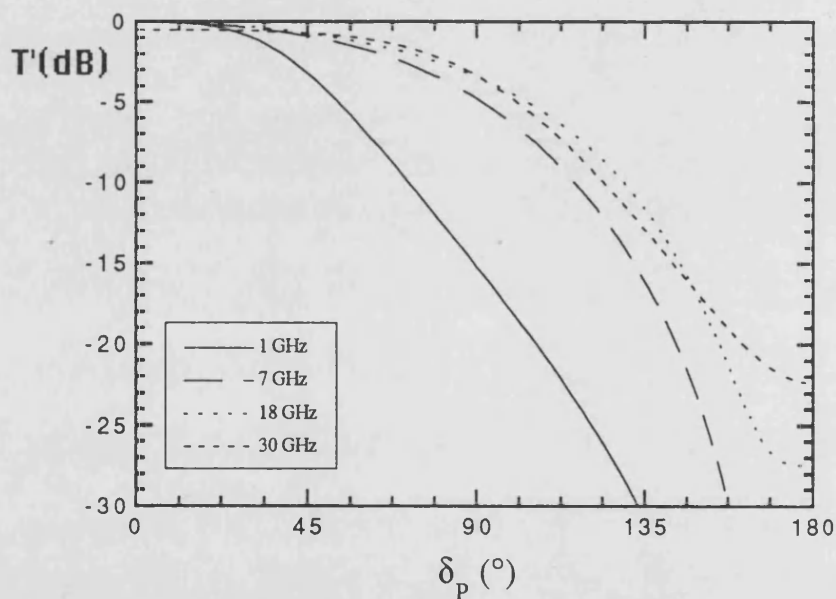


Figura 6.4.4-2

Coefficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_p/P$ . Se ha variado la frecuencia de operación. ( $P=2$ ;  $L=4$  mm; incidencia normal;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

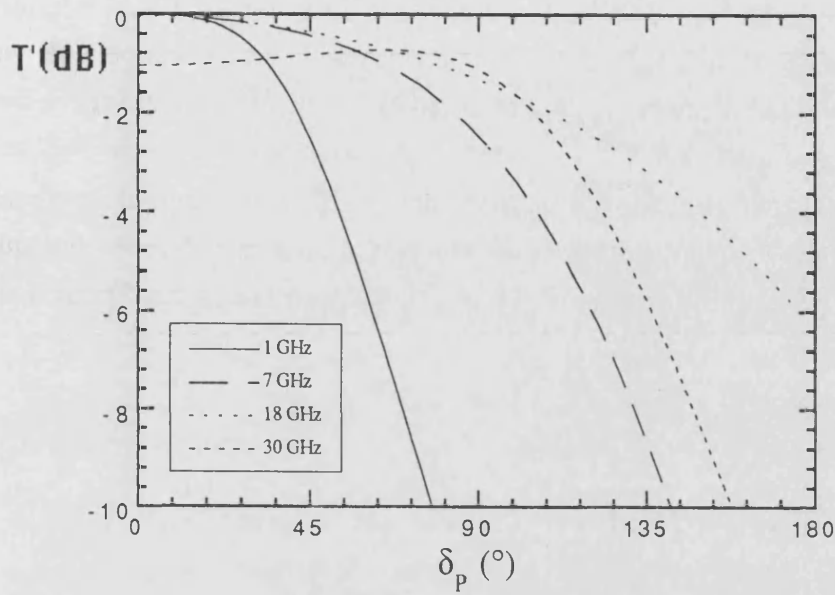


Figura 6.4.4-3

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_p/P$ . Se ha variado la frecuencia de operación. ( $P=3$ ;  $L=4$  mm; incidencia normal;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

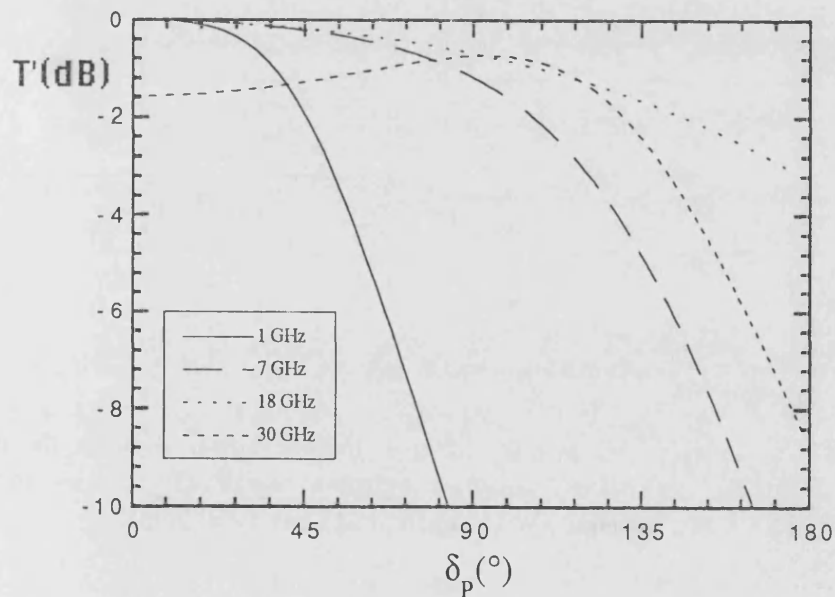


Figura 6.4.4-4

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_p/P$ . Se ha variado la frecuencia de operación. ( $P=4$ ;  $L=4$  mm; incidencia normal;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

También hemos estudiado el comportamiento de la capacidad giradora si la incidencia es oblicua en los planos de incidencia:  $\phi_0=0^\circ, 90^\circ$  (ver figuras 6.4.4-5, 6.4.4-6); se presenta una ampliación de las curvas para ángulos de giro inferiores a  $90^\circ$ . Para ángulos de giro superiores a  $90^\circ$  se aprecia que la incidencia oblicua genera una pérdida de la transmitancia acusada respecto la incidencia normal (curva  $\theta=0^\circ$ ); para ángulos de giro inferiores a  $90^\circ$  este fenómeno no se aprecia, observándose una variación suave del coeficiente de transmisión para los diferentes ángulos de elevación analizados. Se han estudiado otras situaciones similares que demuestran que el comportamiento de este tipo de curvas es parecido al mostrado en las figuras 6.4.4-5, 6.4.4-6.

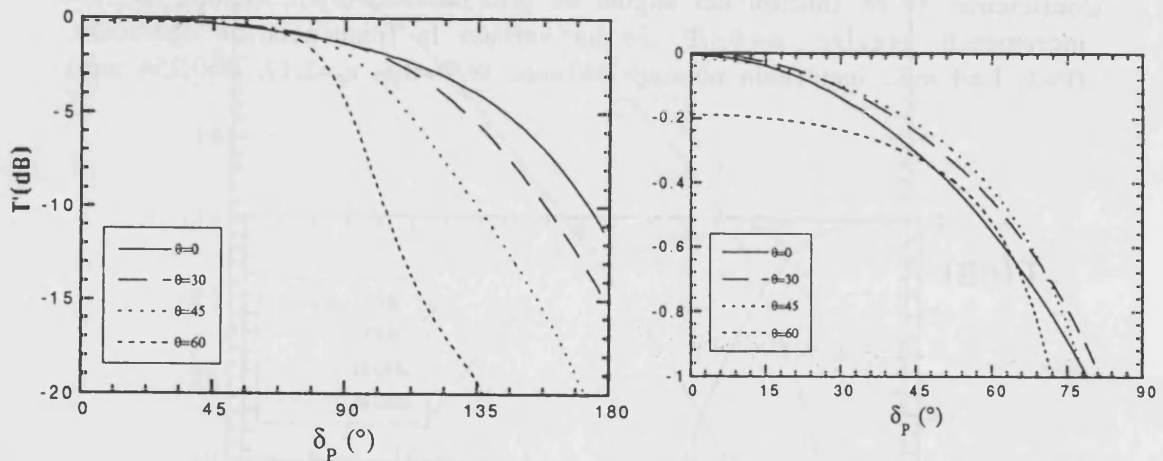


Figura 6.4.4-5

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_P$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta=\delta_P/P$ . Plano de incidencia:  $\phi_0=0^\circ$  ( $P=3$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

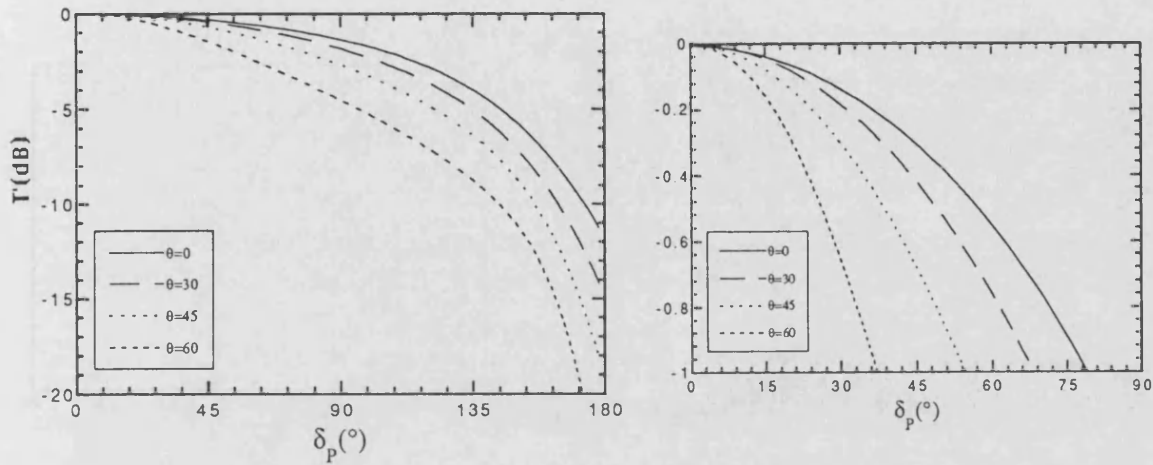


Figura 6.4.4-6

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_P$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_P/P$ . Plano de incidencia:  $\phi_0 = 90^\circ$  ( $P=3$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

Finalmente hemos estudiado sistemas en los que la primera etapa del sistema no está girada respecto el sistema de referencia inicial  $X_0Y_0$ , es decir:  $\delta_1=0^\circ$  (Si, por ejemplo,  $\delta_P=60^\circ$  con  $\delta_1=0^\circ$  y  $P=4$ ,  $\Delta = \delta_P/(P-1) = 60^\circ/(4-1) = 20^\circ$ ; entonces la configuración queda:  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=20^\circ$ ,  $\delta_3=40^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ). La figura 6.4.4-7 muestra la capacidad giradora de configuraciones en las que la primera etapa no ha sido girada; se ha variado el número de etapas. El comportamiento de la curva  $P=2$  muestra simetría respecto el ángulo de  $90^\circ$ . Comparando los resultados de esta gráfica con los de la figura 6.4.4-1 deducimos un resultado que en principio puede parecer sorprendente: este nuevo tipo de configuraciones presenta mayor capacidad polarizadora para ángulos de giro inferiores a  $90^\circ$  si  $P > 2$ ; este fenómeno se observa fácilmente con las figuras ampliadas correspondientes a las figuras 6.4.4-1 y 6.4.4-7.



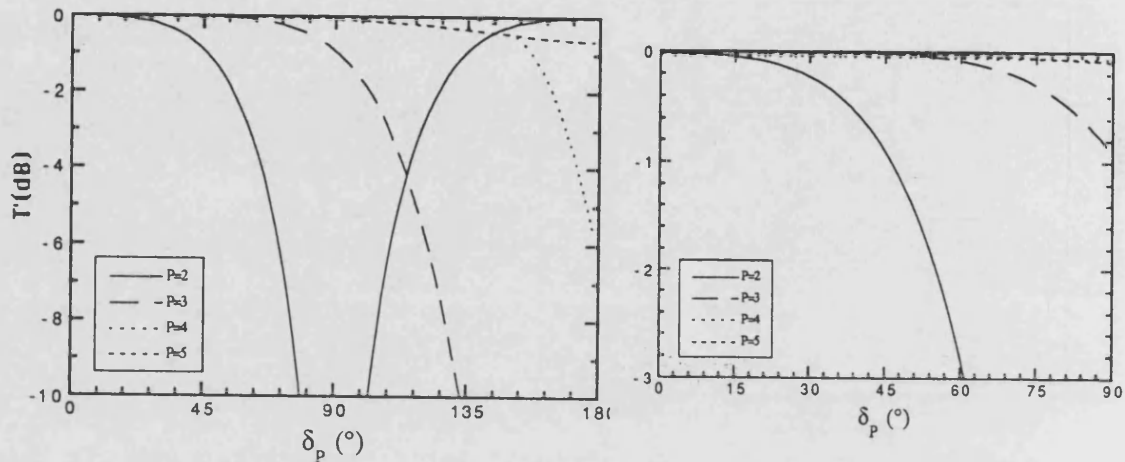


Figura 6.4.4-7

Coefficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_p / (P-1)$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1 = 0^\circ$ ). ( $L=4$  mm; incidencia normal;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

Las propiedades reflectoras de estas estructuras son destacables. La figura 6.4.4-8 muestra los coeficientes de reflexión  $R'$ ,  $R''$  en una configuración de 3 etapas para dos configuraciones (con la primera etapa polarizadora y con la primera etapa no polarizadora). Observamos que el coeficiente  $R''$  ha disminuido considerablemente en la segunda configuración ( $\approx -50$  dB), lo que es fácilmente explicable teniendo en cuenta que en esta configuración la primera etapa tiene las cintas paralelas a la dirección en que se define el coeficiente  $R''$ . Este hecho tiene interés en un montaje real: el sistema girador refleja señal principalmente con el mismo estado de polarización que la antena que lo alimenta, no introduciendo "nuevas" componentes de polarización en la antena emisora. La observación de estas curvas nos ayuda a comprender cualitativamente por qué este tipo de configuraciones transmiten más señal respecto cuando la primera etapa está girada: si la primera etapa con que se encuentra la onda incidente está girada, dicha señal se refleja en esta primera etapa. Por el contrario, si la primera etapa no está girada, la señal penetra en el sistema girador sin reflejarse en la primera etapa; una vez la señal ha entrado en el sistema girador, sufrirá una reflexión en la segunda etapa (que



si está girada). La señal reflejada en esta segunda etapa incidirá sobre la primera etapa: una componente saldrá del sistema girador, pero otra componente se reflejará de nuevo en esta primera etapa, realimentando la señal girada por el sistema.

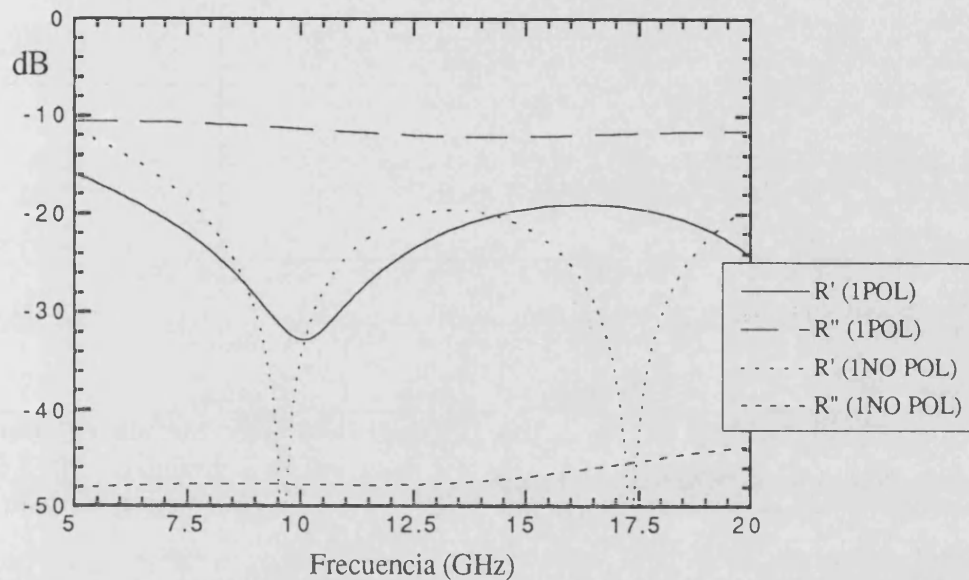


Figura 6.4.4-8

Coeficientes  $R'$ ,  $R''$  en función de la frecuencia. Método de igual incremento angular. Las curvas con "1 POL" tienen todas las etapas giradas, y las "1 NO POL" tienen la primera etapa no girada. ( $P=3$ ;  $\delta_P=45^\circ$ ;  $L=4$  mm; incidencia normal;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

La figura 6.4.4-9 presenta curvas de diseño en las que se ha variado la frecuencia de operación; comparando con la figura 6.4.4-3 no se aprecia una mayor capacidad polarizadora para ángulos de giro inferiores a  $90^\circ$ , encontrándose anchos de banda similares con este "nuevo" tipo de configuraciones en las que la primera etapa no ha sido girada.

Las figuras 6.4.4-10, 6.4.4-11 muestran la variación de la capacidad polarizadora variando los ángulos de incidencia para configuraciones con  $\delta_1=0^\circ$ . Se desprende de estas gráficas y de otros cálculos efectuados conclusiones similares a las citadas cuando la primera rejilla ha sido girada.

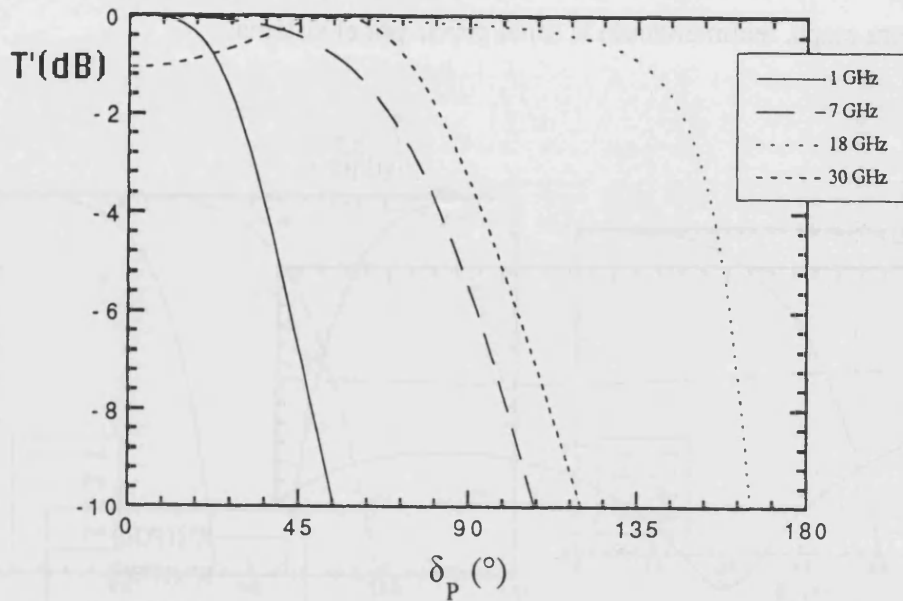


Figura 6.4.4-9

Coefficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_P$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_P / (P-1)$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1 = 0^\circ$ ) Se ha variado la frecuencia de operación ( $P=3$ ;  $L=4$  mm; incidencia normal;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

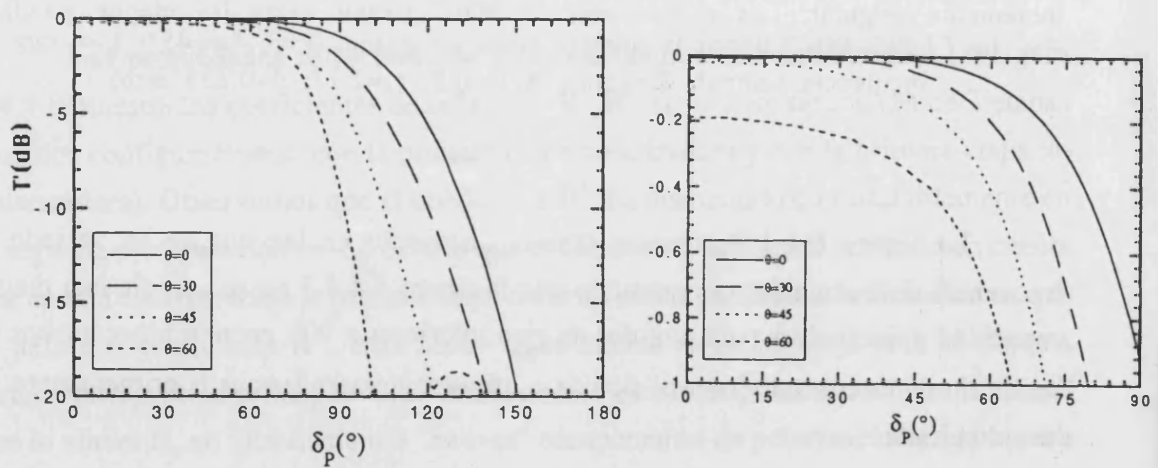


Figura 6.4.4-10

Coefficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_P$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_P / (P-1)$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1 = 0^\circ$ ) Plano de incidencia:  $\phi_0 = 0^\circ$  ( $P=3$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

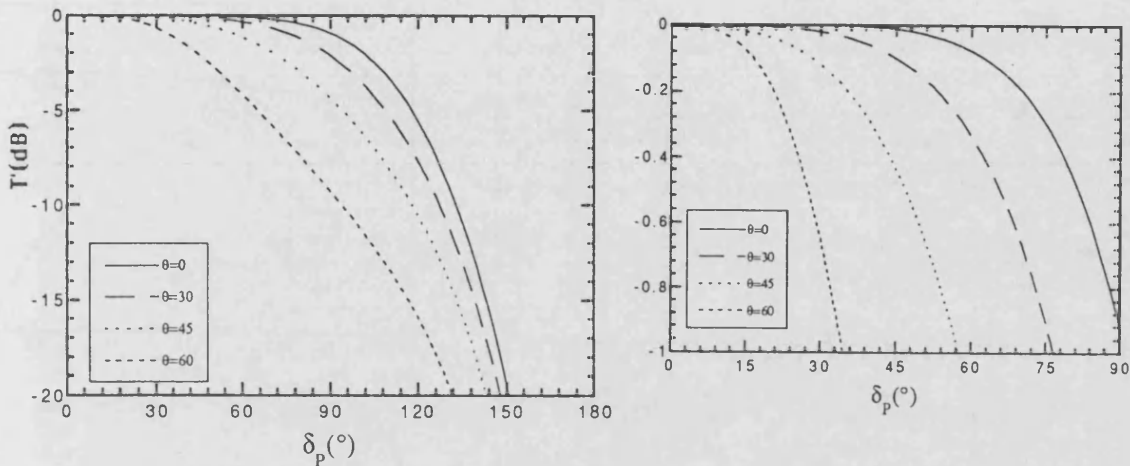


Figura 6.4.4-11

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). Método de igual incremento angular:  $\Delta = \delta_p / (P-1)$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1 = 0^\circ$ )  
 Plano de incidencia:  $\phi_0 = 90^\circ$  ( $P=3$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

### 6.4.5 Estudio del sistema girador en función de los ángulos de incidencia $\theta$ , $\phi_0$

En este apartado vamos a estudiar la capacidad transmisora del sistema girador en función del ángulo de incidencia  $\theta$  para diferentes ángulos azimutales. Se han escogido configuraciones de 3 y 4 placas con  $L=4$ mm en la frecuencia central de la banda (12.5 GHz), ya que son las configuraciones más interesantes en vista de los resultados del epígrafe anterior.

Las figuras 6.4.5-1, 6.4.5-2 muestran la transmitancia de un girador de  $\delta_p=60^\circ$  para  $P=3$  y  $P=4$  placas respectivamente. De la observación de las curvas se concluye que para un ángulo azimutal  $\phi_0=90^\circ$  la capacidad transmisora del sistema disminuye considerablemente. Con ángulos de elevación inferiores a  $60^\circ$  se tiene un coeficiente de transmisión superior a -1 dB excepto para incidencia azimutal de  $\phi_0=90^\circ$ .

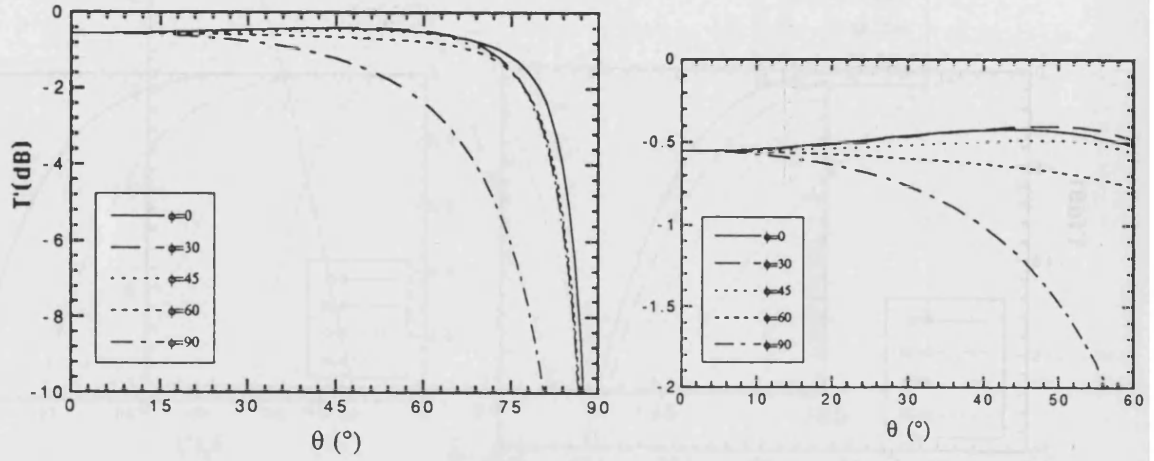


Figura 6.4.5-1

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de elevación  $\theta$  ( $\delta_p=60^\circ$ ;  $P=3$ ;  $L=4$  mm;  
 $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

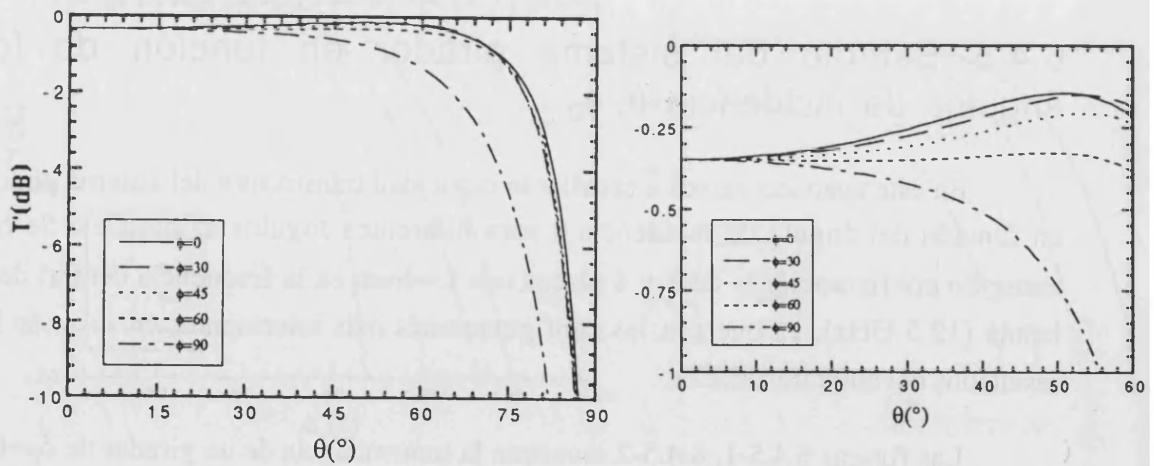


Figura 6.4.5-2

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de elevación  $\theta$  ( $\delta_p=60^\circ$ ;  $P=4$ ;  $L=4$  mm;  
 $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

Las figuras 6.4.5-3, 6.4.5-4 simulan las mismas configuraciones que las descritas en el párrafo anterior con la primera etapa no polarizadora. También se observa una disminución acusada de la transmisión en el plano de incidencia  $\phi_0=90^\circ$ .

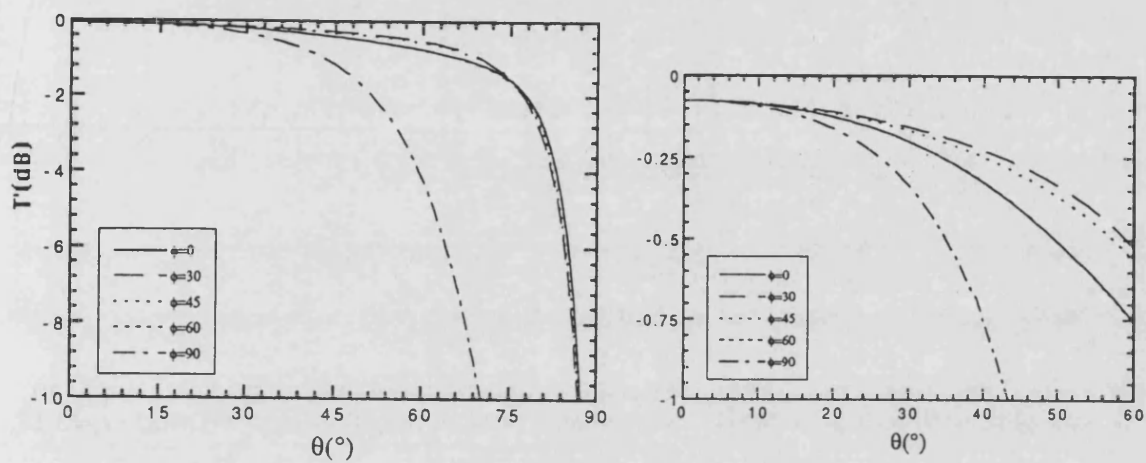


Figura 6.4.5-3

Coefficiente  $T'$  en función del ángulo de elevación  $\theta$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ) ( $\delta_p=60^\circ$ ;  $P=3$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

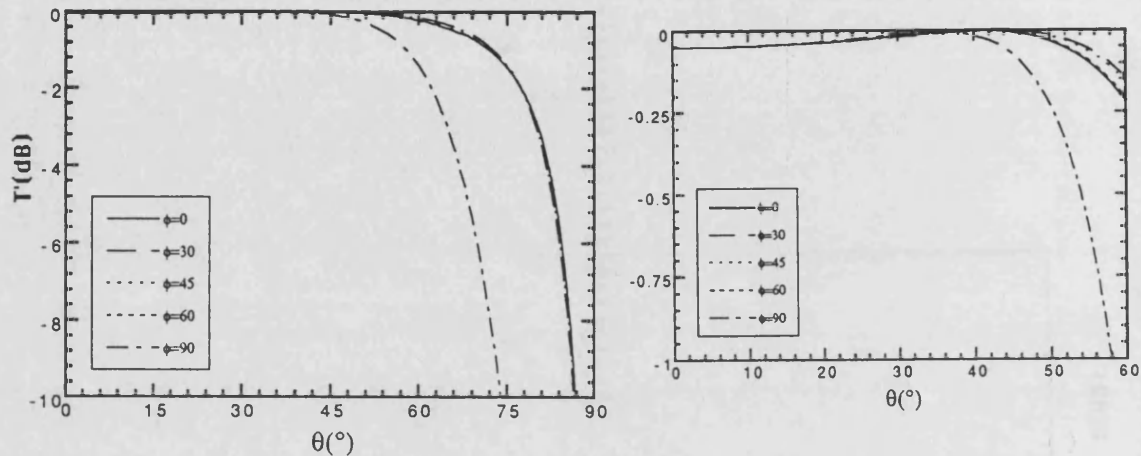


Figura 6.4.5-4

Coeficiente  $T'$  en función del ángulo de elevación  $\theta$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ) ( $\delta_p=60^\circ$ ;  $P=4$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

### 6.4.6 Estudio de la relación axial

Hasta ahora nos hemos ocupado de estudiar las propiedades transmisoras del sistema girador, buscando las configuraciones que permitieran la máxima capacidad giradora. Es importante analizar el estado de polarización de la señal emergente del sistema; para ello haremos uso de los conceptos de relación axial y diferencia de fase introducidos en el apartado 6.3.3.4; recordemos que la onda transmitida por el sistema estará girada el ángulo deseado si se cumple:

$$i) |RA| = \tan(\delta_p) \text{ en incidencia normal}$$

y estará polarizada linealmente si:

$$ii) \psi=180^\circ \text{ si } \delta_p < 90^\circ \text{ y } \psi=0^\circ \text{ si } \delta_p > 90^\circ$$

Las figuras 6.4.6-1, 6.4.6-2 muestran la relación axial y diferencia de fase en función de la frecuencia para configuraciones que giran  $60^\circ$  el campo eléctrico. La

curva denominada "ideal" corresponde a la relación axial deseable:  $|RAI| = \text{tg}(60^\circ) = 1.732$ . La primera resonancia en esta configuración se produce a la frecuencia de  $\approx 36$  GHz; en las proximidades de esta frecuencia observamos que el sistema pierde su capacidad giradora (a partir de 25 GHz la señal emergente está girada un ángulo superior a  $60^\circ$ ). También se detecta una degeneración de la pureza de polarización en las cercanías de la resonancia. En las gráficas ampliadas se observa que en el ancho de banda de interés 7-18 GHz el estado de polarización de la señal es muy bueno: la señal emergente está girada el ángulo deseado y está linealmente polarizada; se observa que a mayor número de placas el estado de polarización mejora.

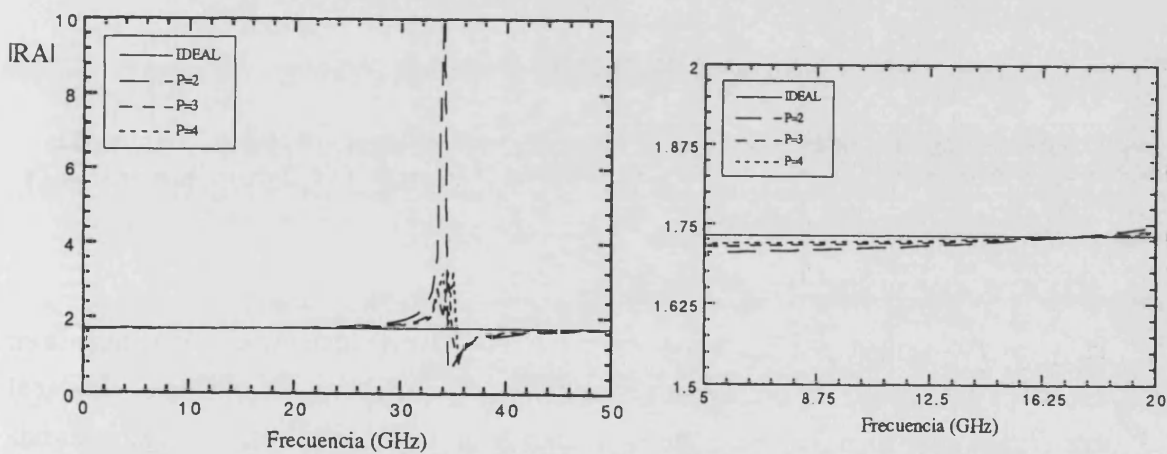


Figura 6.4.6-1

Relación axial  $|RAI|$  en función de la frecuencia. La curva "IDEAL" corresponde al caso  $|RAI| = \text{tg}(60^\circ) = 1.732$  ( $\delta_P = 60^\circ$ ;  $L = 4$  mm; incidencia normal;  $D = 1$  mm,  $W/D = 0.5$ ;  $\epsilon_r = 2.17$ ,  $d = 0.254$  mm)



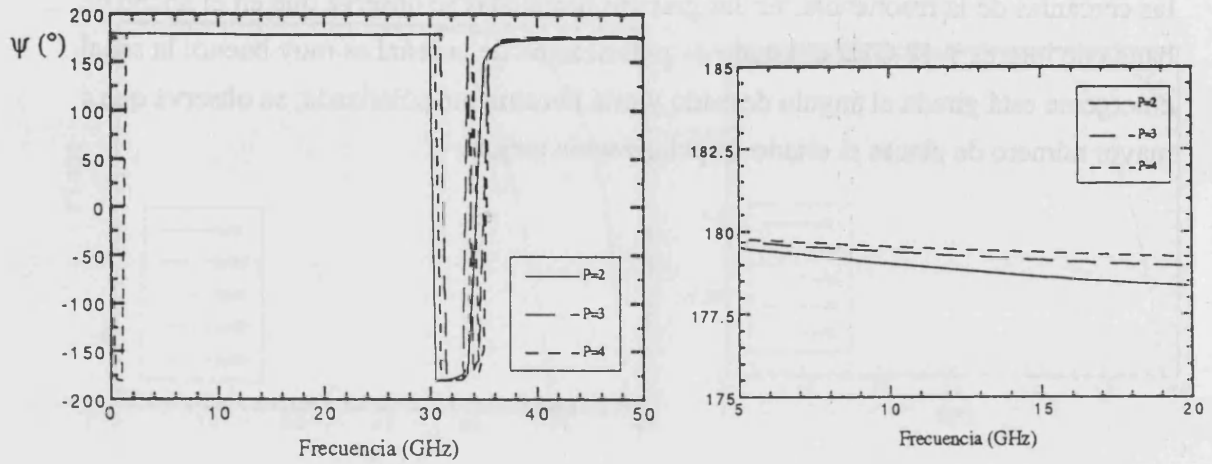


Figura 6.4.6-2

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función de la frecuencia.  
 ( $\delta_p=60^\circ$ ;  $L=4$  mm; incidencia normal;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

Las figuras 6.4.6-3, 6.4.6-4 representan la misma situación que la simulada en el párrafo anterior con la primera etapa no polarizadora. El comportamiento es similar al encontrado cuando la primera etapa es polarizadora, si bien se detecta una ligera pérdida de la capacidad giradora respecto el caso anterior. Encontramos que el estado de polarización de los sistemas con la primera etapa no polarizadora es de "peor calidad" que cuando todas las etapas están giradas: de un lado la relación axial se separa más del valor "ideal" que en el caso en que están todas las etapas giradas; de otro lado la elipse de la señal transmitida se aleja más de una recta que en el otro caso citado. El fenómeno se aprecia bien en las curvas ampliadas, concluyendo que para el caso  $P=2$  las diferencias son muy acusadas, mientras que si  $P=3$  ó  $4$  las diferencias no son muy sustanciales. Este comportamiento se interpreta observando que el coeficiente  $T''$  es superior cuando la primera etapa no está girada que cuando lo está: al haber menos etapas giradas, la capacidad giradora del sistema disminuye.



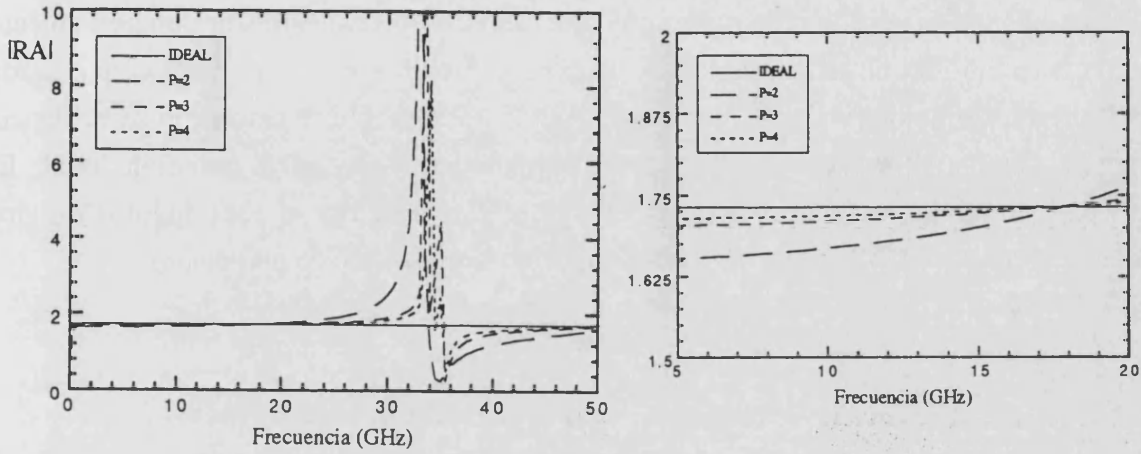


Figura 6.4.6-3

Relación axial  $|RA|$  en función de la frecuencia. La curva "IDEAL" corresponde al caso  $|RA| = \text{tg}(60^\circ) = 1.732$ . La primera etapa no está girada ( $\delta_1 = 0^\circ$ ). ( $\delta_p = 60^\circ$ ;  $L = 4$  mm; incidencia normal;  $D = 1$  mm,  $W/D = 0.5$ ;  $\epsilon_r = 2.17$ ,  $d = 0.254$  mm)

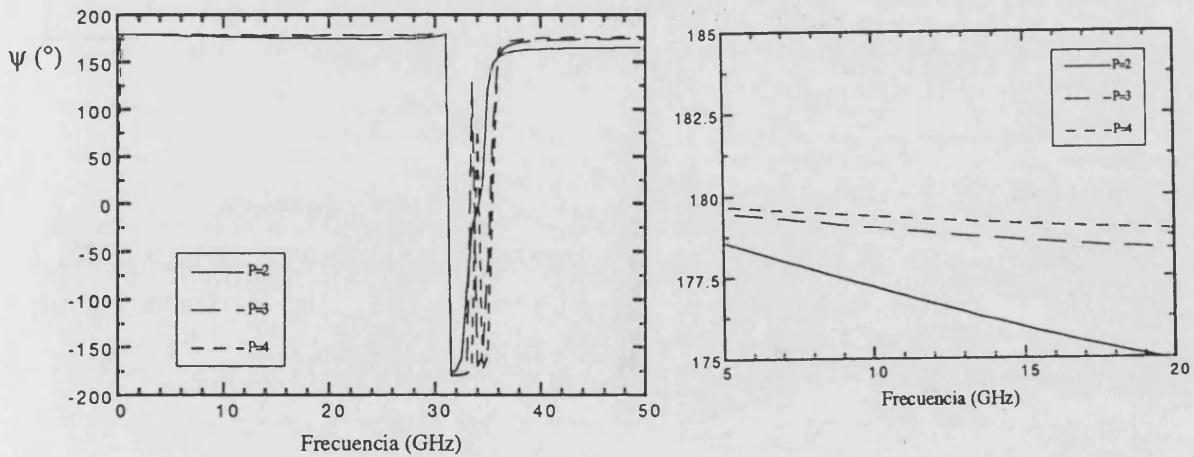


Figura 6.4.6-4

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $\delta_1 = 0^\circ$ ). ( $\delta_p = 60^\circ$ ;  $L = 4$  mm; incidencia normal;  $D = 1$  mm,  $W/D = 0.5$ ;  $\epsilon_r = 2.17$ ,  $d = 0.254$  mm)

Las figuras 6.4.6-5, 6.4.6-6, 6.4.6-7, 6.4.6-8 representan la relación axial y diferencia de fase en función del ángulo girador a una frecuencia fija de 12.5 GHz (centro de la banda) para sistemas con la primera etapa polarizadora (dos primeras figuras) y con la primera etapa no polarizadora (las dos últimas). Para la relación axial se adjunta la curva correspondiente al caso ideal. Se observa el mismo comportamiento comentado en el párrafo anterior: las configuraciones con la primera etapa girada presentan mejor comportamiento que cuando no lo está; este fenómeno se evidencia más en la diferencia de fase entre componentes que en la relación axial. El comportamiento encontrado a esta frecuencia es muy bueno para ángulos de giro inferiores a 150°; ángulos superiores requieren la utilización de más etapas.

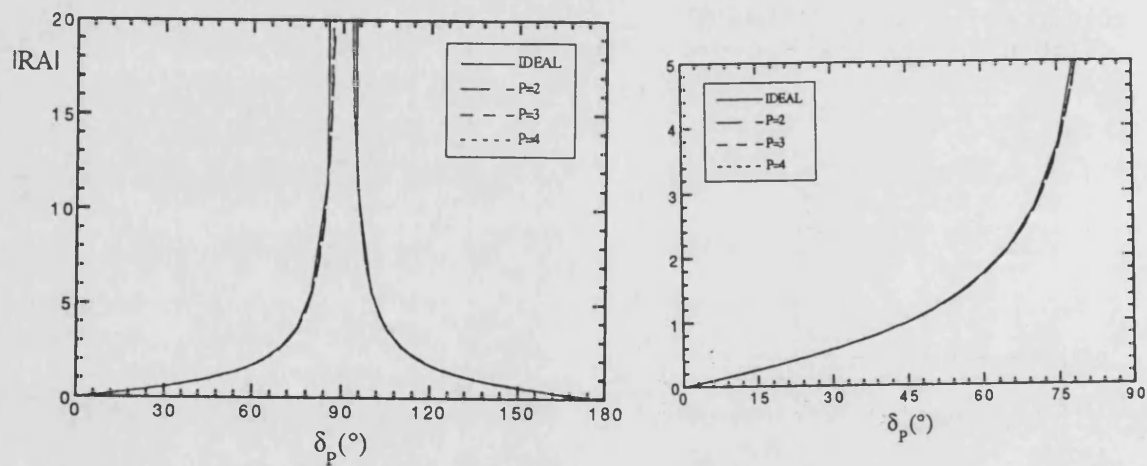


Figura 6.4.6-5

Relación axial  $|RAI|$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ) La curva "IDEAL" corresponde a:  $|RAI| = \tan(\delta_p)$  ( $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz; incidencia normal;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

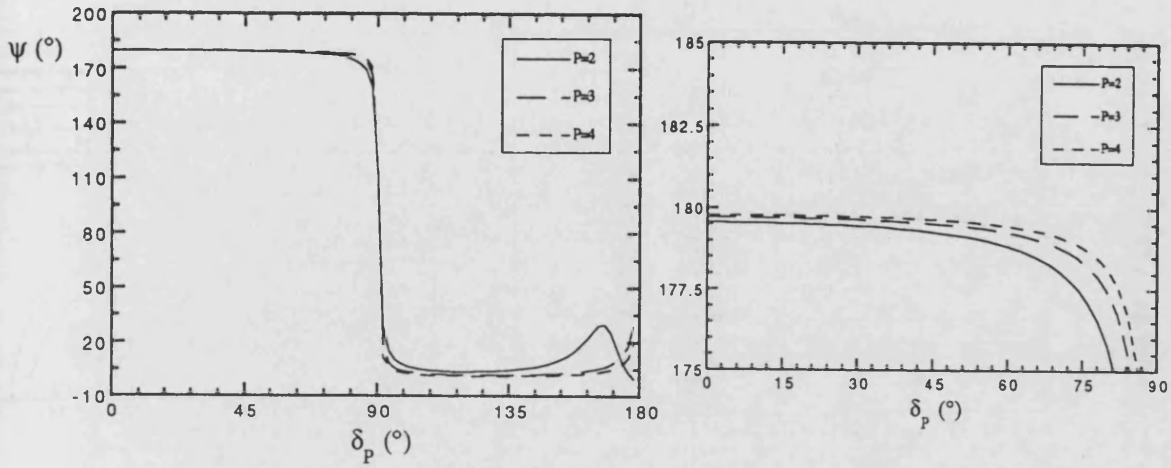


Figura 6.4.6-6

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). ( $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz; incidencia normal;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

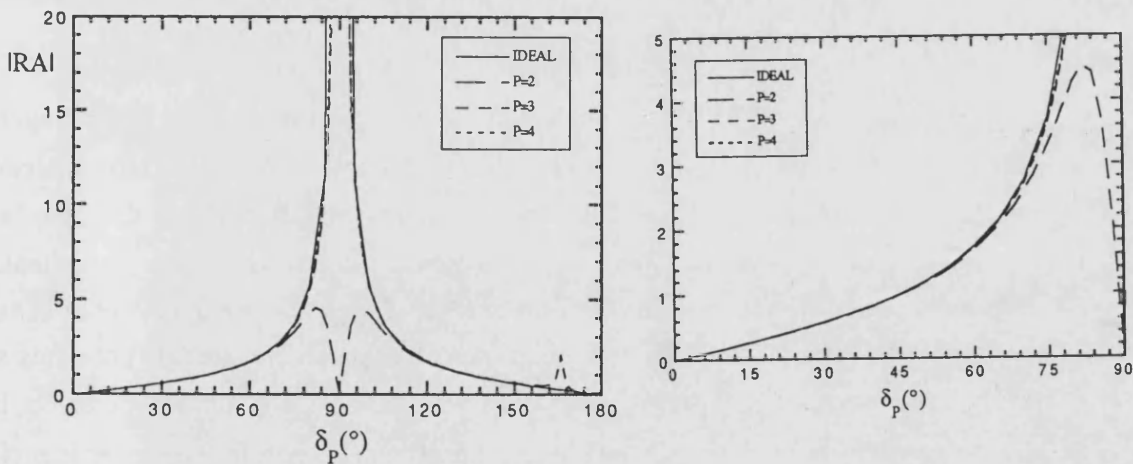


Figura 6.4.6-7

Relación axial  $|RAI|$  en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ). La curva "IDEAL" corresponde a:  $|RAI|=\text{tg}(\delta_p)$  ( $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz; incidencia normal;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm)

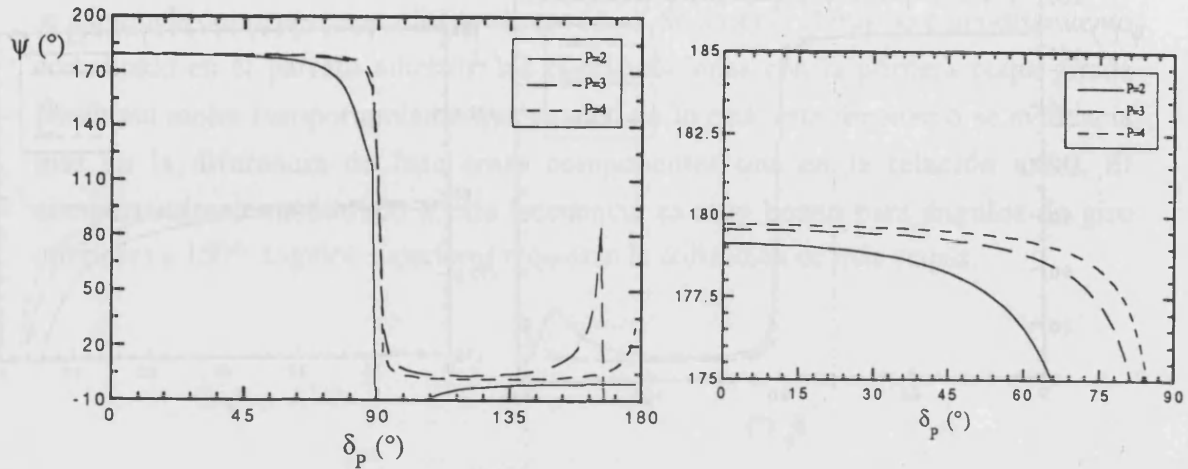


Figura 6.4.6-8

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función del ángulo de giro deseado ( $\delta_p$ ). La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ) ( $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz; incidencia normal;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

Finalmente mostramos curvas del comportamiento del estado de polarización de la señal "girada" cuando la incidencia sobre el sistema es oblicua. Conviene puntualizar que los resultados presentados se han efectuado haciendo incidir sobre el sistema una señal con estado de polarización tipo-E en el sistema de referencia  $X_0Y_0$ .

Las figuras 6.4.6-9, 10, 11, 12 muestran  $|RA|$  y  $\psi$  en función de la frecuencia para incidencias normal y oblicua en el sistema comentado en el párrafo anterior siguiendo la secuencia habitual. A frecuencias superiores a 30 GHz se detectan las resonancias de mínima transmisión en todas las curvas mostradas. El comportamiento de  $|RA|$  en el rango de frecuencias de interés (7-18 GHz) nos muestra que la señal transmitida en incidencia oblicua está girada aproximadamente los  $60^\circ$  previstos si  $\theta < 45^\circ$ . La relación axial  $|RA|$  presenta una variación suave en la banda de operación; la pendiente de esta variación es igual a la que presentan los resultados de incidencia normal. El mismo comportamiento se detecta en  $\psi$ ; se desprende de las curvas que si la incidencia es oblicua las elipses de polarización se alejarán bastante de la situación ideal. Una vez más apreciamos que si la primera placa no está girada, el estado de polarización de la señal emergente empeora respecto las configuraciones en que la primera etapa está girada.

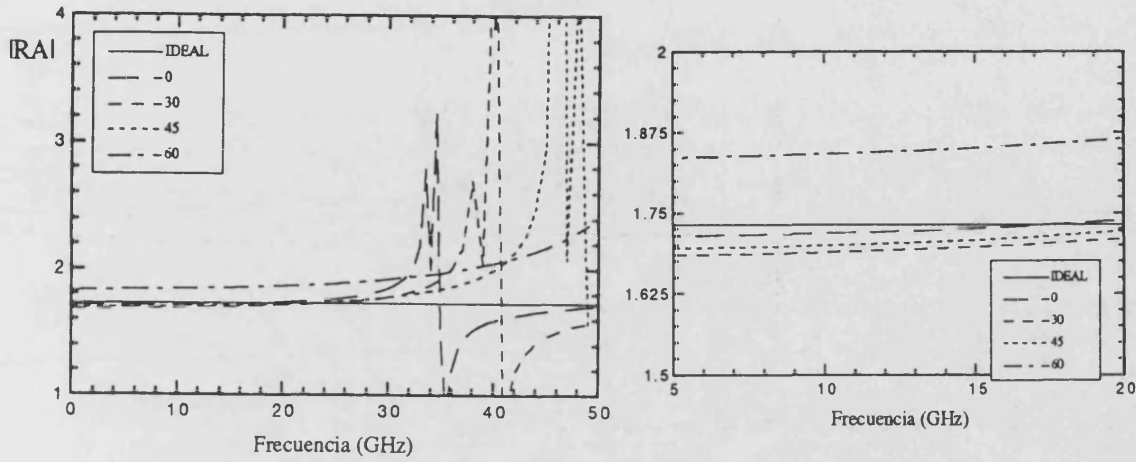


Figura 6.4.6-9

Relación axial  $|RAI|$  en función de la frecuencia. La curva "IDEAL" corresponde a:  $|RAI| = \text{tg}(60^\circ) = 1.732$ ; las otras curvas indican el ángulo de elevación de la señal incidente ( $\theta$ ) ( $\phi_0 = 90^\circ$ ;  $P = 3$ ;  $\delta_P = 60^\circ$ ;  $L = 4$  mm;  $D = 1$  mm,  $W/D = 0.5$ ;  $\epsilon_r = 2.17$ ,  $d = 0.254$  mm).

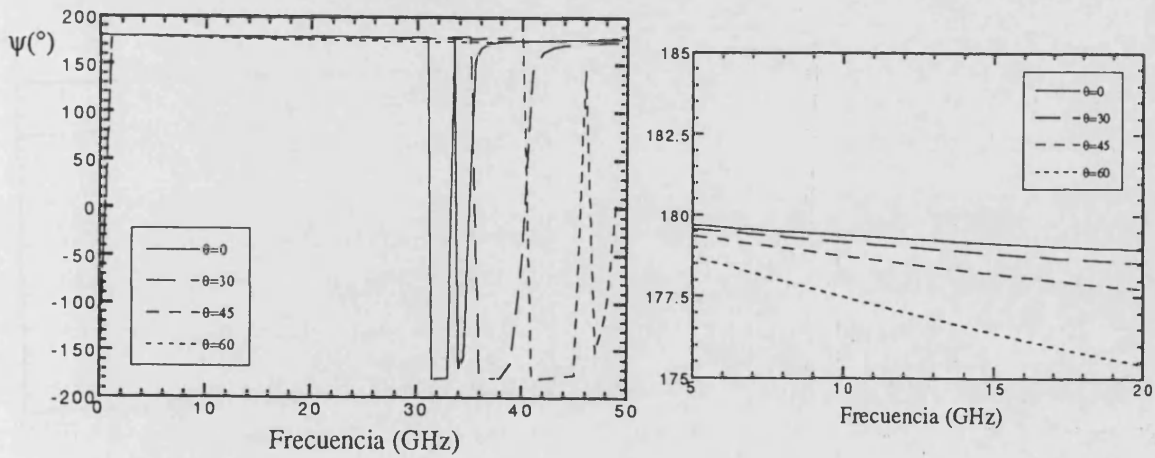


Figura 6.4.6-10

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función de la frecuencia. ( $\phi_0 = 90^\circ$ ;  $P = 3$ ;  $\delta_P = 60^\circ$ ;  $L = 4$  mm;  $D = 1$  mm,  $W/D = 0.5$ ;  $\epsilon_r = 2.17$ ,  $d = 0.254$  mm).

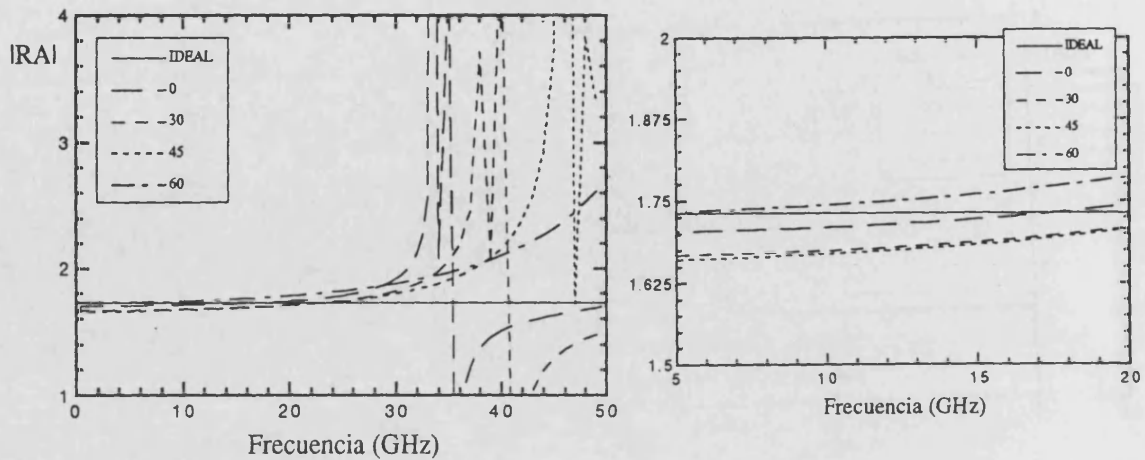


Figura 6.4.6-11

Relación axial  $|RA|$  en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ). La curva "IDEAL" corresponde a:  $|RA|=\text{tg}(60^\circ)=1.732$ ; las otras curvas indican el ángulo de elevación de la señal incidente ( $\theta$ ) ( $\phi_0=90^\circ$ ;  $P=3$ ;  $\delta_P=60^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

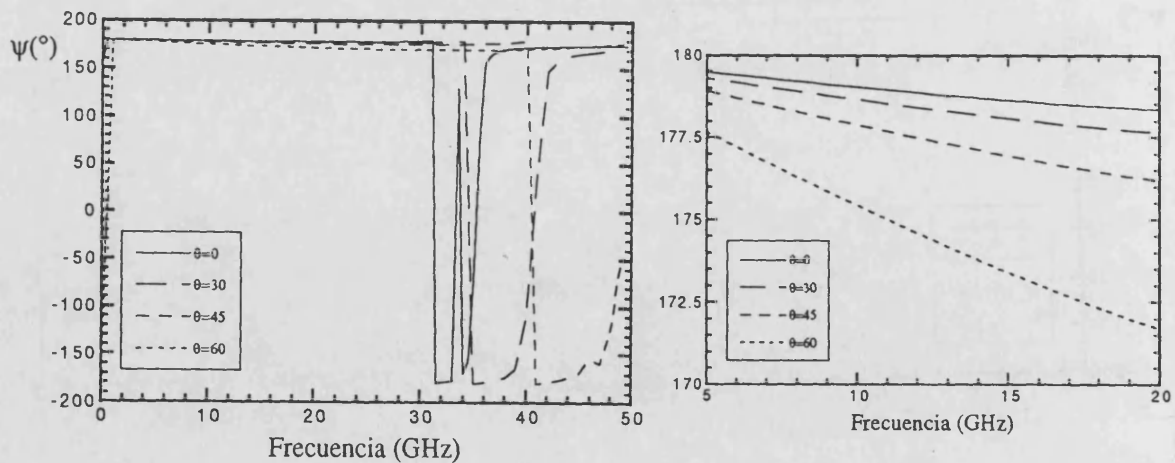


Figura 6.4.6-12

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ) ( $\phi_0=90^\circ$ ;  $P=3$ ;  $\delta_P=60^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

Las figuras 6.4.6-13, 14, 15, 16 muestran  $|RA|$  y  $\psi$  en función del ángulo  $\theta$  en la frecuencia central de la banda 12.5 GHz con diferentes planos de incidencia. De la variación de  $|RA|$  se desprende que la señal transmitida cuando la incidencia es oblicua deja de estar "girada" el ángulo previsto; además, el comportamiento difiere sustancialmente al variar el plano de incidencia. Las elipses de polarización se aproximan a una recta para ángulos de elevación inferiores a  $45^\circ$  en cualquier plano de incidencia; si la señal incide con un ángulo superior a  $45^\circ$  se detecta una pérdida sustancial de la pureza de polarización.

Podemos concluir del estudio realizado para incidencia oblicua que el sistema solamente "gira bien" la señal que incide normalmente sobre el mismo.

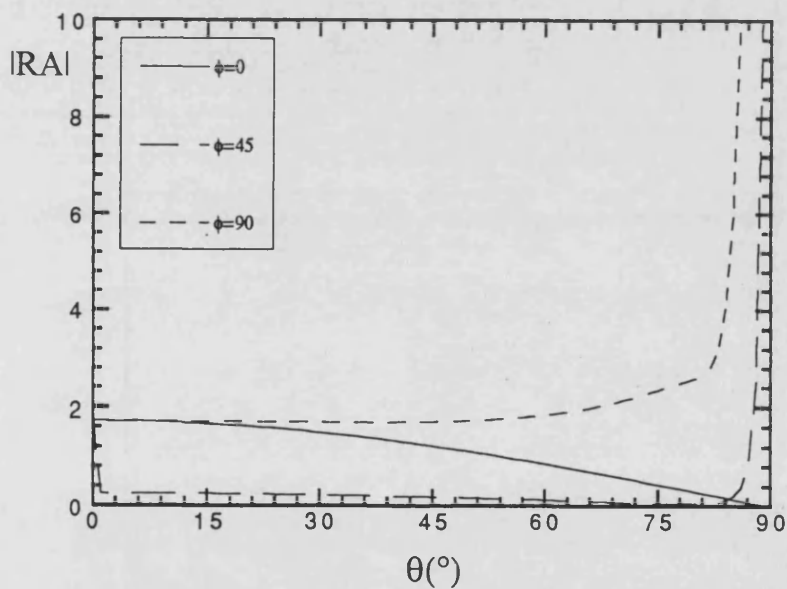


Figura 6.4.6-13

Relación axial  $|RA|$  en función del ángulo de elevación ( $\theta$ ). En la leyenda se señalan los ángulos  $\phi_0$ . ( $P=3$ ;  $\delta_p=60^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).



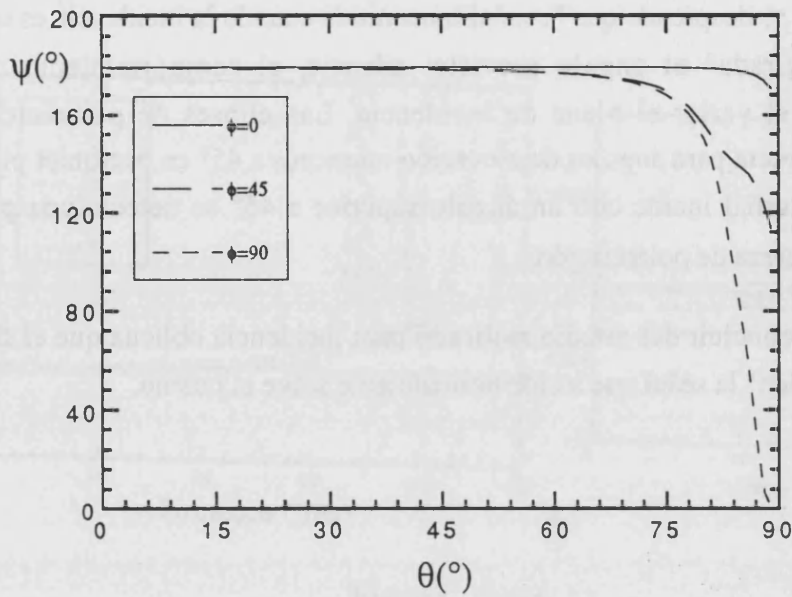


Figura 6.4.6-14

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función del ángulo de elevación ( $\theta$ ). En la leyenda se señalan los ángulos  $\phi_0$ . ( $P=3$ ;  $\delta_P=60^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

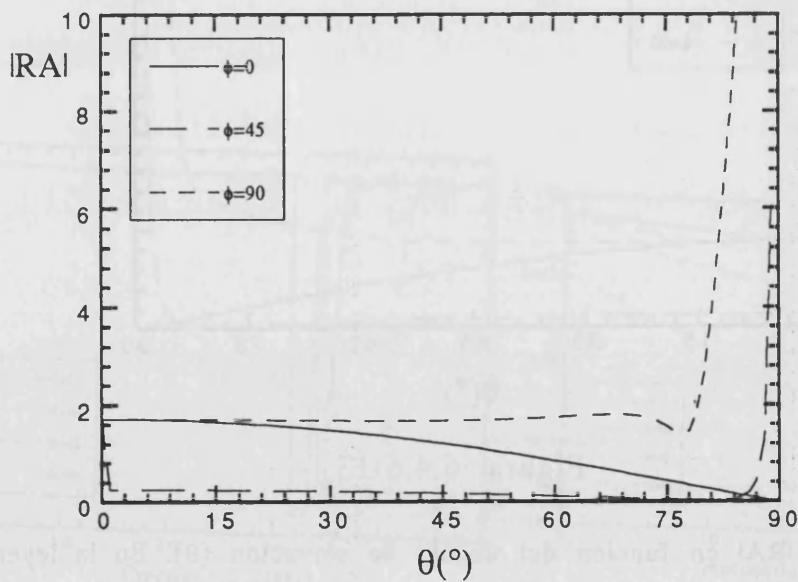


Figura 6.4.6-15

Relación axial  $|RA|$  en función del ángulo de elevación ( $\theta$ ). La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ). En la leyenda se señalan los ángulos  $\phi_0$ . ( $P=3$ ;  $\delta_P=60^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$ mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).



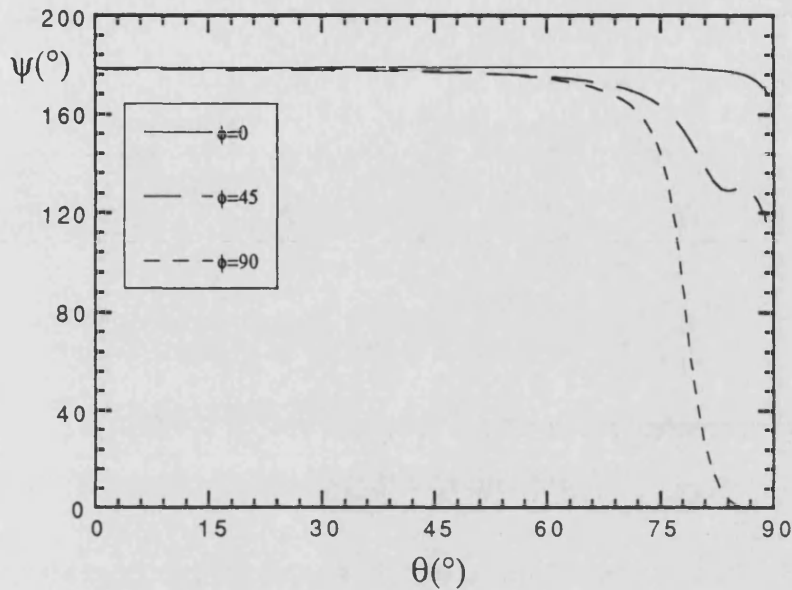


Figura 6.4.6-16

Diferencia de fase entre componentes ( $\psi$ ) en función del ángulo de elevación ( $\theta$ ). La primera etapa no está girada ( $\delta_1=0^\circ$ ). En la leyenda se señalan los ángulos  $\phi_0$ . ( $P=3$ ;  $\delta_p=60^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $f=12.5$  GHz;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

### 6.4.7 Otros resultados

Finalmente exponemos en este epígrafe tres tipos de resultados que complementan los datos presentados anteriormente. Las gráficas corresponden a un prototipo formado por 3 etapas con  $\delta_p=45^\circ$ ; se estudian las configuraciones habituales con la primera etapa polarizadora y con la primera etapa no polarizadora.

En las figuras 6.4.7-1, 6.4.7-2 se muestra el argumento del coeficiente de transmisión en función de la frecuencia en incidencia normal y oblicua. El comportamiento lineal de este parámetro nos demuestra que estos sistemas son no dispersivos en la banda de interés.

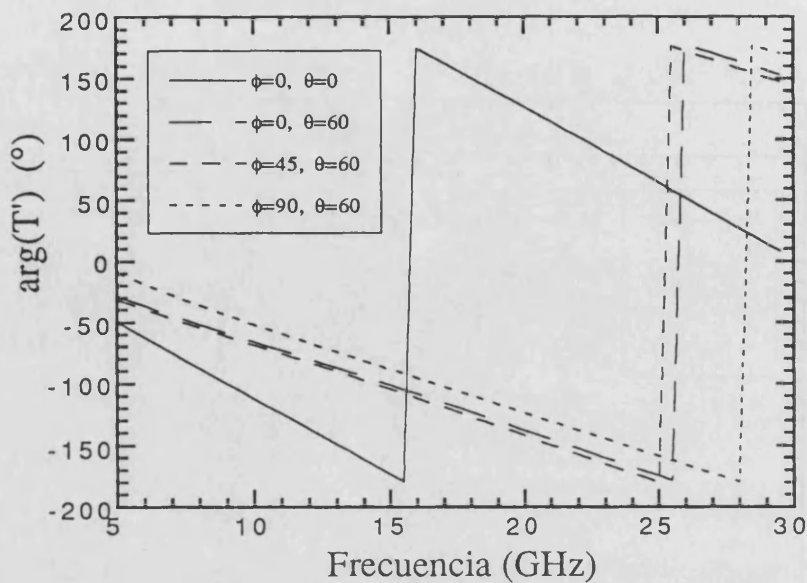


Figura 6.4.7-1

Argumento del coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia. ( $P=3$ ;  $\delta_p=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

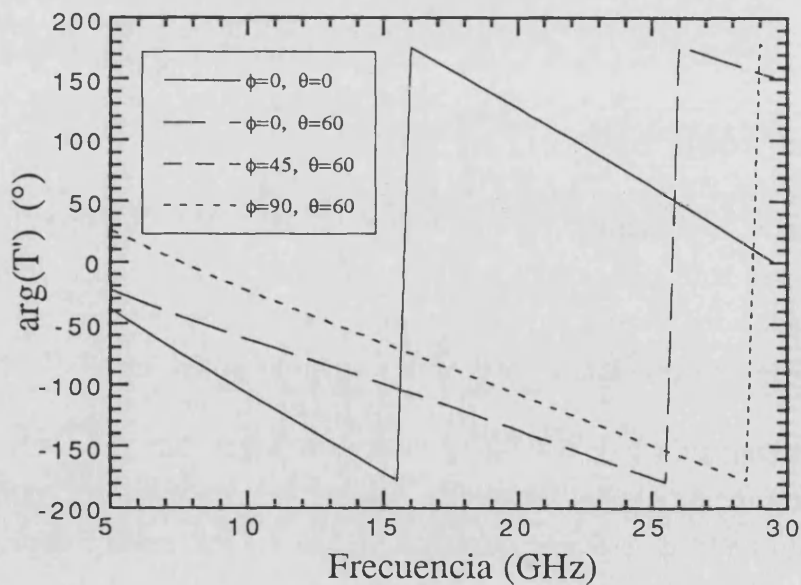


Figura 6.4.7-2

Argumento del coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $P=3$ ;  $\delta_p=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$ mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

En las figuras 6.4.7-3, 6.4.7-4, 6.4.7-5, 6.4.7-6 mostramos los coeficientes de reflexión  $R'$ ,  $R''$  en función de la frecuencia para incidencia normal y oblicua. En las dos primeras figuras se aprecia que la señal reflejada por el sistema se "reparte" entre los modos tipo-E, tipo-H asociados al sistema de referencia  $X_0Y_0$  en el que está el sistema alimentador; por el contrario, cuando la primera etapa no está girada el coeficiente  $R'' < -40$  dB, ya que coincide con la dirección de las cintas de la primera etapa. Los resultados en incidencia oblicua nos muestran que el nivel de reflexión en el plano  $\phi=90^\circ$  es superior al nivel de reflexión de los otros planos de incidencia mostrados. En la banda de interés apreciamos el mejor comportamiento en reflexión cuando la primera etapa no está girada que cuando lo está, como comentamos en el epígrafe 6.4.4.

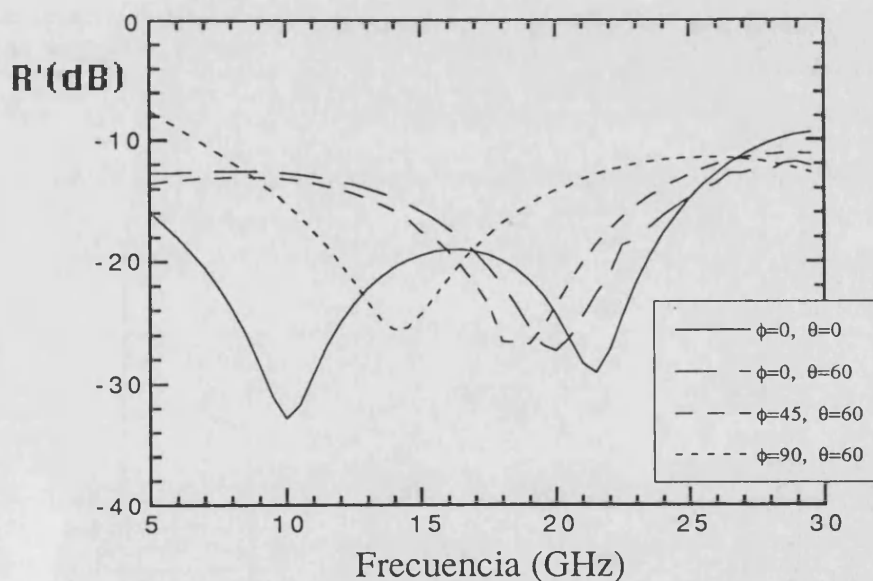


Figura 6.4.7-3

Coeficiente de reflexión  $R'$  en función de la frecuencia. La primera etapa está girada ( $P=3$ ;  $\delta_p=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm,  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

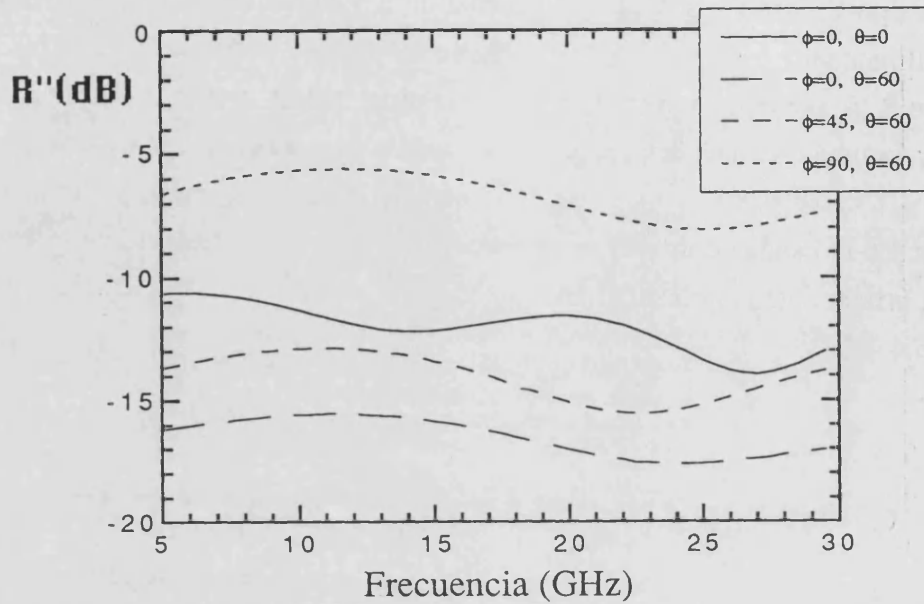


Figura 6.4.7-4

Coeficiente de reflexión  $R''$  en función de la frecuencia. La primera etapa está girada ( $P=3$ ;  $\delta_P=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ;  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

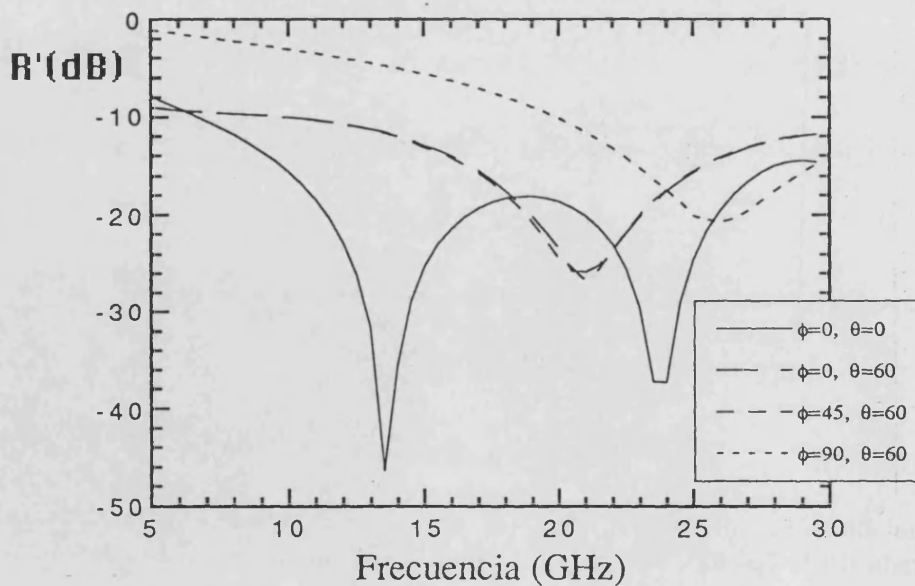


Figura 6.4.7-5

Coeficiente de reflexión  $R'$  en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $P=3$ ;  $\delta_P=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

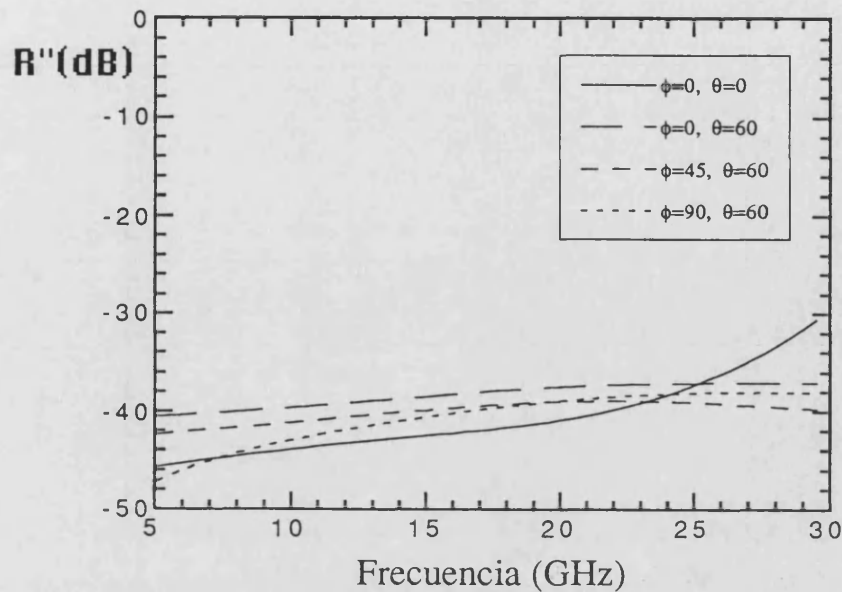


Figura 6.4.7-6

Coeficiente de reflexión  $R''$  en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $P=3$ ;  $\delta_P=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

Las figuras 6.4.7-7, 6.4.7-8 muestran el coeficiente  $T''$  en función de la frecuencia para incidencia normal y oblicua. En todas las curvas presentadas se aprecia que este coeficiente está por debajo de -35 dB en la banda de frecuencia de interés, nivel suficientemente bajo para un funcionamiento adecuado del dispositivo. Este comportamiento es complementario al detectado cuando presentamos resultados de la relación axial: para que la relación axial coincida con  $\text{tg}(\delta_P)$ , el coeficiente  $T''$  debe ser cero, a fin de que toda la señal transmitida coincida con la dirección perpendicular a las cintas de la última etapa.

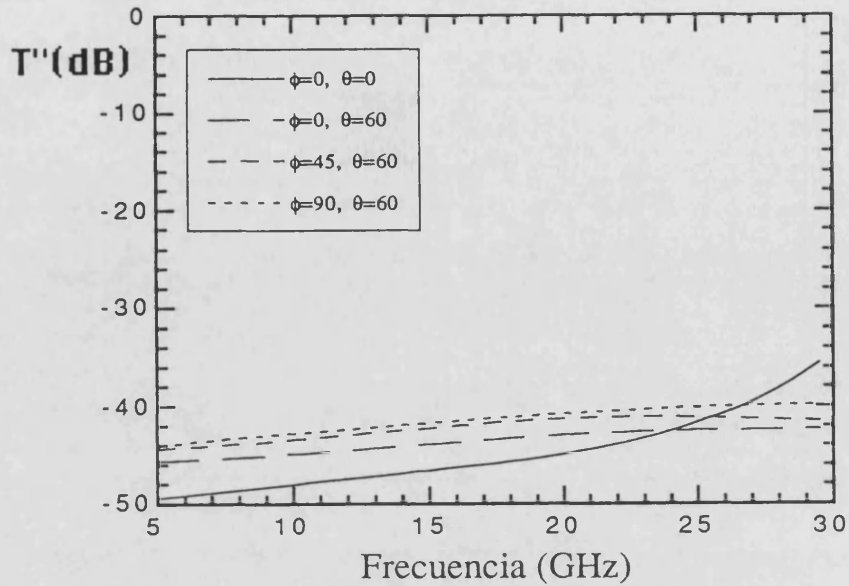


Figura 6.4.7-7

Coeficiente de reflexión  $T''$  en función de la frecuencia. La primera etapa está girada ( $P=3$ ;  $\delta_p=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

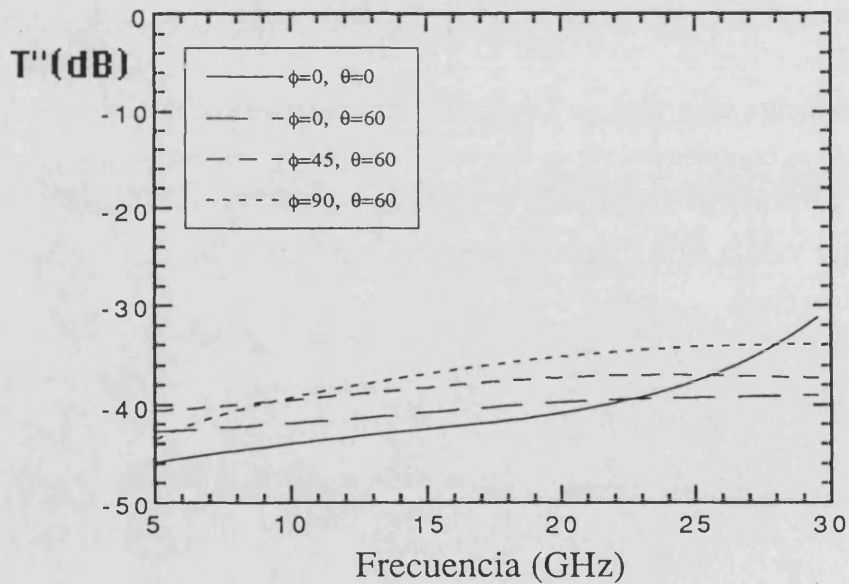


Figura 6.4.7-8

Coeficiente de reflexión  $T''$  en función de la frecuencia. La primera etapa no está girada ( $P=3$ ;  $\delta_p=45^\circ$ ;  $L=4$  mm;  $D=1$  mm;  $W/D=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.17$ ,  $d=0.254$  mm).

## 6.4.8 Directrices a seguir en el diseño de sistemas giradores de polarización

Como conclusión de este apartado 6.4 pretendemos dar las directrices a seguir en el diseño de sistemas giradores de polarización. Estas directrices nos conducen al diseño de un prototipo concreto; se pueden resumir en la siguiente secuencia:

1) Diseño del polarizador elemental: Si se opta por la utilización de EPICPUD de cintas impresas en sustrato dieléctrico, el proceso de diseño debe comenzar por la elección del sustrato dieléctrico entre los disponibles en el mercado. Se debe elegir un dieléctrico de bajas pérdidas, y que sea lo suficientemente delgado para que perturbe lo menos posible los campos transmitidos por la EPICPUD de cintas; en función de la aplicación real se debe elegir con las adecuadas propiedades mecánicas y térmicas. El comportamiento de las rejillas de cintas como polarizadores es bueno con una elección:  $W/D=0.5$ . La periodicidad de la rejilla ( $D$ ) se debe escoger en función de la máxima frecuencia de trabajo con una expresión similar a la ecuación (6.4.2-1).

2) Elección de la separación entre placas: Optamos por la elección de sistemas simétricos. La frecuencia de la primera resonancia dada por la ecuación (6.4.3-1) debe ser superior a la máxima frecuencia a la que deba trabajar el dispositivo; se debe hacer un estudio similar al mostrado en las figuras 6.4.3-5, 6, 7 a fin de "alejar" convenientemente el pico de la primera resonancia de la banda de trabajo. La elección del espaciado en incidencia normal nos asegura que el pico de resonancia queda desplazado a frecuencias superiores si la incidencia es oblicua.

3) Elección del número de etapas: Para la elección del número de etapas polarizadoras se debe comenzar por estudiar la capacidad giradora del sistema en los extremos de la banda para fijar el valor de  $P$  más adecuado de acuerdo con las especificaciones exigidas. Para una implementación práctica los sistemas con la primera etapa no girada presentan propiedades interesantes en reflexión, si bien el estado de polarización de la señal transmitida es de peor calidad que cuando la primera etapa ha sido girada. Si la incidencia sobre el sistema es oblicua debemos estudiar el comportamiento escogiendo la alimentación "real" que vaya a incidir sobre el girador.

## 6.5 BIBLIOGRAFIA DEL CAPITULO 6

- [6-1] Hecht-Zajac, "Optica", Ed. Addison-Wesley Iberoamericana, 1<sup>a</sup> edición en castellano, Madrid; 1988.
- [6-2] R. Guenther, "Modern Optics", Ed. John Wiley, 1<sup>a</sup> edición, 1990, USA.
- [6-3] M. L. Kales, "Modes in wave guides containing ferrites", Journal of Applied Physics, vol. 24, no. 5, pp. 604-608; May. 1953.
- [6-4] Ya. A. Monosov, "The characteristics of the Faraday Effect in cylindrical waveguides containing ferrite rods", Radio Eng. Electr. Physic, vol. 2, no. 5, pp. 547-558; 1957.
- [6-5] M. Ts. Ayvazyan, Yu. N. Kazantsev, "Conversion of operating modes in wide waveguides in the presence of a rotation of the polarization plane of an electromagnetic wave", Sov. Journal Commun. Tech. Electron. (USA), vol. 34, no. 2, pp. 65-67; Feb. 1989.
- [6-6] W.E. Groves, "Transmission of electromagnetic waves through pairs of parallel wire grids", Journal of Applied Physics, vol. 24, no. 7, pp. 845-854; July 1953.
- [6-7] N. Hill, S. Cornbleet, "Microwave transmission through a series of inclined gratings", Proc. IEE, vol. 120, no. 4, pp. 407-412; Apr. 1973.
- [6-8] A. A. M. Saleh, "An adjustable quasi-optical bandpass filter - Part I: Theory and design formulas", IEEE Trans. Microw. Theory and Tech., vol. MTT-22, no. 7, pp. 728-734; July 1974.
- [6-9] A. A. M. Saleh, "An adjustable quasi-optical bandpass filter - Part II: Practical considerations", IEEE Trans. Microw. Theory and Tech., vol. MTT-22, no. 7, pp. 734-739; July 1974.
- [6-10] N. Amitay, A. A. M. Saleh, "Broad-band wide-angle quasi-optical polarization rotators", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-31, no. 1, pp. 73-76; Jan. 1983.
- [6-11] Lo Forti, "High power twist-polarizer radome for a phased array antenna", Proc. of the Quatrième Colloque International sur les fenêtres électromagnétiques, pp. 243-266; 1981.



- [6-12] A. López Varona, R. P. Torres, M. F. Cátedra, J. A. Alcaraz, "Diseño de un girador de polarización lineal", Actas IV Symposium del Comité Español URSI, pp. 486-490, Santander; Sept. 1989.
- [6-13] B. Gimeno, V. Such, A. C. García, J. L. Cruz, F. Costas, "Optimización de un radomo-polarizador de banda ancha", Actas IV Symposium del Comité Español URSI, pp. 481-485, Santander; Sept. 1989.
- [6-14] V. Such, B. Gimeno, A. C. García, J. L. Cruz, "Modeling a multilayered strip grating polarizer radome", Proc. 1989 Int. Symp. on Antennas and EM Theory (ISAE'89), pp. 544-547, Shangai (China); Agosto-Sept. 1989.
- [6-15] B. Gimeno, V. Such, A. C. García, J. L. Cruz, "Broadband multistage polarizer radome for a phased array antenna", Proc. URSI Int. Symp. on Electromagnetic Theory, pp. 243-245, Estocolmo (Suecia); Agosto 1989.
- [6-16] A. C. García, V. Such, B. Gimeno, I. Martínez, "Modelo de línea de transmisión de un polarizador multietapa de varillas conductoras", Actas VII Reunión de la Comisión B URSI, pp. 472-477, Cuenca; Sept. 1988.
- [6-17] A. C. García, V. Such, B. Gimeno, J. L. Cruz, "Analysis and synthesis of multistage polarizer radome", Proc. 5th Inter. Symp. on Antennas, JINA'88, pp. 173-177, Niza (Francia); Nov. 1988.
- [6-18] V. Such, A. C. García, B. Gimeno, J. L. Cruz, "Modeling a multilayered wire gratings polarizer with oblique plane wave incidence", Proc. 3th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation, pp. 157-159, Bethesda (Washington, USA); Dec. 1988.
- [6-19] B. Gimeno, V. Such, A. C. García, J. L. Cruz, "Design and optimization of a broadband multistage polarizer-radome", Proc. Int. Conference on Electromagnetic in Aerospace Applications (ICEAA), Turín (Italia); Agosto 1989.
- [6-20] B. Gimeno, V. Such, A. C. García, J. L. Cruz, "Simulation and experimental study of a multilayered wire grating polarizer", Proc. 1989 Int. Symp. on Antennas and Propagation, Japan (ISAP'89), pp. 429-432, Tokyo (Japón); Agosto 1989.

- [6-21] B. Gimeno, V. Such, A. C. García, J. L. Cruz, E. Navarro, "Transmission-line model to analyze a multistage polarizer rotator", *Microwave and Optical Tech. Letters*, vol. 4, no. 3, pp. 113-117; Febr. 1991.

## Capítulo 7

# RESULTADOS EXPERIMENTALES DE GIRADORES DE POLARIZACION MULTIETAPA DE MICROONDAS EN LA BANDA 7-18 GHz



## 7.1 INTRODUCCION

En este capítulo se presentan los resultados experimentales obtenidos para varios dispositivos giradores de polarización en la banda 7-18 GHz. El interés de estas medidas es doble: validar el modelo desarrollado en el anterior capítulo, y analizar el comportamiento de los dispositivos diseñados con los criterios expuestos en el capítulo 6.

Comenzamos por describir los prototipos empleados para la medida de giradores de polarización. Seguidamente describimos el sistema con el que se han realizado las medidas, explicando el procedimiento empleado para la medida del coeficiente de transmisión, la relación axial y la diferencia de fase entre componentes. Para estimar la bondad del sistema de giro de las antenas se han hecho pruebas que deberían reproducir la Ley de Malus. También se han detallado las fuentes de error en las medidas.

En el apartado 7.3 se presentan los resultados obtenidos. En primer lugar se muestran las medidas de una placa de cintas impresa en dieléctrico. Espaciando convenientemente las rejillas, se han efectuado medidas de las resonancias. Seguidamente presentamos medidas de la transmitancia de dispositivos giradores de  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  y  $90^\circ$ , variando el número de etapas polarizadoras, y estudiando configuraciones con la primera etapa girada y no girada. Se ha estudiado el estado de polarización de la señal transmitida por este tipo de sistemas. Presentamos resultados del coeficiente de reflexión de un prototipo. Finalmente exponemos un conjunto de conclusiones de todas las medidas efectuadas.

## 7.2 SISTEMA DE MEDIDAS

### 7.2.1 Descripción de los prototipos

Los prototipos experimentales están formados por la sucesión en cascada de rejillas de cintas impresas en un dieléctrico. Como se detalló en el epígrafe 6.4.2, el dieléctrico empleado es un TFE de espesor  $d=0.254$  mm y constante dieléctrica  $\epsilon_r=2.17$ . La anchura de las cintas es  $W=0.55\pm 0.01$  mm, y la separación entre centros de cintas es  $D=1.00\pm 0.01$  mm. (ver figura 7.2.1-1). El tamaño aproximado de las placas es 27 x 30 cm. Disponemos de 4 placas que han sido fabricadas en la empresa Radiación y Microondas, S.A. (R.Y.M.S.A.).

Las placas se montan en bastidores circulares de METACRILATO en cuya parte central se ha suprimido una superficie rectangular que permite la instalación de las placas en los mismos; el espesor de dichos bastidores define la separación mínima entre placas. Los bastidores se han diseñado circulares con el fin de facilitar la rotación de los mismos, de tal forma que se pueda obtener cualquier ángulo entre los ejes de polarización de las distintas etapas. Disponemos de dos familias de bastidores con diámetros y espesores diferentes: 5 bastidores de 40 cm de diámetro y 1 cm de espesor, y 3 bastidores de 48 cm de diámetro y 0.45 cm de espesor. En algunas medidas se utilizaron postes dieléctricos para separar los bastidores (ver figura 7.2.1-1). Las rejillas de cintas se montan en los bastidores con el ángulo de giro correspondiente; la figura 7.2.1-2 muestra un prototipo experimental preparado para ser medido.

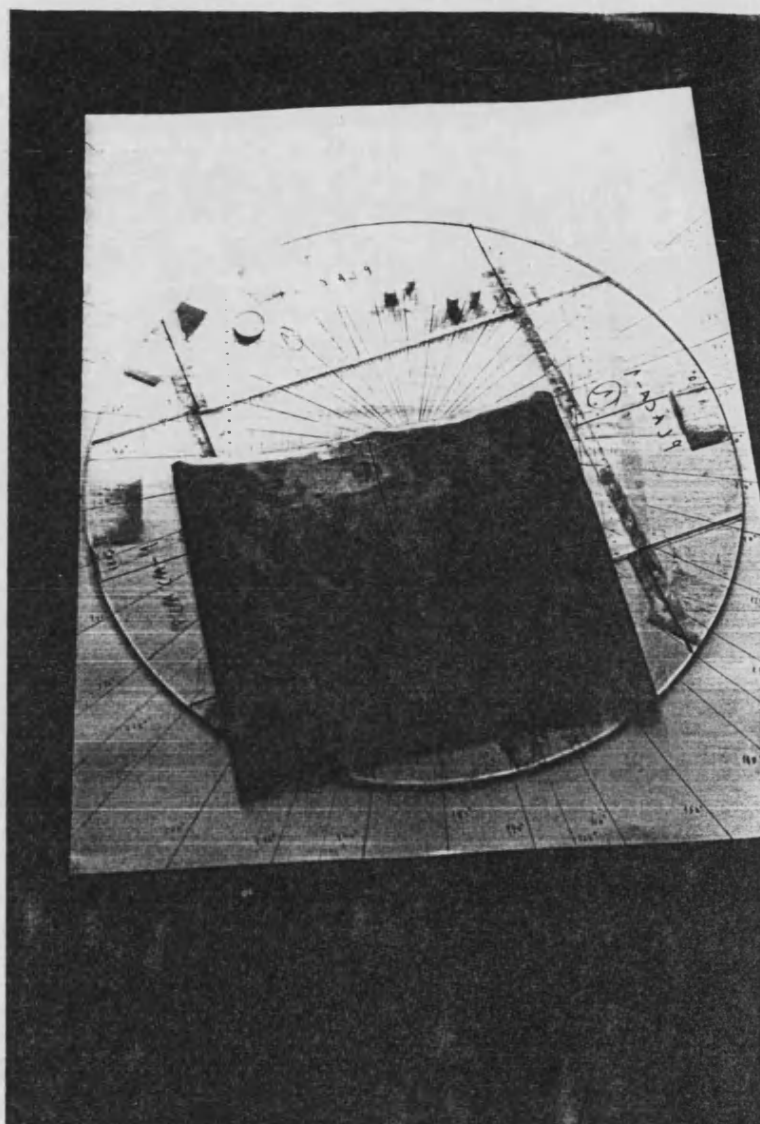


Figura 7.2.1-1

Fotografía de una rejilla de cintas impresa en dieléctrico junto con un bastidor; al fondo está la escala circular graduada que permite hacer los giros entre etapas sucesivas; también hay postes dieléctricos que permiten espaciar las etapas.

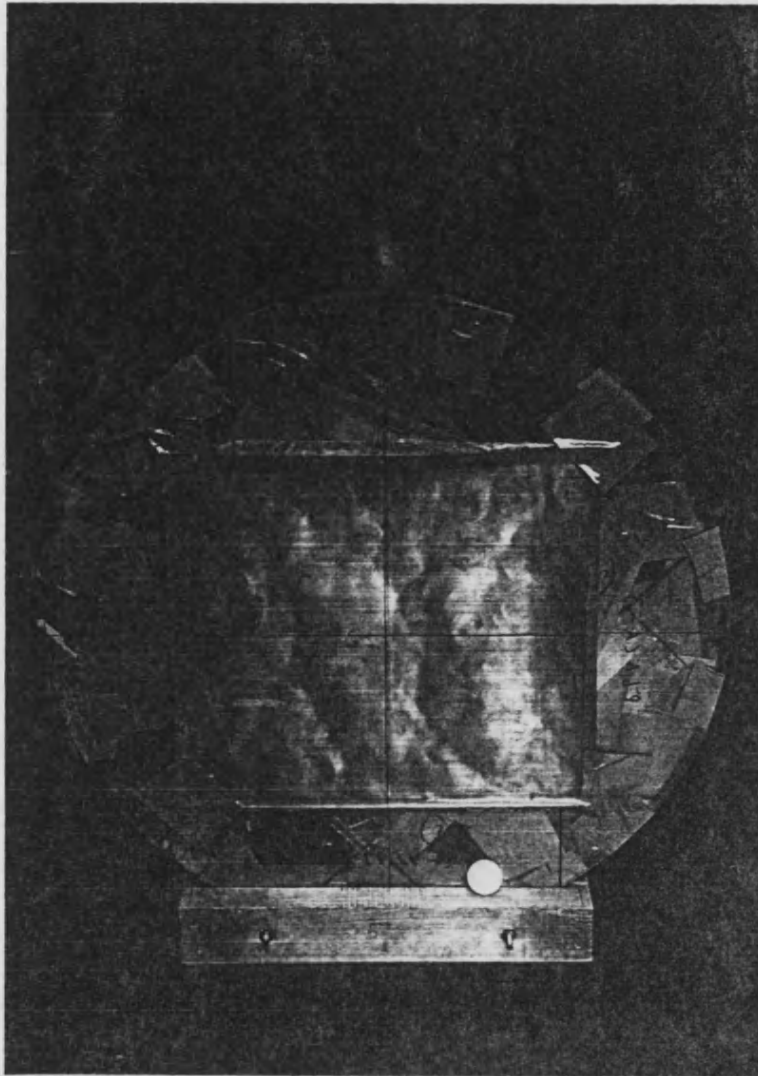


Figura 7.2.1-2

Fotografía de un prototipo de tres etapas preparado para ser medido.

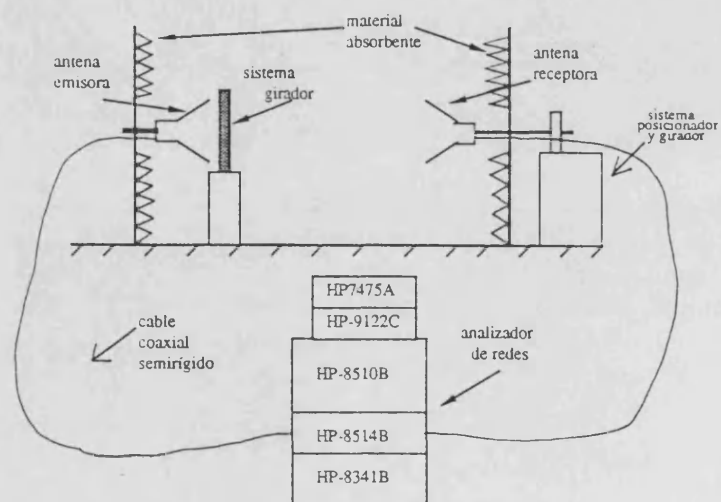


Figura 7.2.2-1

Esquema del sistema de medidas.



## 7.2.2 Descripción del sistema de medidas

Las medidas de giradores de polarización en la banda 7-18 GHz se han llevado a cabo en el Laboratorio de Microondas del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Valencia. Dicho sistema consta de los siguientes elementos (ver esquema de la figura 7.2.2-1):

a) Sistema transmisor-receptor: Está constituido por dos parejas de bocinas rectangulares construidas por R.Y.M.S.A. Las antenas tienen polarización lineal, y han sido diseñadas para trabajar en las bandas de frecuencias:

7.0 - 13.2 GHz (Bocinas banda baja)

11.0 - 19.2 GHz (Bocinas banda alta)

con lo que la banda de interés (7-18 GHz) queda perfectamente cubierta. Las dimensiones de las aperturas de las bocinas son: 5.7 x 7.9 cm para las bocinas de la banda baja y 4.1 x 5.6 cm para las bocinas de la banda alta. El nivel de polarización cruzada de las antenas es siempre inferior a -44 dB.

b) Analizador de Redes Vectorial: La adquisición, registro y procesado de datos se lleva a cabo con un analizador vectorial HP-8510B; este dispositivo controla la unidad de parámetros S (HP-8514B), el sintetizador de frecuencias (HP-8341B) y el sistema de adquisición y representación de datos: disquetera HP-9122C y plotter HP-7475A. Los parámetros de funcionamiento del analizador de redes, así como las características de las calibraciones efectuadas se describen en el apéndice 6.

c) Posicionadores de las antenas: Las antenas emisora y receptora se conectan a los puertos 1 y 2 (respectivamente) del analizador de redes mediante cable coaxial semirígido de 50  $\Omega$  M17/130-RG402 suministrado por SUHNER. La antena que actúa en emisión se coloca en un soporte dieléctrico permaneciendo fija en toda la secuencia de medidas. La antena receptora está insertada en un sistema que le permite girar alrededor de un eje que es paralelo a la dirección de propagación de la señal (eje Z); el sistema ha sido diseñado para que la antena gire entorno a su centro de fases. Este sistema está formado por una barra cilíndrica metálica terminada en un soporte en el que se sujeta la antena receptora; en el otro extremo la barra está insertada entre dos cojinetes que permiten el giro de dicha barra (y por tanto de la antena); un transportador de ángulos adosado a esta estructura permite medir el ángulo de giro de la antena receptora; el ángulo formado entre la vertical y la dirección del campo eléctrico recibido se denomina  $\alpha_R$ . A su vez, este sistema está insertado en un posicionador de tres ejes que permite hacer barridos en línea recta en cada una de las direcciones espaciales X, Y

ó Z (ver figuras 7.2.2-2, 7.2.2-3). El sistema posicionador permite mover la antena receptora hasta encontrar un máximo de señal transmitida, situación que nos garantiza que las antenas están alineadas. Se ha comprobado que aunque las antenas estén ligeramente desalineadas, las medidas de los diferentes coeficientes no varían sustancialmente; el fenómeno se comprende fácilmente pensando que las antenas son poco directivas.

d) Material absorbente: Las antenas emisora y receptora junto con el prototipo que se va a medir están rodeadas de placas de material absorbente con el fin de evitar reflexiones indeseadas (ver figura 7.2.2-4).

Las medidas de los prototipos se hicieron primero con las bocinas de la banda baja y posteriormente con las bocinas de la banda alta; para efectuar cada una de las medidas que presentamos se montó el prototipo correspondiente para cada secuencia de medidas. Los resultados experimentales tienen dos curvas: una que corresponde a la medida en la banda baja y otra a la banda alta.

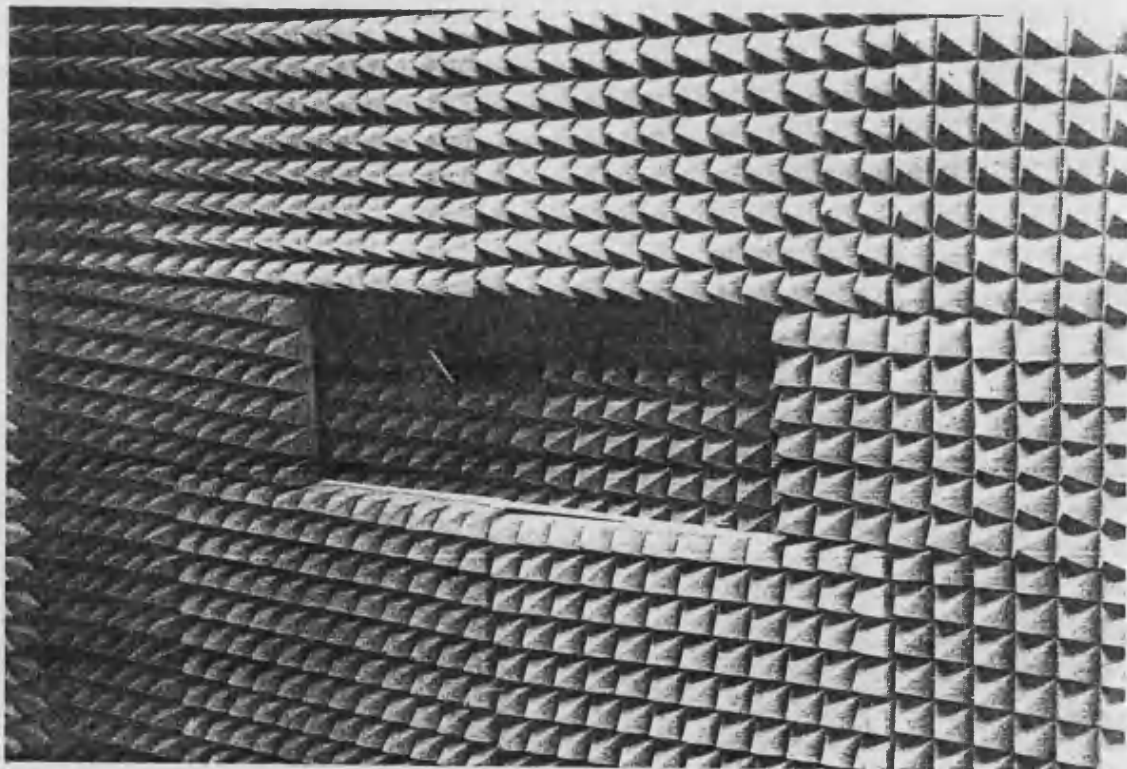


Figura 7.2.2-2

Fotografía del sistema de giro; la antena receptora se coloca en el soporte metálico cuadrado.

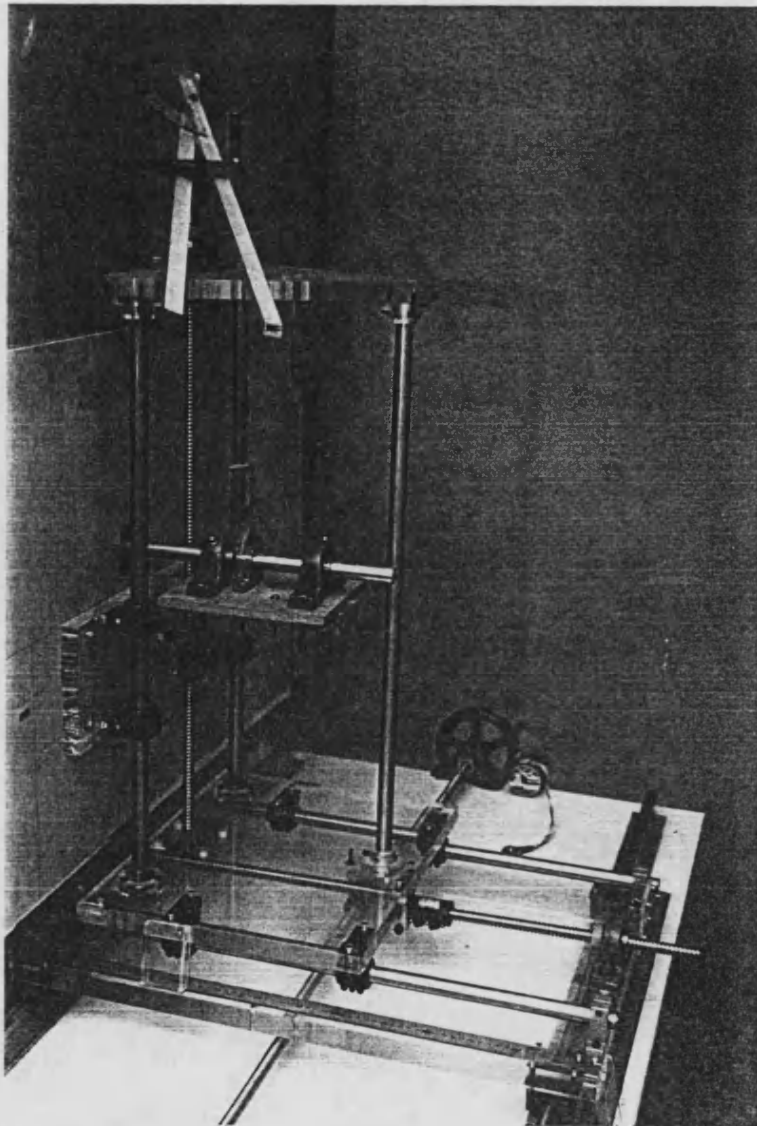


Figura 7.2.2-3  
Fotografía del sistema posicionador de tres ejes y del sistema de giro.

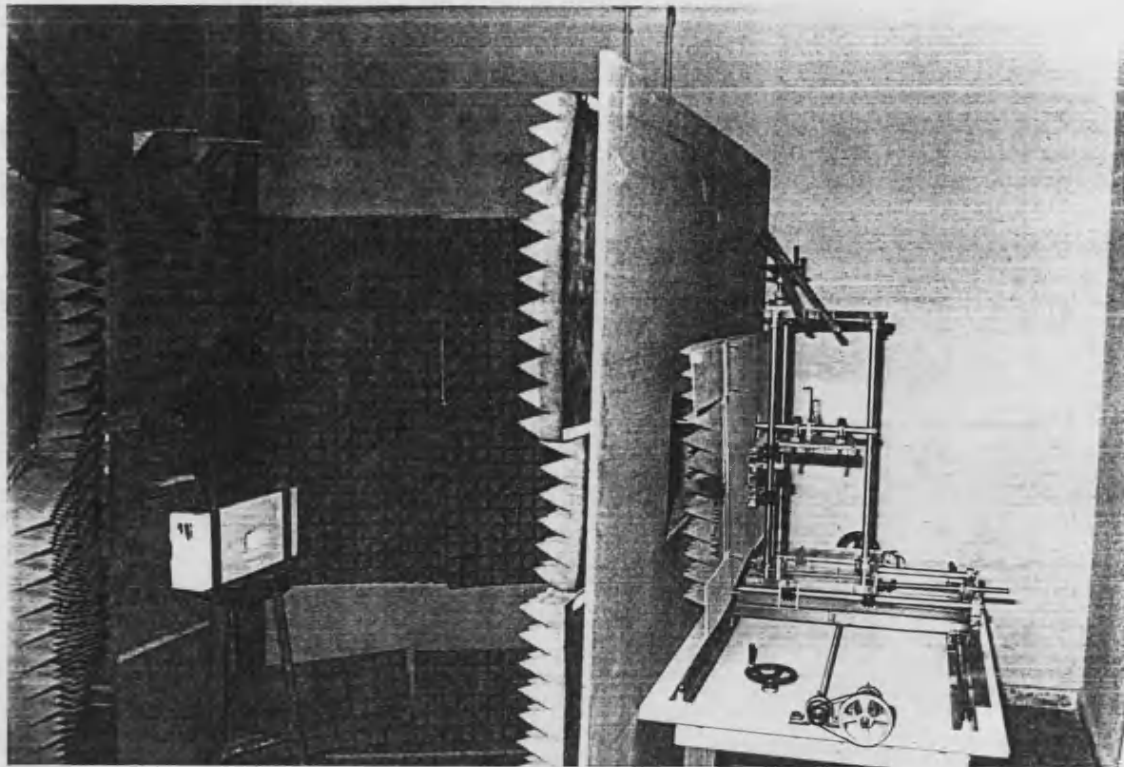


Figura 7.2.2-4

Fotografía del interior de la "cámara anecoica" donde se realizaron las medidas.

El campo de radiación de las antenas se encuentra a partir de la distancia  $R$  prevista por la fórmula  $R=2A^2/\lambda$ . En la frecuencia superior de cada banda dicha distancia es:  $R= 55$  cm para las antenas de la banda baja y  $R=40$  cm para las antenas de la banda alta. Las antenas se separaron una distancia superior (casi el doble) a la que predice esta fórmula; se comprobó que la separación entre antenas no influye en las medidas efectuadas. El prototipo que se va a medir se coloca sobre un soporte dieléctrico a una distancia de 3 ó 4 cm ( $1 \lambda$ ) de la antena emisora, paralelo a la boca de dicha antena; esta distancia atenúa el campo reactivo a fin de evitar acoplos de campo reactivo entre la antena y el girador. El campo de radiación a una distancia tan próxima de la antena se aleja considerablemente de la situación ideal de onda plana, pero la totalidad de la radiación emitida por la antena emisora será recogida por el girador, con lo que el girador interacciona con "casi toda" la señal radiada por la antena alimentadora. Se han realizado ensayos con la distancia antena emisora-girador; a medida que dicha distancia aumenta, la señal girada recogida por la antena receptora disminuye; este fenómeno lo interpretamos intuyendo que si el girador está alejado de la antena emisora "recoge" menos señal sobre su superficie, "girando" menos señal

respecto la total radiada por la antena (conviene aclarar que las antenas son muy poco directivas y el tamaño de las placas es relativamente pequeño).

El analizador de redes HP-8510B realiza las medidas en el dominio de la frecuencia y calcula la transformada inversa de Fourier para obtener la respuesta en el dominio del tiempo; esta técnica permite hacer un filtrado de la señal que disminuye notablemente el efecto de las reflexiones indeseadas. Estas reflexiones tienen orígenes bien diferenciados: reflexión con los obstáculos de la habitación que no están cubiertos con material absorbente (el techo y el suelo principalmente), y, por otra parte, las interferencias que se producen entre la antena emisora, la antena receptora y el prototipo que se está midiendo. Las medidas presentadas en la presente memoria han sido realizadas con esta técnica (salvo que se señale lo contrario); los parámetros de funcionamiento ligados a esta opción de funcionamiento del analizador de redes están descritos en el apéndice 6.

### 7.2.3 Medidas de los coeficientes de transmisión y de la relación axial

El dispositivo experimental descrito permite hacer dos tipos de medidas que definen el comportamiento de un sistema girador de polarización:

a) Medidas de los coeficientes de transmisión  $T'$ ,  $T''$ : Para obtener dichos coeficientes - en módulo y fase- procedemos a medir las pérdidas de inserción del dispositivo:

- 1) Enfrentadas las dos antenas ( $\alpha_R=0$ ), guardamos en memoria el valor del coeficiente S21 ( $S21_{sin}$ ) que nos sirve de referencia.
- 2) Giramos la antena receptora el ángulo de giro previsto para el girador que queremos medir:  $\alpha_R=\delta_P$  (se observa un descenso en el coeficiente  $S21_{sin}$  proporcional a lo previsto por la Ley de Malus).
- 3) Insertamos el girador de polarización; el coeficiente S21 medido ahora ( $S21_{con}$ ) aumenta proporcionalmente a la señal que ha sido girada; el coeficiente  $T'$  resulta ser:

$$T'(\text{dB}) = 20 \log\left(\frac{|S21_{con}|}{|S21_{sin}|}\right) \quad (7.2.3.-1.a)$$

$$\arg(T') = \arg(S21_{con}) - \arg(S21_{sin}) \quad (7.2.3-1.b)$$

4) Girando la antena receptora un ángulo  $\alpha_R = -(90^\circ - \delta_p)$  se obtiene de la misma forma el coeficiente  $T''$ .

**b) Medidas de la relación axial y la diferencia de fase ( $|RA|, \psi$ ):** La señal total transmitida por el girador se puede descomponer como la superposición de dos componentes ortogonales; el cociente de dichas componentes describe una elipse de polarización caracterizada por su relación axial y diferencia de fase (ver apartado 6.3.3.4). El procedimiento de medida de estas dos magnitudes consta de los siguientes pasos:

- 1) El girador se sitúa delante de la antena emisora.
- 2) Se gira la antena receptora hasta formar un ángulo  $\alpha_R = 90^\circ$  y la medida se guarda en memoria ( $S_{21}_{\alpha_R=90}$ )
- 3) Se gira la antena receptora  $90^\circ$  respecto a la posición anterior ( $\alpha_R = 0^\circ$ ) ( $S_{21}_{\alpha_R=0}$ ).
- 4) La relación axial y la diferencia de fase se calculan a partir de estas dos medidas:

$$|RA| = \frac{|S_{21}_{\alpha_R=0}|}{|S_{21}_{\alpha_R=90}|} \quad (7.2.3.-2.a)$$

$$\psi = \arg(S_{21}_{\alpha_R=0}) - \arg(S_{21}_{\alpha_R=90}) \quad (7.2.3-2.b)$$

### 7.2.3.1 Verificación experimental de la Ley de Malus

Antes de comenzar a medir dispositivos giradores se realizaron una serie de experiencias que intentan reproducir la Ley de Malus. La observación de estas medidas determina la precisión de giro del sistema empleado.

Se guarda en memoria una primera medida con  $\alpha_R = 0^\circ$  que nos sirve de referencia; a continuación se gira la antena receptora un determinado ángulo  $\alpha_R$ ; el cociente de estas dos medidas debe ser igual al valor previsto por la Ley de Malus:  $T_{M(1)}(\alpha_R) = \cos^2 \alpha_R$ . En las tablas 7.2.3.1-1, 7.2.3.1-2 se muestran los valores teóricos y experimentales para las dos parejas de bocinas en tres frecuencias distintas para cada banda.

Tabla 7.2.3.1-1

COEFICIENTE $T_{M(1)}(\alpha_R)$ (dB) ; BANDA BAJA				
$\alpha_R$ (°)	$10 \log(\cos^2 \alpha_R)$	8 GHz	10.5 GHz	13 GHz
1	-0.0013	-0.0052	-0.0032	-0.0011
5	-0.0331	-0.0292	-0.0345	-0.0328
10	-0.1330	-0.1216	-0.1272	-0.1272
30	-1.2494	-1.2520	-1.2700	-1.2804
45	-3.0103	-3.0282	-3.0577	-3.0079
60	-6.0206	-6.0693	-6.1147	-6.1348
85	-21.1941	-21.209	-21.426	-21.468
90	$-\infty$	-44.512	-54.215	-44.594

Tabla 7.2.3.1-2

COEFICIENTE $T_{M(1)}(\alpha_R)$ (dB) ; BANDA ALTA				
$\alpha_R$ (°)	$10 \log(\cos^2 \alpha_R)$	12 GHz	15 GHz	18 GHz
1	-0.0013	-0.0014	-0.0005	-0.0020
5	-0.0331	-0.0302	-0.0267	-0.0316
10	-0.1330	-0.1219	-0.1292	-0.1326
30	-1.2494	-1.2198	-1.2213	-1.2364
45	-3.0103	-2.9952	-2.9983	-3.0243
60	-6.0206	-5.9971	-5.9980	-6.0334
85	-21.1941	-20.861	-20.813	-20.927
90	$-\infty$	-44.447	-56.48	-44.441

El error relativo de los valores presentados en estas tablas oscila entre un 0.005% y un 9% para la banda baja, y un 0.002% y un 6% para la banda alta. De la observación de estos resultados se desprende que la resolución angular del sistema empleado es aceptable.

### 7.2.3.2 Fuentes de error en las medidas

En este apartado presentamos un análisis de las principales fuentes de error y de su influencia en las magnitudes medidas. No pretendemos desarrollar dicho aspecto con extensión, pero sí enumerar los errores que afectan a las medidas que se presentan.

Las principales fuentes de error son:

a) Errores en el sistema de medida: La calibración del analizador de redes proporciona una precisión muy buena en las medidas; los errores de medida de las amplitudes y las fases pueden estimarse en  $\pm 0.1$  dB y  $\pm 2^\circ$  respectivamente.

b) Errores debidos a la polarización cruzada de las antenas: El nivel de polarización cruzada entre las antenas es inferior a -44 dB.

c) Errores debidos al alineamiento de las antenas: Las antenas utilizadas son muy poco directivas, por lo que los errores cometidos en el alineamiento de las mismas son despreciables. Se ha comprobado que una pequeña variación en la posición de las antenas no produce cambios en las medidas.

d) Errores debidos al giro entre antenas: El error relativo máximo encontrado en el epígrafe 7.2.3.1 está en torno al 9%.

e) Errores por difracción en los bastidores.

f) Efectos de borde debidos a la finitud de las rejillas de cintas: Las rejillas no son lo suficientemente grandes para despreciar la interacción de la señal incidente en los bordes de la misma.

g) Errores en el montaje de los prototipos: El montaje de los prototipos se realiza con un error angular estimado en  $\pm 2^\circ$ . El error en la separación entre etapas (L) es  $\pm 0.05$  mm. Se han realizado cálculos con el programa GIRPL2 para estudiar el efecto de estos errores en el montaje de los prototipos. Variando el ángulo de giro entre etapas  $\pm 2^\circ$  se detecta una variación del 0.06 % en los módulos de los coeficientes de transmisión y reflexión, y del 0.08 % en las fases de dichos coeficientes. Si variamos la separación entre etapas  $\pm 0.05$  mm se observa una variación del 0.09 % en los módulos y del 1.1 % en las fases. Concluimos que los errores introducidos en el montaje de los prototipos son muy pequeños.

h) Errores debidos a las reflexiones indeseadas: La técnica de las medidas en el dominio del tiempo elimina parcialmente el efecto de las reflexiones indeseadas, si bien se ha observado que los prototipos experimentales que presentan (teóricamente) un



coeficiente de transmisión inferior a -1 dB, contribuyen sustancialmente a las reflexiones entre las antenas y el sistema girador; el efecto de estas reflexiones indeseadas altera sustancialmente las medidas del coeficiente de transmisión. Las figuras 7.2.3.2-1, 7.2.3.2-2 muestran la medida de dicho coeficiente para dos configuraciones: la primera configuración (figura 7.2.3.2-1) presenta un coeficiente de transmisión teórico que oscila entorno a -2 dB en la banda de frecuencia presentada; la segunda configuración (figura 7.2.3.2-2) tiene un coeficiente teórico superior a -1 dB; se adjuntan las curvas con y sin filtrado en el dominio del tiempo. Se observa que en la primera figura aparece una fuerte oscilación que no es filtrada por la ventana en el dominio del tiempo; en la segunda figura la oscilación también aparece, pero es prácticamente eliminada al aplicar el filtro.

Otras causas que pueden influir en la no coincidencia entre las medidas y la teoría propuesta, son las pérdidas en los dieléctricos y los conductores, si bien en el rango de frecuencias de trabajo estas pérdidas pueden considerarse despreciables ( $\approx -36$  dB en la lámina dieléctrica, y  $\approx -21$  dB en las cintas, ambos a 18 GHz).

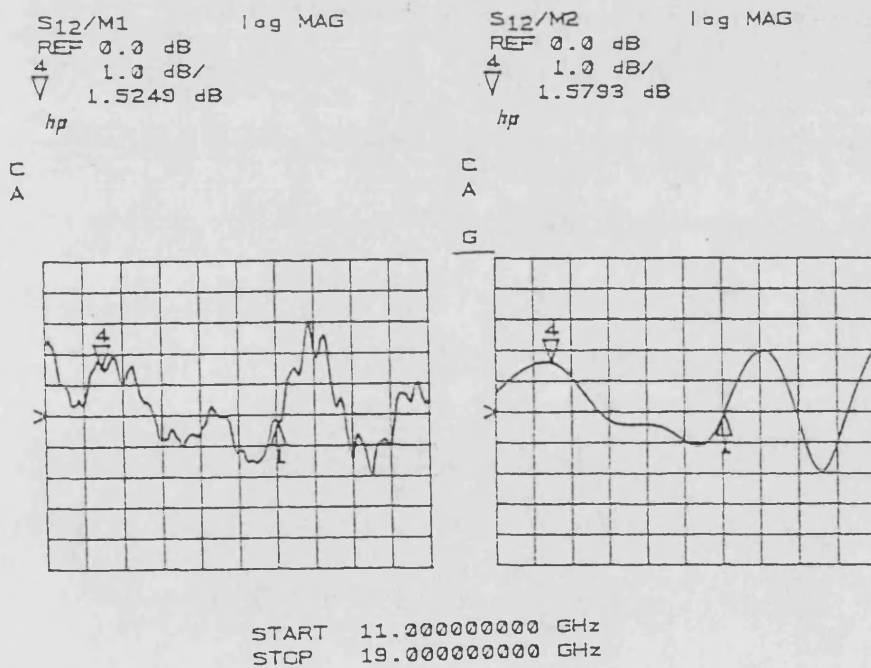


Figura 7.2.3.2-1

Coeficiente de transmisión  $T'$ ;  $P=2$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=60^\circ$ ,  $L=4.20$  mm. La gráfica de la izquierda no ha sido filtrada; la gráfica de la derecha (G) ha sido filtrada en el dominio del tiempo.

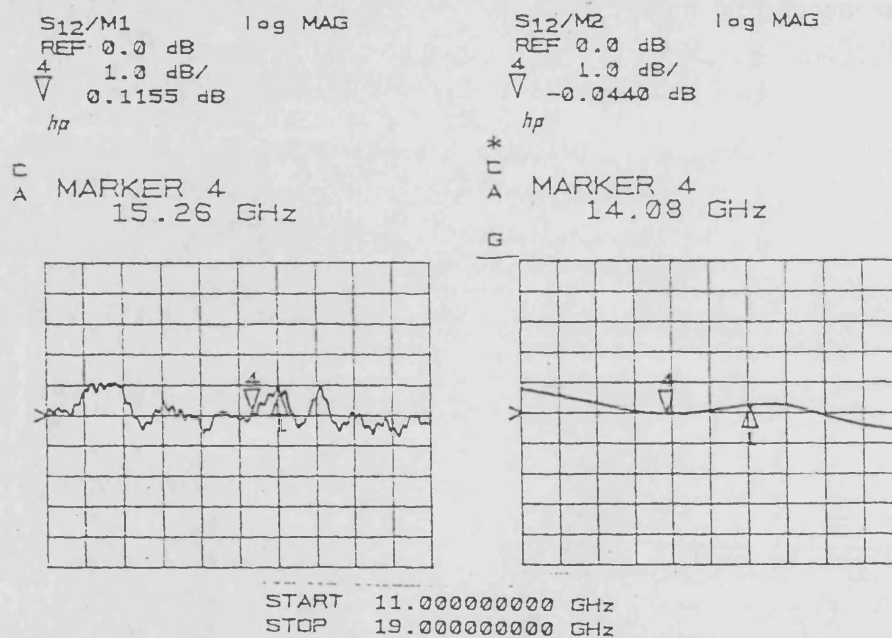


Figura 7.2.3.2-2

Coeficiente de transmisión  $T^1$ ;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_1=60^\circ$ ,  $L_1=4.85$  mm.,  $L_2=4.20$  mm. La gráfica de la izquierda no ha sido filtrada; la gráfica de la derecha (G) ha sido filtrada en el dominio del tiempo.

## 7.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES

En este apartado se presentan las medidas realizadas con el equipo experimental descrito en el anterior epígrafe; en todas las figuras se presentan tres curvas: teórica (obtenida con el programa GIRPL2), medida en la banda baja y medida en la banda alta. Las medidas se han efectuado en incidencia normal.

### 7.3.1 Medidas de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico

Se llevaron a cabo medidas de los coeficientes de transmisión de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico; los resultados se muestran en las figuras 7.3.1-1, 7.3.1-2. La oscilación de ambas magnitudes en torno al valor central, efecto que no aparece en las predicciones teóricas, puede deberse fundamentalmente a dos causas: de un lado a los efectos de borde del dispositivo, y de otra parte a las reflexiones múltiples entre el polarizador, la antena emisora y la antena receptora. Principalmente atribuimos la oscilación al segundo fenómeno, ya que al variar la separación entre el girador y la antena emisora, la estructura de dicha oscilación se modifica. Esta oscilación provoca el fenómeno paradójico de que la placa de cintas presente un coeficiente de transmisión  $T_0'$  mayor que la unidad.

Estas oscilaciones son constantes en todas las medidas efectuadas, siendo atenuadas mediante la técnica del filtrado en el dominio del tiempo (en el apartado 7.2.3.2 se han expuesto dos ejemplos de la aplicación de esta técnica). En la figura 7.3.1-3 mostramos la señal en el dominio del tiempo correspondiente a la medida del coeficiente  $T_0'$  de una placa de cintas; se observa el pulso principal (correspondiente a la señal "directa"), un pulso más pequeño que se corresponde con la reflexión entre la antena emisora y la placa de cintas, y pulsos de las múltiples reflexiones entre los dispositivos. En la figura se han señalado las marcas correspondientes a la ventana temporal escogida para eliminar el efecto de las reflexiones indeseadas.

La concordancia entre las medidas experimentales de una placa de cintas y los valores previstos por la teoría se consideran aceptables.

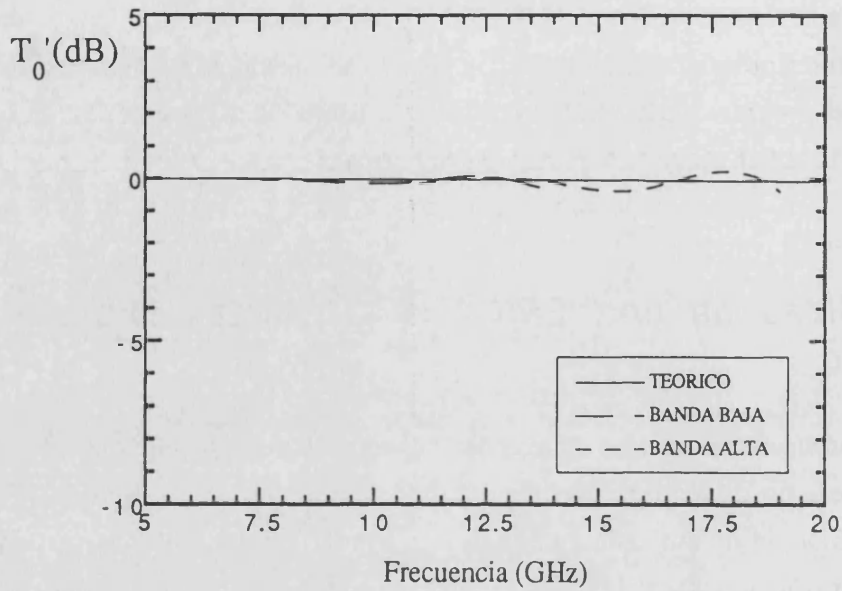


Figura 7.3.1-1

Coefficiente de transmisión  $T_0'$  en función de la frecuencia de una placa de cintas impresa en dieléctrico ( $\alpha_R=0^\circ$ ).

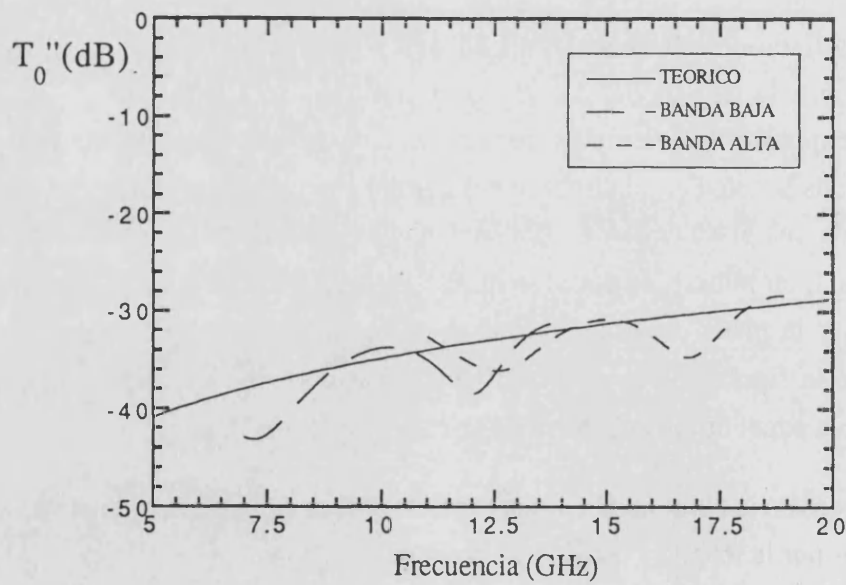


Figura 7.3.1-2

Coefficiente de transmisión  $T_0''$  en función de la frecuencia de una placa de cintas impresa en dieléctrico ( $\alpha_R=0^\circ$ ).

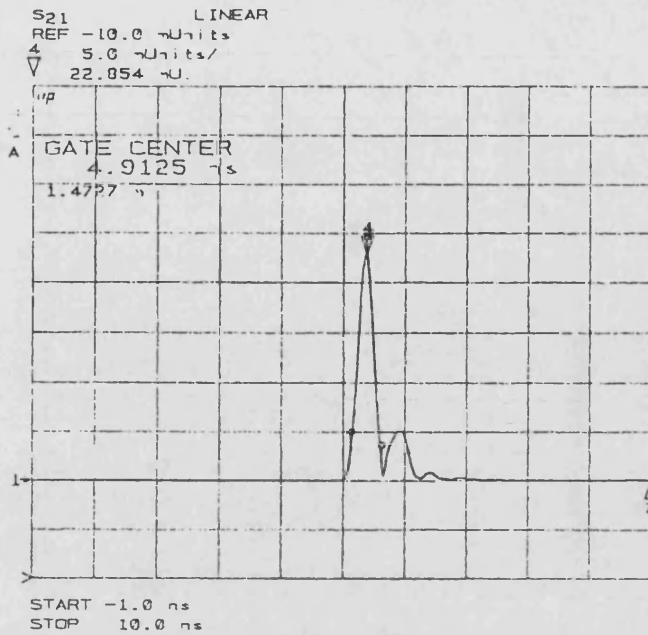


Figura 7.3.1-3

Medida de  $S_{21}$  (modo tipo-E) en el dominio del tiempo de una placa de cintas impresa en dieléctrico. El pico más elevado corresponde a la señal "directa"; el segundo pico corresponde a la reflexión entre la rejilla y la antena emisora. En la gráfica se muestra la ventana del filtro en el dominio del tiempo ("GATING") que elimina parte de las reflexiones indeseadas.

### 7.3.2 Medida de las resonancias

Se realizaron medidas que permitieran verificar la aparición de las resonancias en las frecuencias previstas por el modelo teórico desarrollado (ver apartado 6.4.3). En las medidas no se ha hecho uso del filtrado en el dominio del tiempo debido a que enmascara la aparición de los picos de resonancia.

Se han ensayado dos prototipos:

- Sistema simétrico formado por 3 placas espaciadas  $L \approx 14.7$  mm y  $\delta_p = 30^\circ$  (figura 7.3.2-1).
- Sistema asimétrico de tres placas espaciadas  $L_1 \approx 14.7$  mm,  $L_2 \approx 4.85$  mm y  $\delta_p = 30^\circ$  (figura 7.3.2-2).

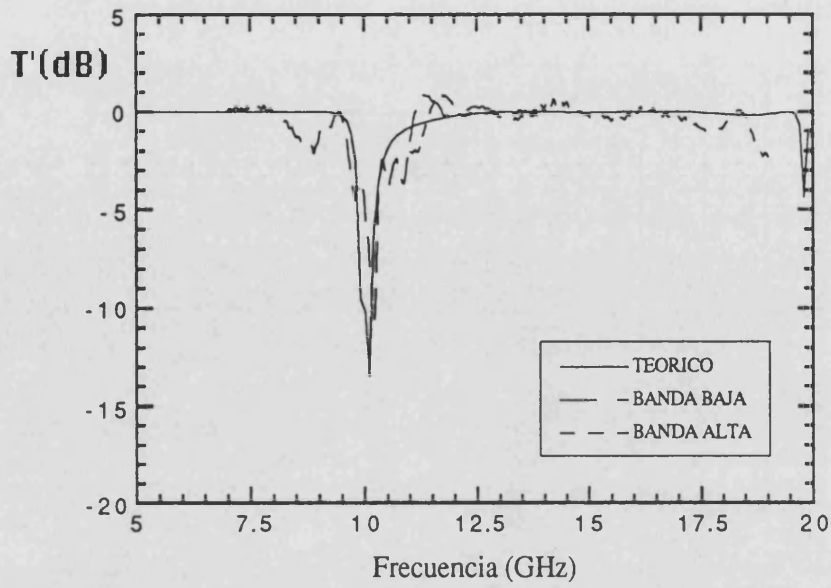


Figura 7.3.2-1

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=15^\circ$ ,  $\delta_3=30^\circ$ . Sistema simétrico:  $L_1=14.75$  mm,  $L_2=14.60$  mm.

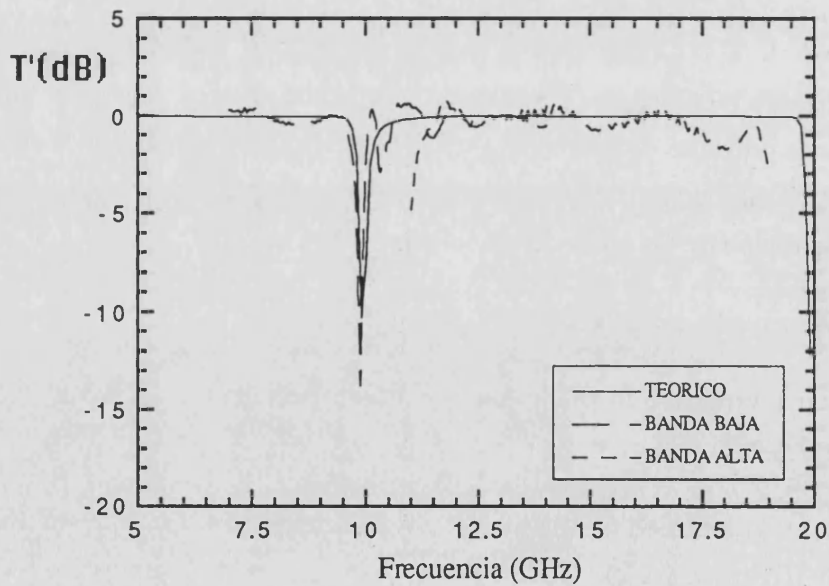


Figura 7.3.2-2

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=15^\circ$ ,  $\delta_3=30^\circ$ . Sistema asimétrico:  $L_1=14.75$  mm,  $L_2=4.85$  mm.

La concordancia teoría-experiencia es buena, si bien los picos de resonancia aparecen ligeramente desplazados respecto el valor previsto. N. Hill, S. Cornbleet [6-7] encuentran en sus medidas este mismo fenómeno; los autores lo explican como el efecto combinado del dieléctrico de los bastidores que soportan las rejillas de cintas, y la curvatura que sufren las placas de cintas, ya que en un montaje real no están perfectamente rígidas. Nosotros nos decantamos por la segunda causa, puesto que hemos comprobado en algunas medidas que las rejillas sufren un encorvamiento que hace variar la frecuencia de resonancia de la estructura, si bien no podemos despreciar el efecto de la primera causa.

### 7.3.3 Medidas del coeficiente de transmisión en función del número de placas ( $\delta_P=45^\circ$ )

En este apartado exponemos un conjunto de medidas que permiten estudiar la capacidad giradora de un girador con  $\delta_P=45^\circ$  modificando el número de etapas (P). Hemos montado prototipos con la primera etapa girada y con la primera etapa no girada.

#### 7.3.3.1 Primera etapa girada

Se presentan tres prototipos formados por 2, 3 y 4 placas (figuras 7.3.3.1-1, 7.3.3.1-2, 7.3.3.1-3 respectivamente). La primera de las tres figuras muestra una desviación acusada entre la teoría y la experiencia, fenómeno comúnmente observado en los sistemas que presentan una transmitancia "baja" (inferior a  $\approx -1$  dB). Estos sistemas aumentan las reflexiones múltiples que hay entre las antenas y el sistema girador; el efecto global es que las medidas salen con un rizado muy acusado, "apartándose" de los valores teóricos esperados.

Se puede concluir de la observación de estas gráficas que una configuración con tres etapas es adecuada para girar  $45^\circ$  el campo incidente en la banda 7-18 GHz.

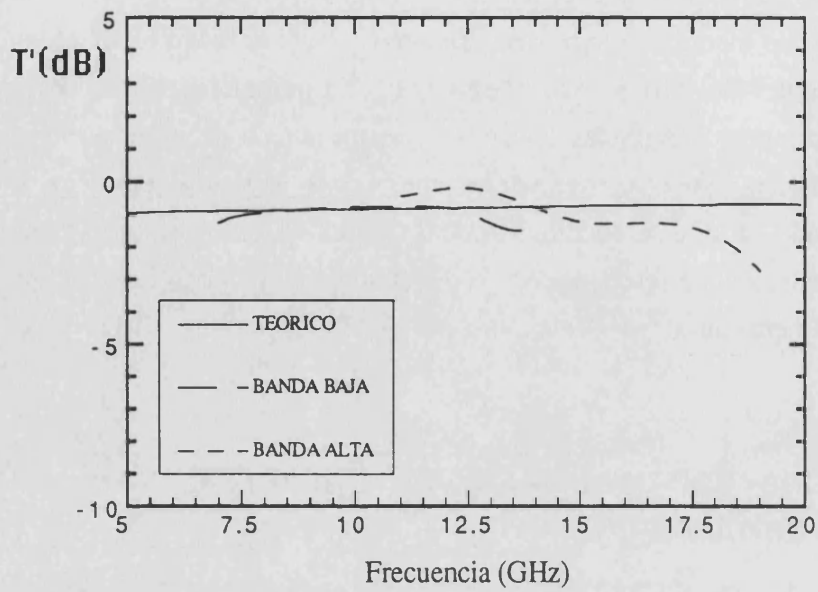


Figura 7.3.3.1-1

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=2$ ,  $\delta_1=22.5^\circ$ ,  $\delta_2=45^\circ$ ;  $L_1=4.20$  mm

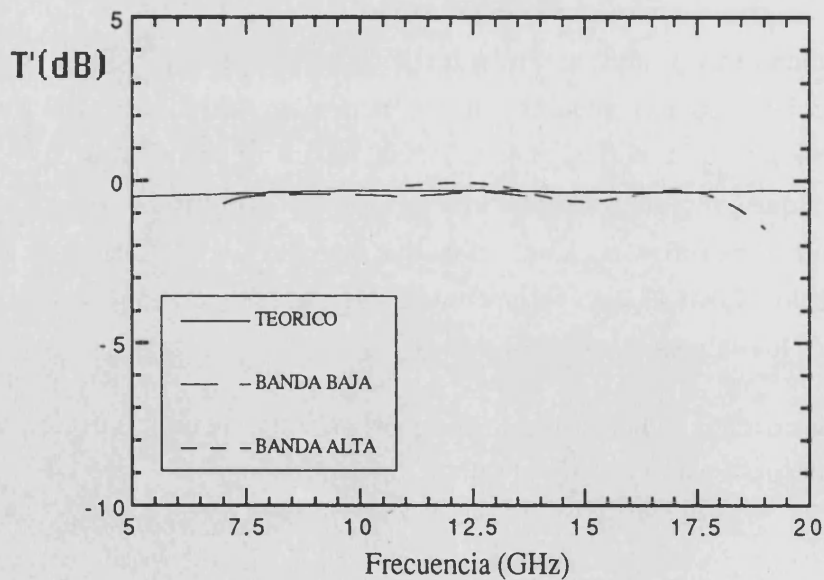


Figura 7.3.3.1-2

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm



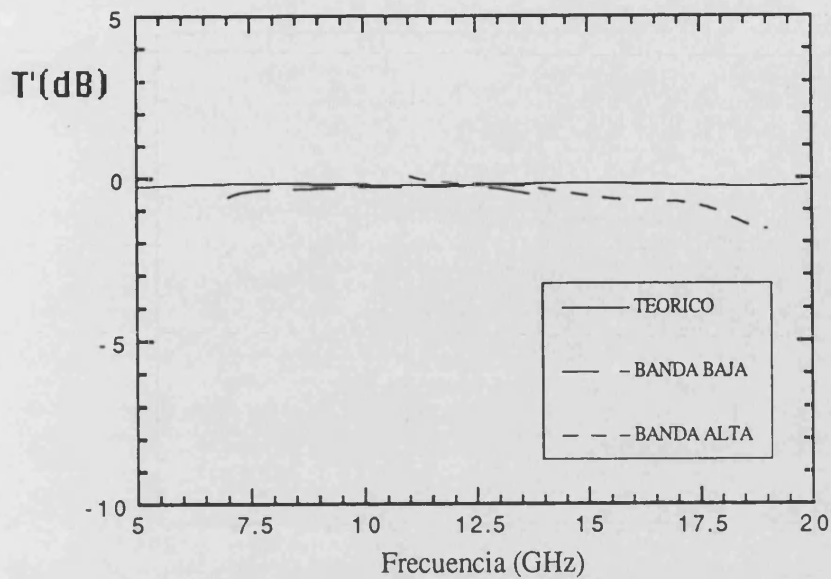


Figura 7.3.3.1-3

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=11.25^\circ$ ,  
 $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=33.75^\circ$ ,  $\delta_4=45^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.80$  mm,  $L_3=4.20$  mm

### 7.3.3.2 Primera etapa no girada

Se presentan tres prototipos formados por 2, 3 y 4 placas (figuras 7.3.3.2-1, 7.3.3.2-2, 7.3.3.2-3). En la primera de estas tres figuras se observa una gran desviación entre teoría y experiencia; la explicación de este fenómeno es la dada en el anterior epígrafe (7.3.3.1).

De la observación de todas las curvas podríamos concluir que la configuración con 3 placas nos da buenos resultados con ó sin la primera etapa girada.

En las 6 gráficas presentadas para giradores de  $45^\circ$  encontramos que la máxima desviación entre teoría y experiencia es del 41 %.

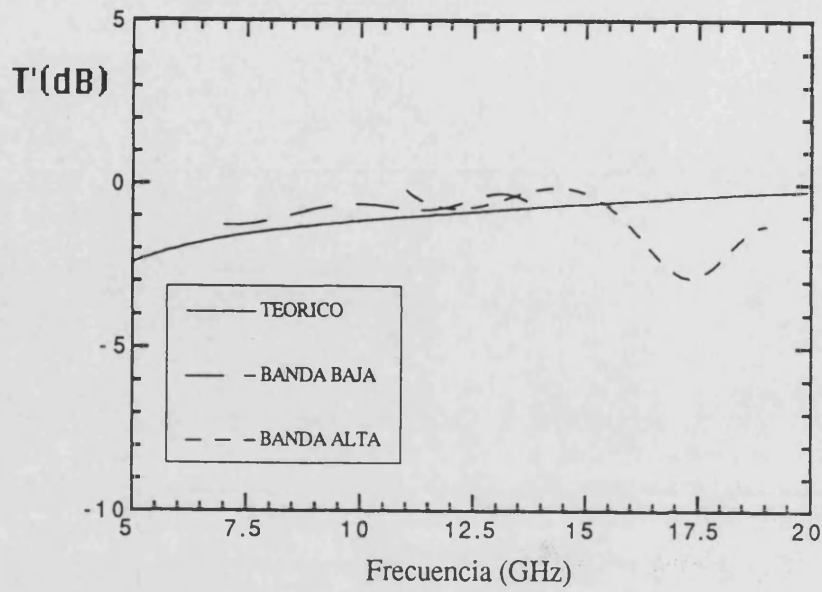


Figura 7.3.3.2-1

Coefficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=2$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=45^\circ$ ;  
 $L_1=4.20$  mm

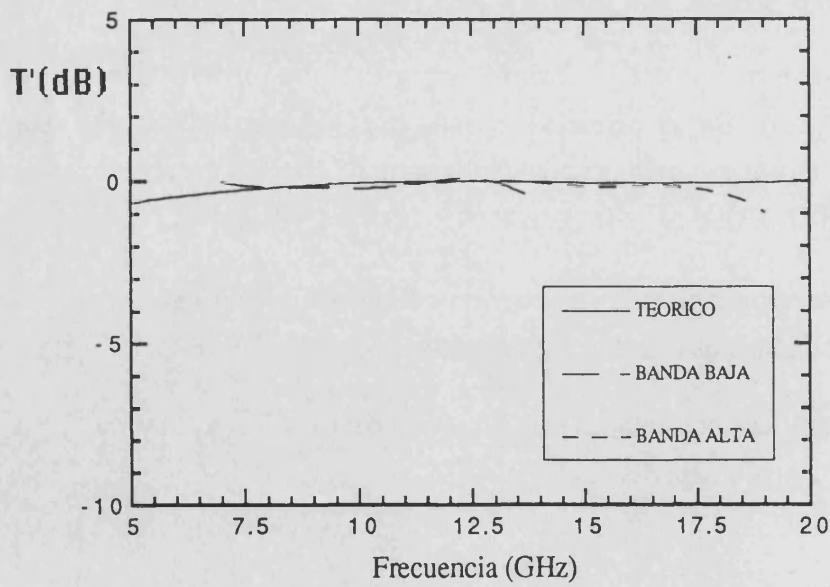


Figura 7.3.3.2-2

Coefficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  
 $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

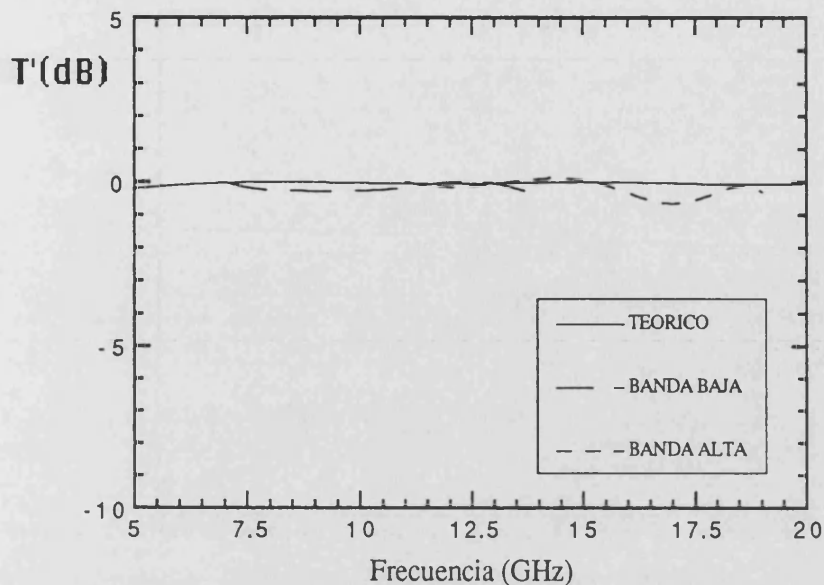


Figura 7.3.3.2-3

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=15^\circ$ ,  $\delta_3=30^\circ$ ,  $\delta_4=45^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

### 7.3.4 Medidas del coeficiente de transmisión en función del número de placas ( $\delta_P=60^\circ$ )

Seguimos los mismos pasos que en el apartado anterior para un girador con  $\delta_P=60^\circ$ .

#### 7.3.4.1 Primera etapa girada

Se presentan tres prototipos formados por 2, 3 y 4 placas (figuras 7.3.4.1-1, 7.3.4.1-2, 7.3.4.1-3). Las dos primeras presentan un rizado acusado debido a que el dispositivo tiene un coeficiente de transmisión  $T' \approx -1$  dB.

De la observación de estas curvas concluimos que se requieren al menos 4 placas para girar adecuadamente el campo eléctrico  $60^\circ$ .

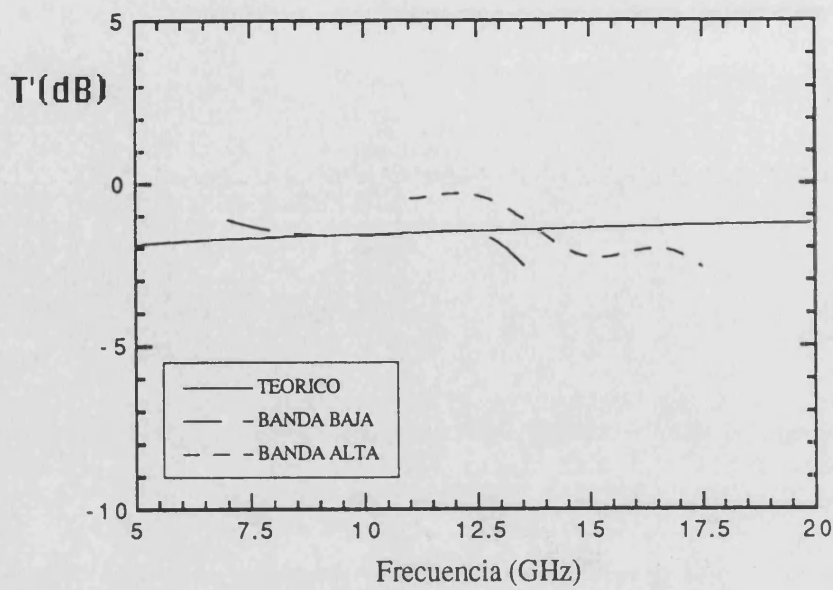


Figura 7.3.4.1-1

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=2$ ,  $\delta_1=30^\circ$ ,  $\delta_2=60^\circ$ ;  $L_1=4.20$  mm

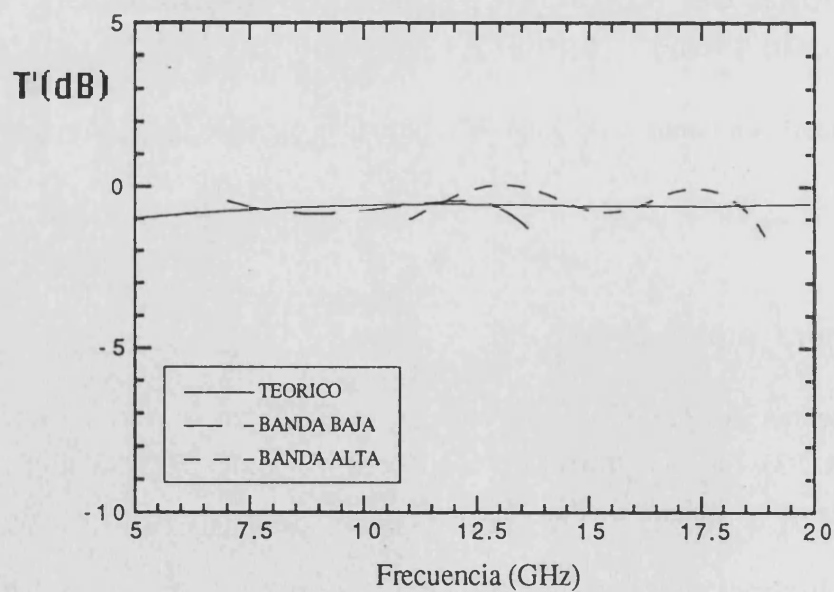


Figura 7.3.4.1-2

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=20^\circ$ ,  $\delta_2=40^\circ$ ,  $\delta_3=60^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

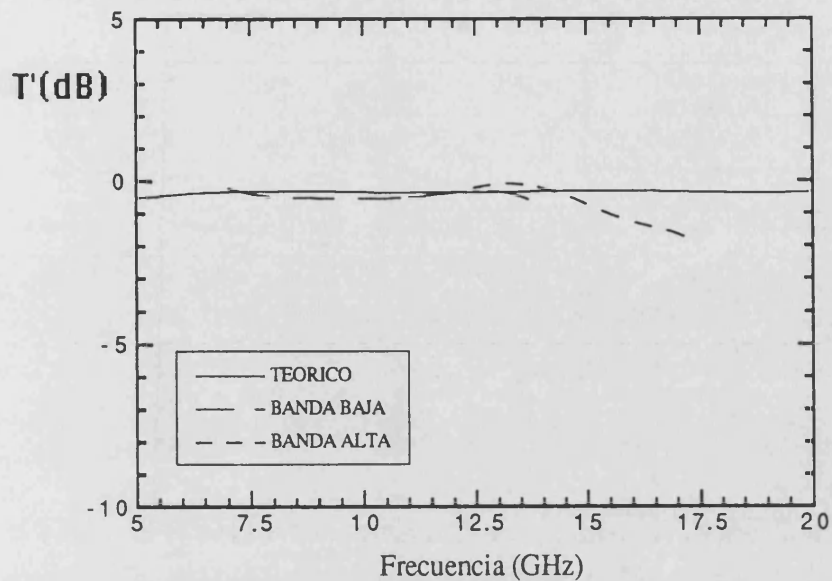


Figura 7.3.4.1-3

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  
 $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

### 7.3.4.2 Primera etapa no girada

Se presentan tres prototipos formados por 2, 3 y 4 placas (figuras 7.3.4.2-1, 7.3.4.1-2, 7.3.4.1-3). Las dos primeras presentan un rizado acusado debido a que el dispositivo tiene un coeficiente de transmisión  $T' \approx -1$  dB.

Para un giro de  $60^\circ$  podemos estimar que necesitamos 4 placas para conseguir un valor de la ganancia aceptable en la banda 7-15 GHz.

En las 6 gráficas presentadas para giradores de  $60^\circ$  encontramos que la máxima desviación entre teoría y experiencia es del 27 %.

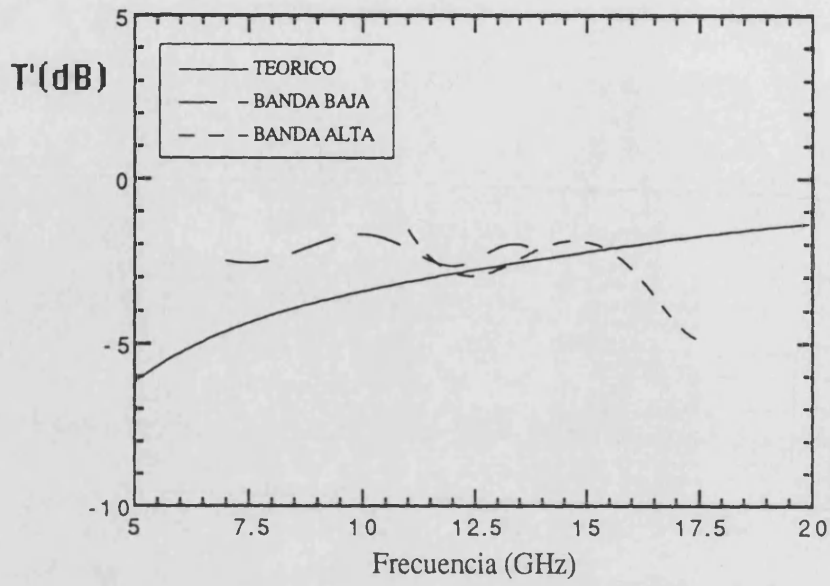


Figura 7.3.4.2-1

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=2$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=60^\circ$ ;  
 $L_1=4.20$  mm

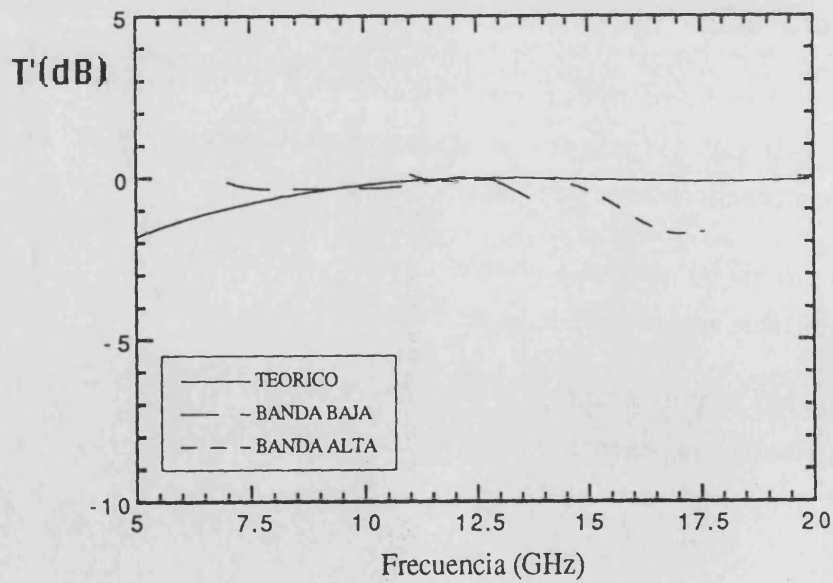


Figura 7.3.4.2-2

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  
 $\delta_3=60^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

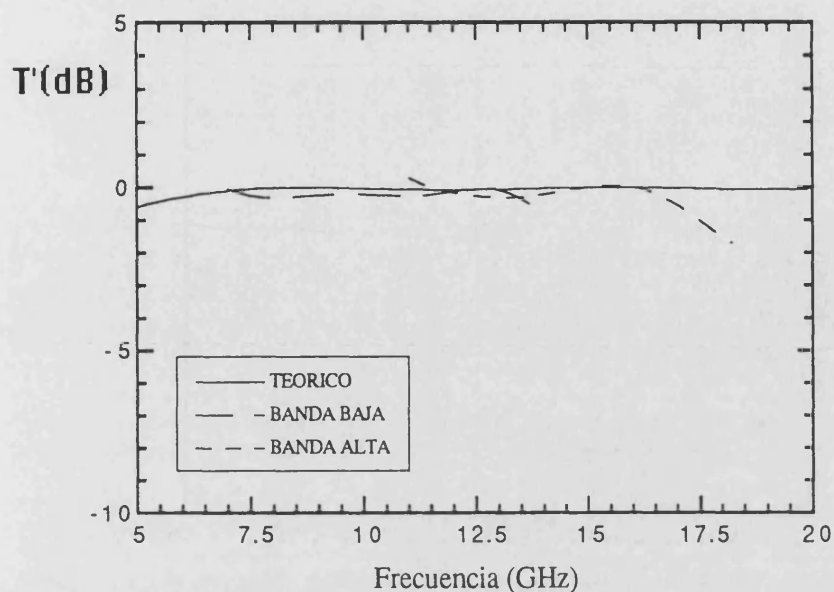


Figura 7.3.4.2-3

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=20^\circ$ ,  
 $\delta_3=40^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

### 7.3.5 Medidas del coeficiente de transmisión en función del número de placas ( $\delta_p=90^\circ$ )

Finalmente estudiamos sistemas giradores de  $90^\circ$ .

#### 7.3.5.1 Primera etapa girada

Se presentan dos prototipos formados por 2 y 3 placas (figuras 7.3.5.1-1, 7.3.5.1-2). Las resonancias son acusadas debido a que el coeficiente de reflexión de ambas configuraciones es elevado, comportándose ambos sistemas como malos giradores de polarización.



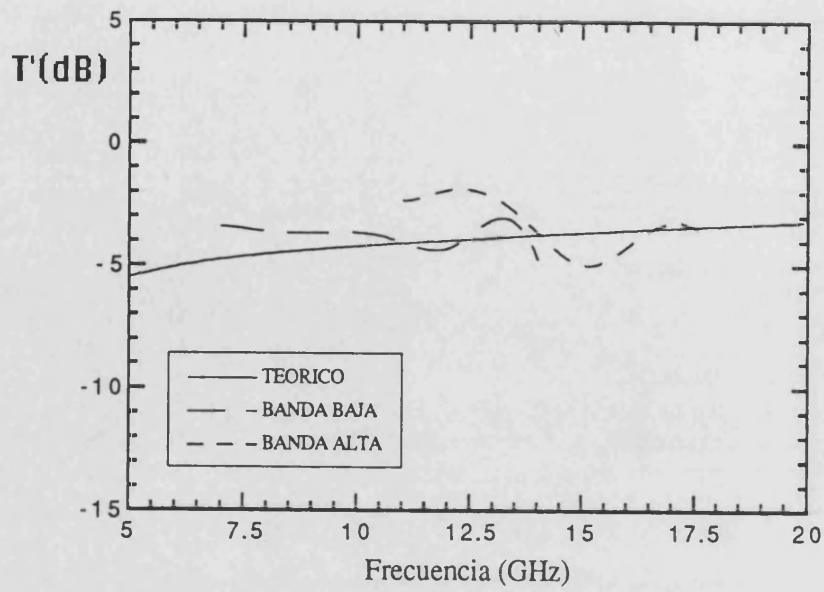


Figura 7.3.5.1-1

Coefficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=2$ ,  $\delta_1=45^\circ$ ,  $\delta_2=90^\circ$ ;  $L_1=4.20$  mm

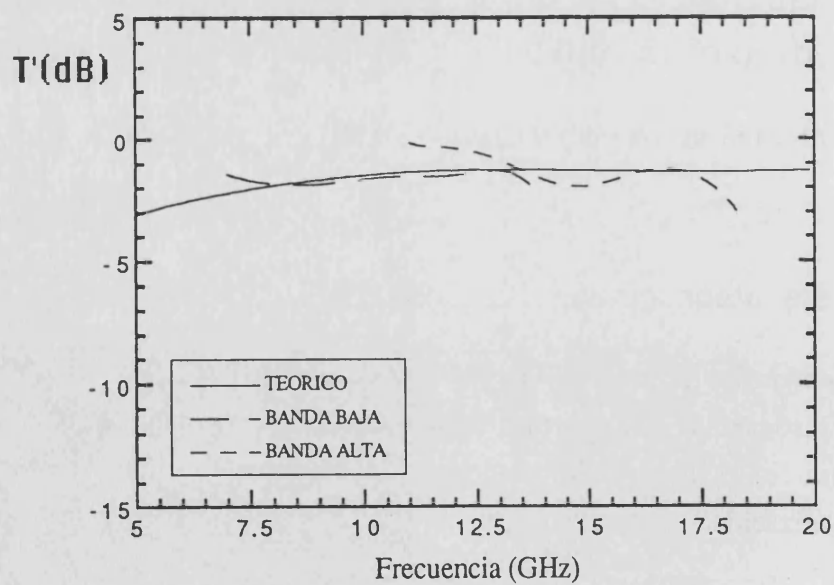


Figura 7.3.5.1-2

Coefficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=30^\circ$ ,  $\delta_2=60^\circ$ ,  $\delta_3=90^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm



### 7.3.5.2 Primera etapa no girada

Se presentan dos prototipos formados por 3 y 4 placas (figuras 7.3.5.2-1, 7.3.5.2-2).

La configuración formada por 4 placas da un comportamiento aceptable en la banda 7-14 GHz.

En las 4 gráficas presentadas para giradores de  $90^\circ$  encontramos que la máxima desviación entre teoría y experiencia es del 64 %.

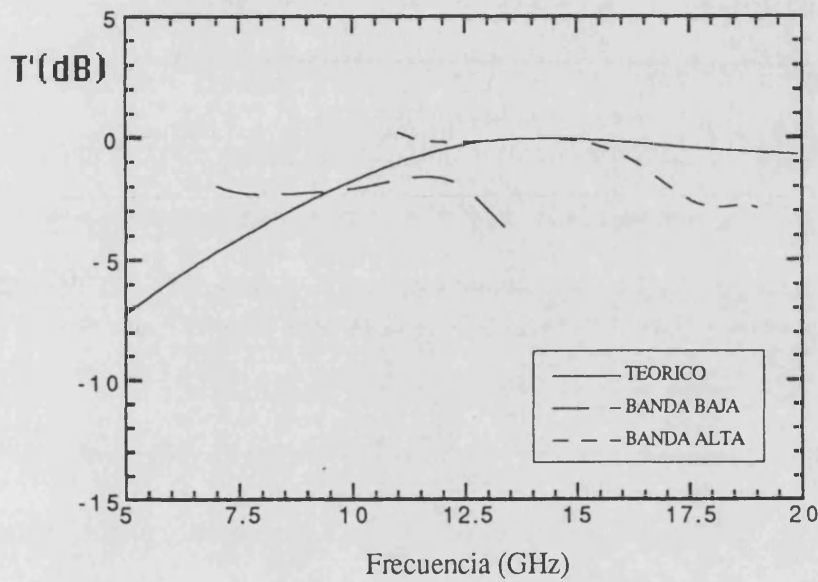


Figura 7.3.5.2-1

Coefficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=45^\circ$ ,  $\delta_3=90^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

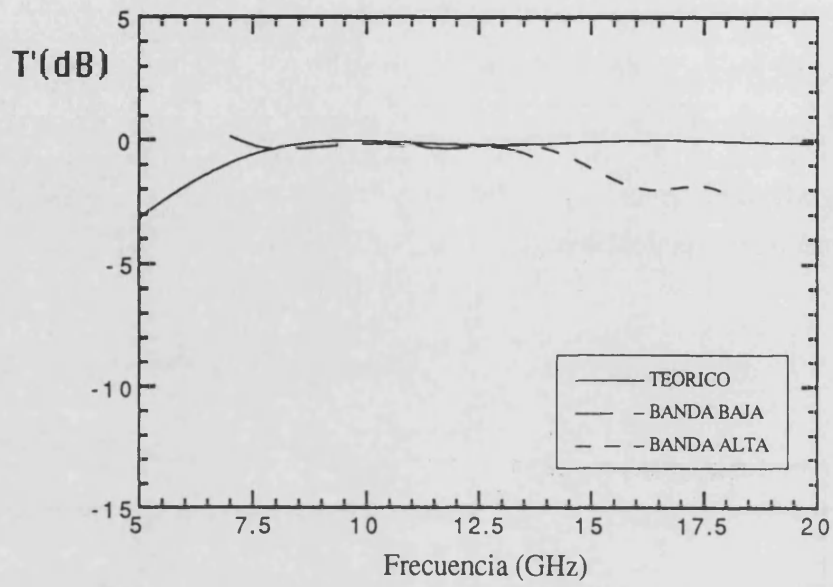


Figura 7.3.5.2-2

Coeficiente de transmisión  $T'$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  
 $\delta_3=60^\circ$ ,  $\delta_4=90^\circ$ ;  $L_1=5.0$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

### 7.3.6 Medidas de la relación axial ( $|RA|$ ) y la diferencia de fase ( $\psi$ ). Elipses de polarización

Vamos a analizar en este apartado el estado de polarización de la señal transmitida por el sistema girador; recordamos que si  $|RA| = \text{tg} \delta_p$  la señal incidente es girada con el ángulo deseado, y si  $\psi = 180^\circ$  tenemos la máxima pureza de polarización (señal linealmente polarizada). Nos hemos centrado en los prototipos de los apartados 7.3.3, 7.3.4 que muestran buen comportamiento en la banda 7-18 GHz. Se han estudiado las configuraciones con la primera etapa girada y no girada.

#### 7.3.6.1 Giradores de $\delta_p = 45^\circ$

Las figuras 7.3.6.1-1, 7.3.6.1-2, 7.3.6.1-3, 7.3.6.1-4 muestran el comportamiento de giradores formados por tres placas con la primera etapa girada (dos primeras figuras) y con la primera etapa no girada (las dos últimas).

La observación de estas curvas nos muestra que el sistema girador proporciona una señal convenientemente girada en la banda de interés para las dos configuraciones mostradas.

Las figuras 7.3.6.1-5, 7.3.6.1-6 muestran las elipses de polarización de las señales "giradas" por las dos configuraciones expuestas en tres frecuencias diferentes; se han construido a partir de resultados experimentales. Las elipses están referidas al sistema  $X_0Y_0$ ; en este sistema la entrada del sistema es una onda con el vector campo eléctrico orientado en la dirección  $Y_0$ . La pureza de polarización queda determinada por la "estilización" de la elipse; el caso ideal sería una elipse degenerada en una recta. De la observación de estas elipses se deduce que la pureza de la señal transmitida es muy buena, acercándose en todos los casos a una recta.

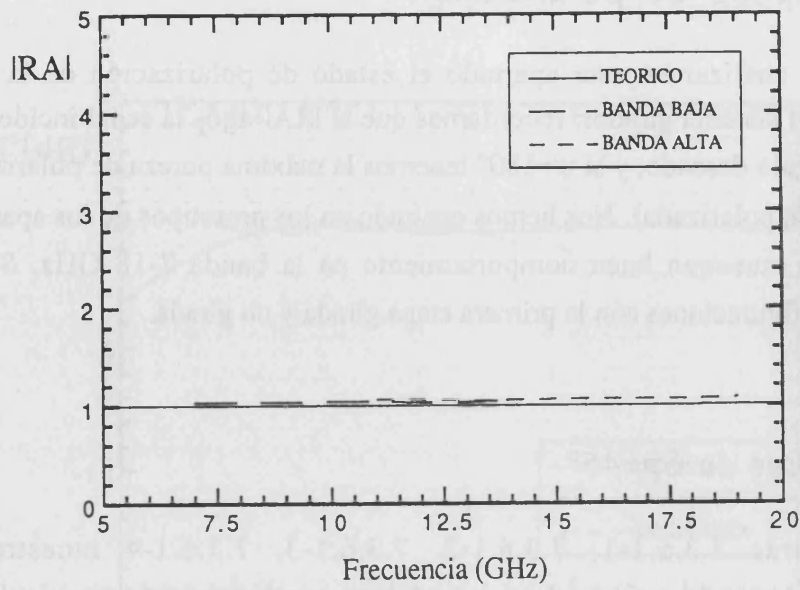


Figura 7.3.6.1-1

Relación axial  $|IRA|$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  
 $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

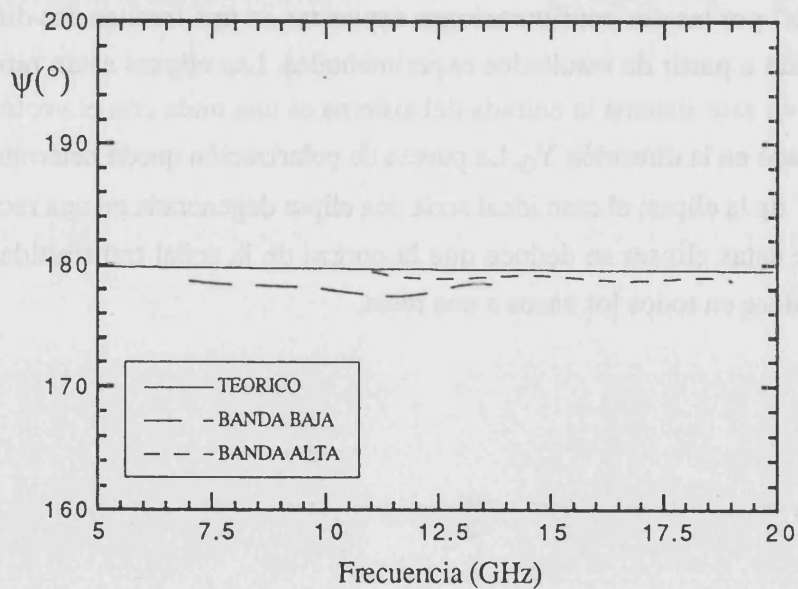


Figura 7.3.6.1-2

Diferencia de fase  $\psi$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  
 $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

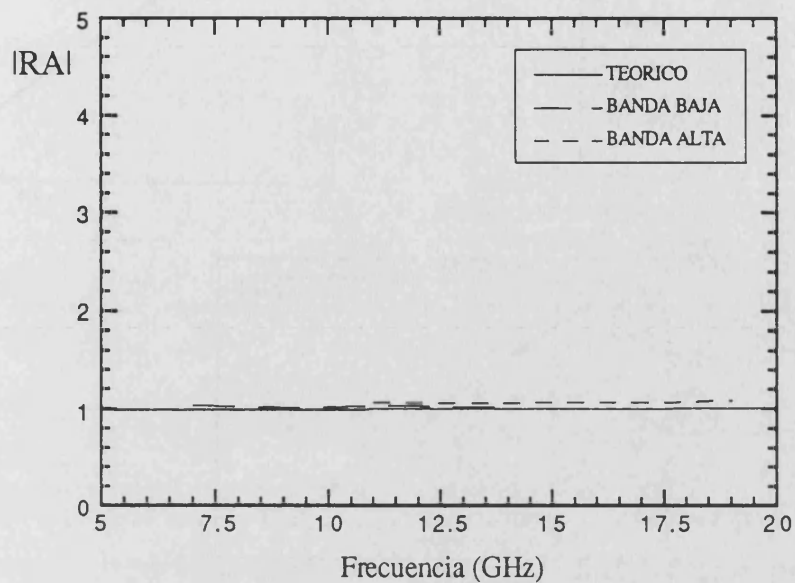


Figura 7.3.6.1-3

Relación axial  $|RA|$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  
 $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

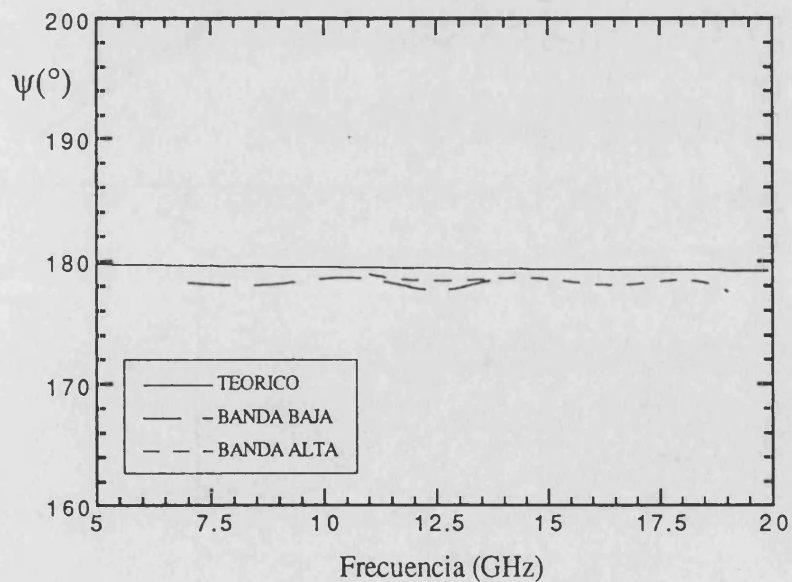


Figura 7.3.6.1-4

Diferencia de fase  $\psi$  en función de la frecuencia;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  
 $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

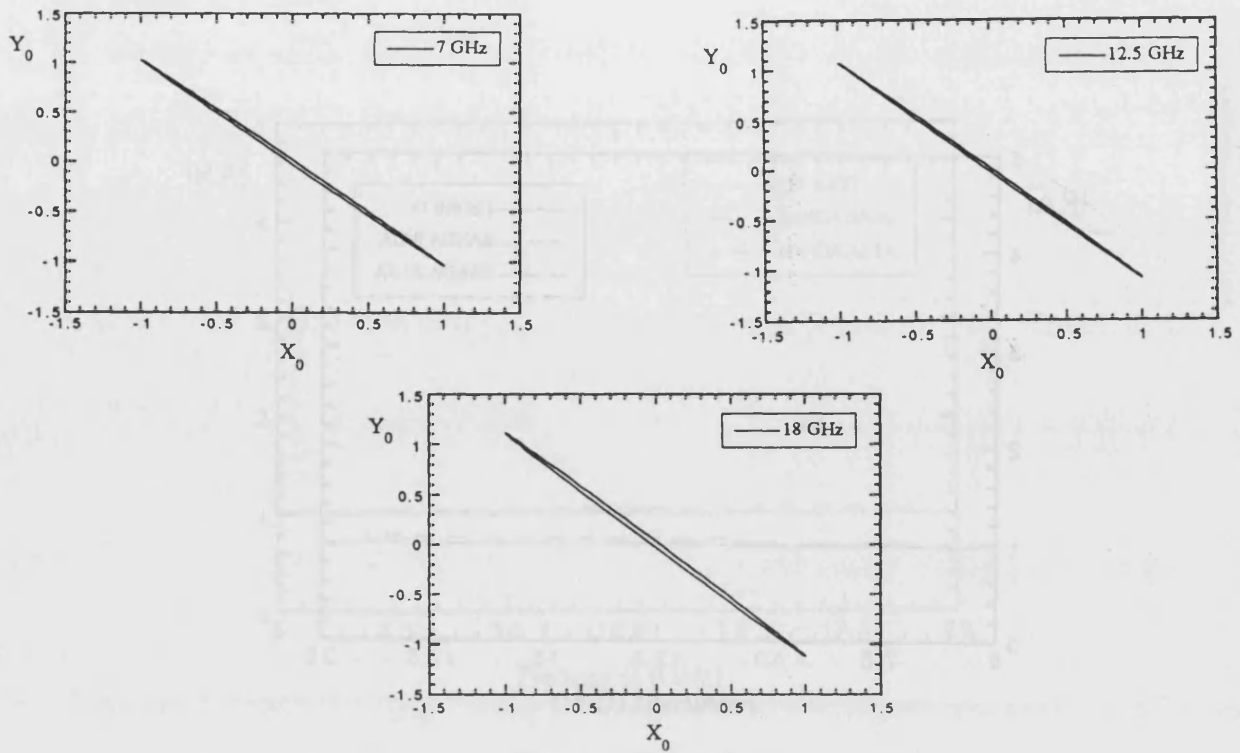


Figura 7.3.6.1-5

Elipses de polarización de la señal transmitida por el girador en tres frecuencias diferentes;  $P=3$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

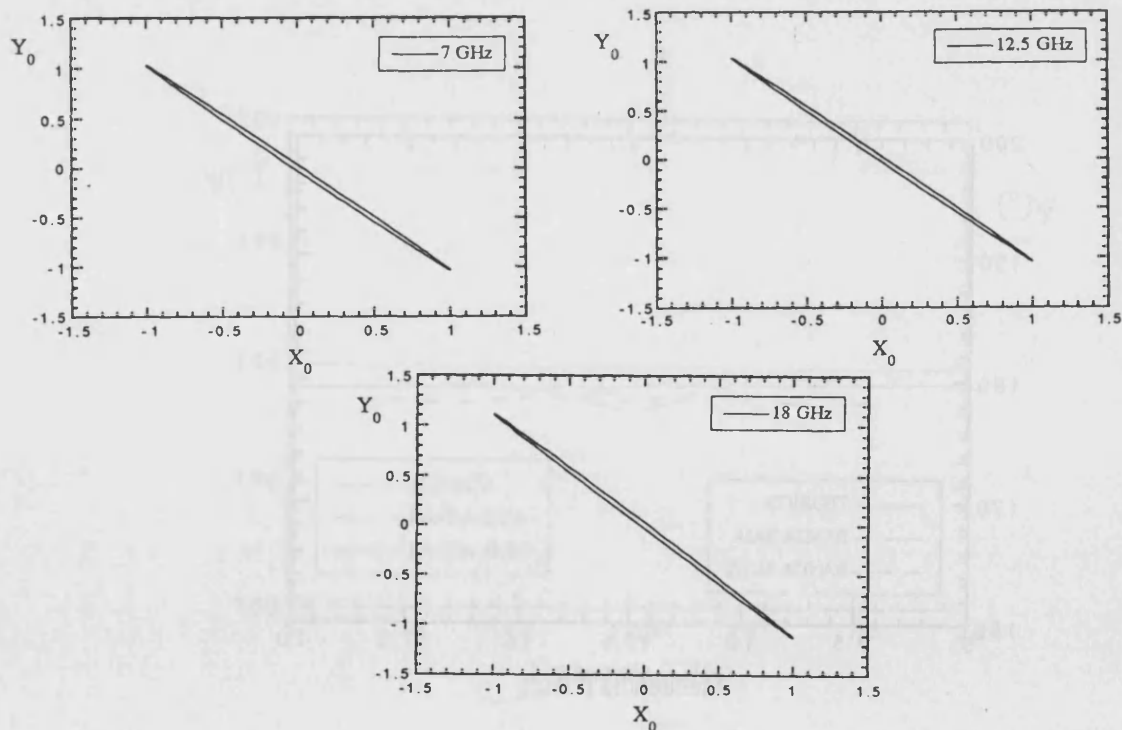


Figura 7.3.6.1-6

Elipses de polarización de la señal transmitida por el girador en tres frecuencias diferentes;  $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

7.3.6.2 Giradores de  $\delta_p=60^\circ$

Las figuras 7.3.6.2-1, 7.3.6.2-2, 7.3.6.2-3, 7.3.6.2-4 muestran el estado de polarización de la señal emergente para dos configuraciones de  $60^\circ$ . Las figuras 7.3.6.2-5, 7.3.6.2-6 presentan las elipses de polarización para estas dos configuraciones en tres frecuencias.

La observación de estas curvas nos demuestra que los sistemas polarizadores producen el giro adecuado de la señal incidente. Los sistemas con la primera etapa girada transmiten una señal con un estado de polarización más puro que cuando la primera etapa no ha sido girada, resultado previsto por el modelo teórico.

En las gráficas presentadas encontramos que la diferencia máxima entre teoría y experiencia es del 10.1 % para  $|RA|$  y del 2.2 % para  $\psi$ .

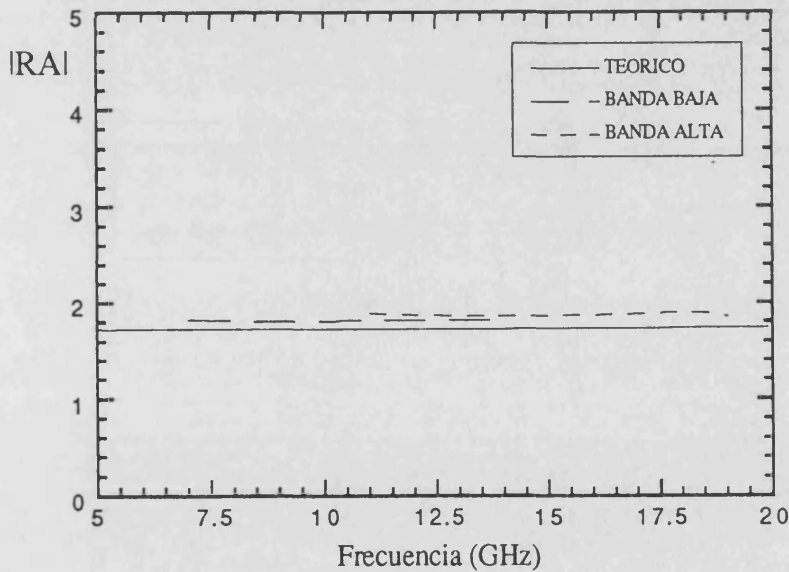


Figura 7.3.6.2-1

Relación axial  $|RA|$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

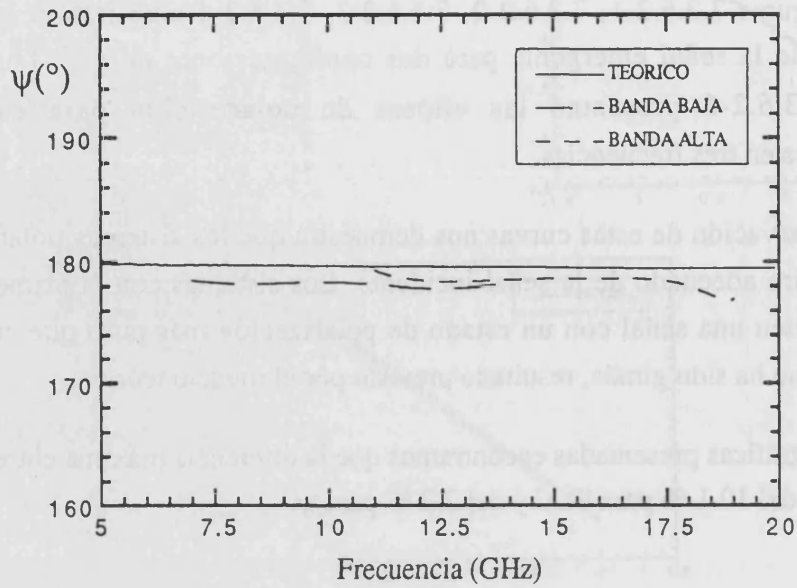


Figura 7.3.6.2-2

Diferencia de fase  $\psi$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

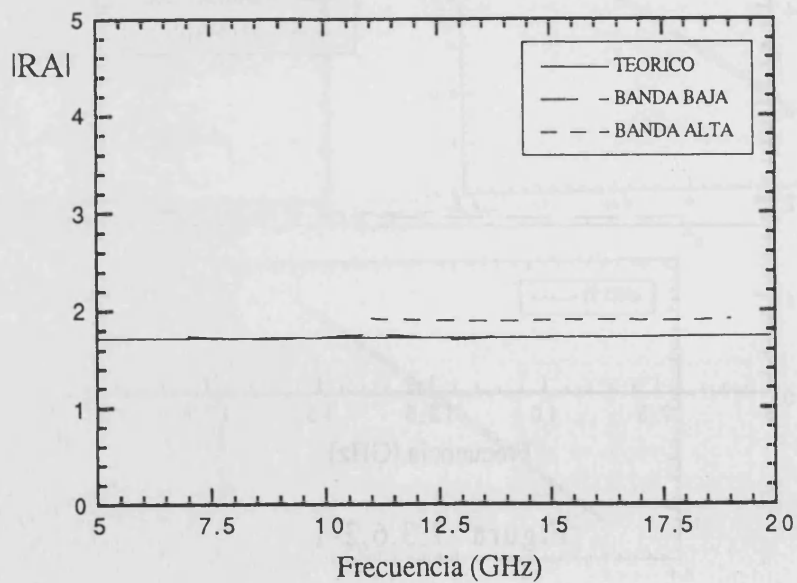


Figura 7.3.6.2-3

Relación axial  $|RA|$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=20^\circ$ ,  $\delta_3=40^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm



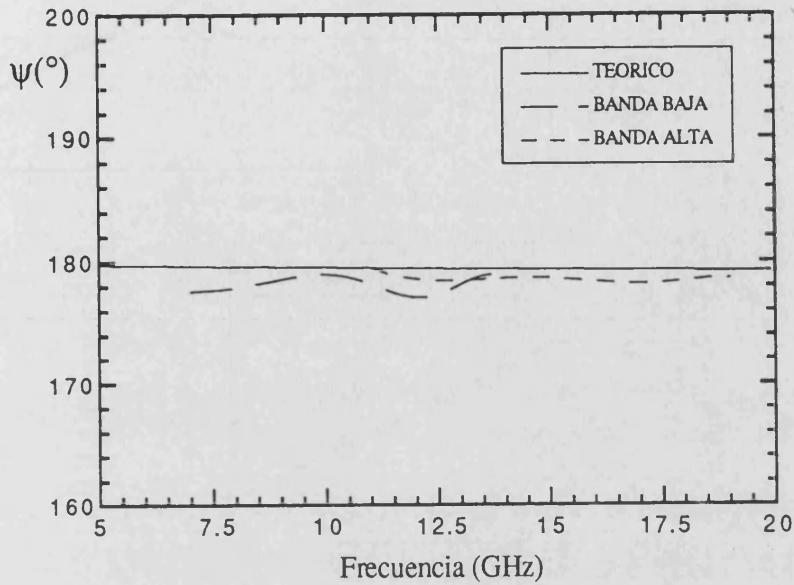


Figura 7.3.6.2-4

Diferencia de fase  $\psi$  en función de la frecuencia;  $P=4$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=20^\circ$ ,  $\delta_3=40^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

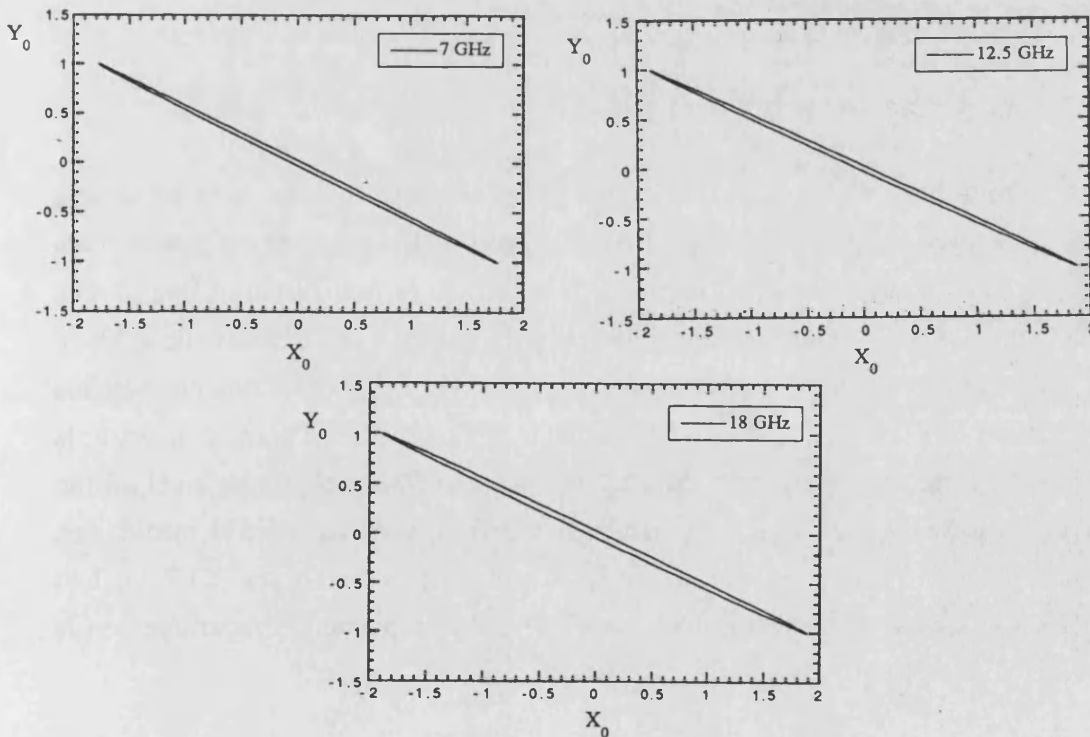


Figura 7.3.6.2-5

Elipses de polarización de la señal transmitida por el girador en tres frecuencias diferentes;  $P=4$ ,  $\delta_1=15^\circ$ ,  $\delta_2=30^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

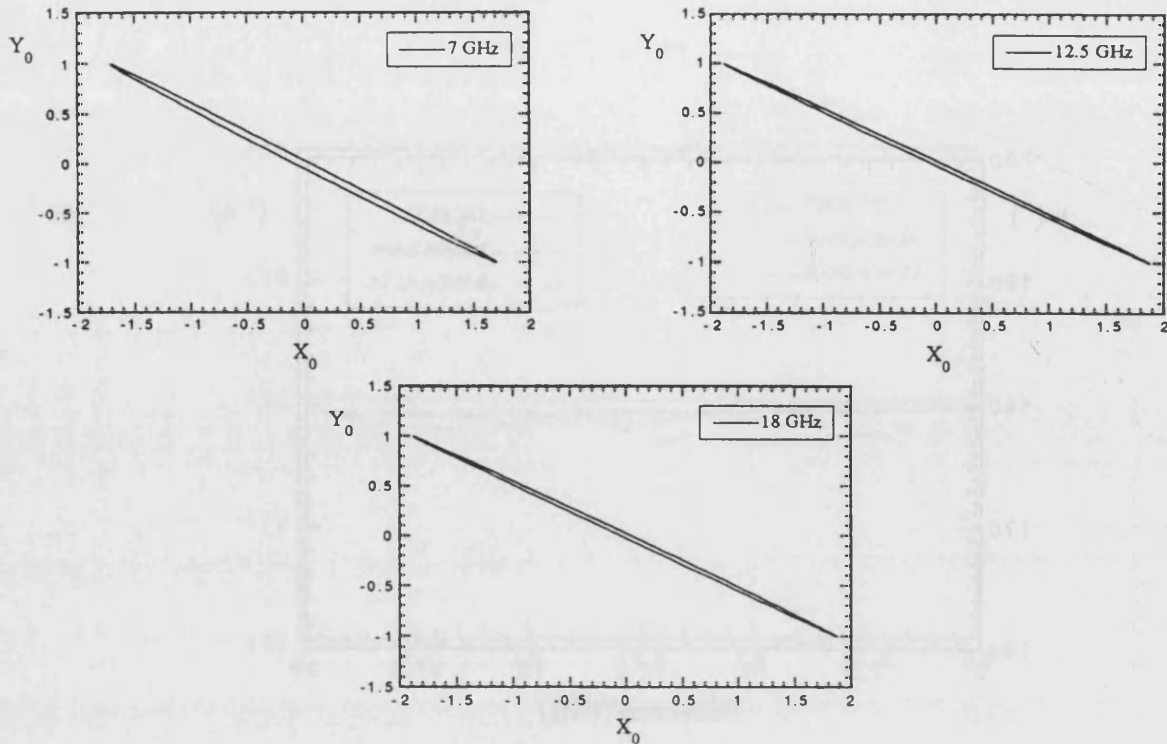


Figura 7.3.6.2-6

Elipses de polarización de la señal transmitida por el girador en tres frecuencias diferentes;  $P=4$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=20^\circ$ ,  $\delta_3=40^\circ$ ,  $\delta_4=60^\circ$ ;  $L_1=5.00$  mm,  $L_2=4.85$  mm,  $L_3=4.20$  mm

### 7.3.7 Medidas del coeficiente de reflexión

Se presentan medidas del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia para un prototipo de  $\delta_p=45^\circ$  formado por 3 etapas con la primera no girada. Para efectuar estas medidas se ha procedido de la siguiente forma: situamos una lámina conductora del mismo tamaño que el girador de polarización a una distancia de  $\approx 33$  cm de la antena emisora; con la técnica del dominio del tiempo se selecciona una ventana que coincide con el pico de reflexión de la señal incidente sobre ese plano conductor; la medida del S11 se guarda en memoria. Seguidamente se coloca el girador en el mismo lugar donde se ha colocado el plano conductor; se divide el coeficiente S11 medido con el girador por el S11 medido con el plano conductor (ver figura 7.3.7-1). Los resultados se muestran en las figuras 7.3.7-2, 7.3.7-3, y pueden compararse con la curva de incidencia normal de la figura 6.4.7-5.

Se observa un nivel de reflexión que oscila entre -20 y -40 dB en la banda baja, y entre -10 y -40 dB en la banda alta, valores que coinciden aproximadamente con los mostrados en la figura 6.4.7-5.

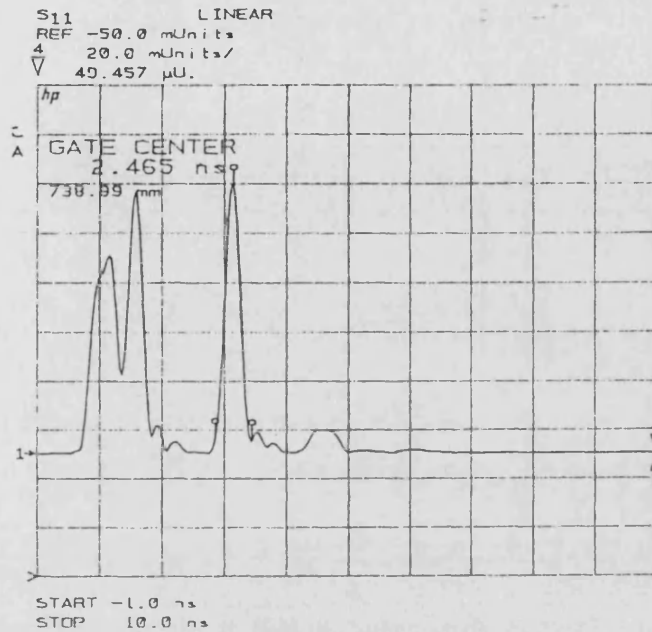


Figura 7.3.7-1

Medida de S11(modos tipo-E) en el dominio del tiempo de un girador de polarización. Los dos primeros picos que aparecen corresponden a la reflexión producida en la transición coaxial-guía y en la transición de la señal de la boca de la bocina al aire. El tercer pico se corresponde con la reflexión producida por el girador. En la gráfica se muestra la ventana del filtro en el dominio del tiempo ("GATING") escogida para "aislar" la reflexión producida por el girador (medida en la banda baja)( $P=3$ ,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm).

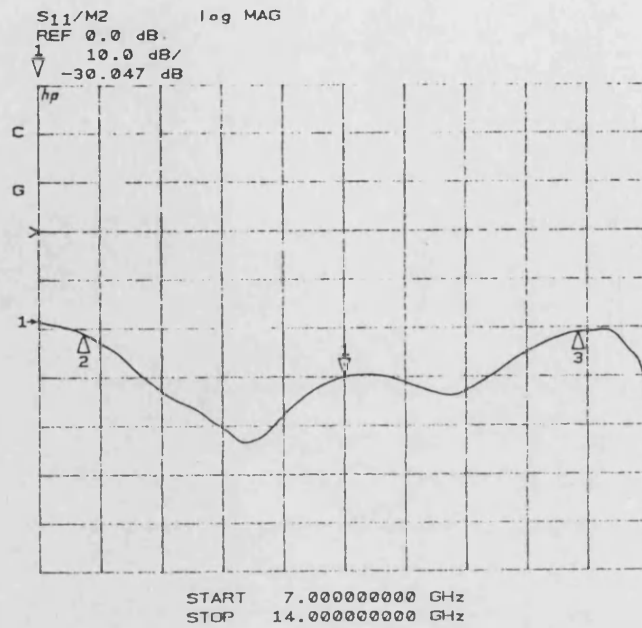


Figura 7.3.7-2

Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia (banda baja); P=3,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

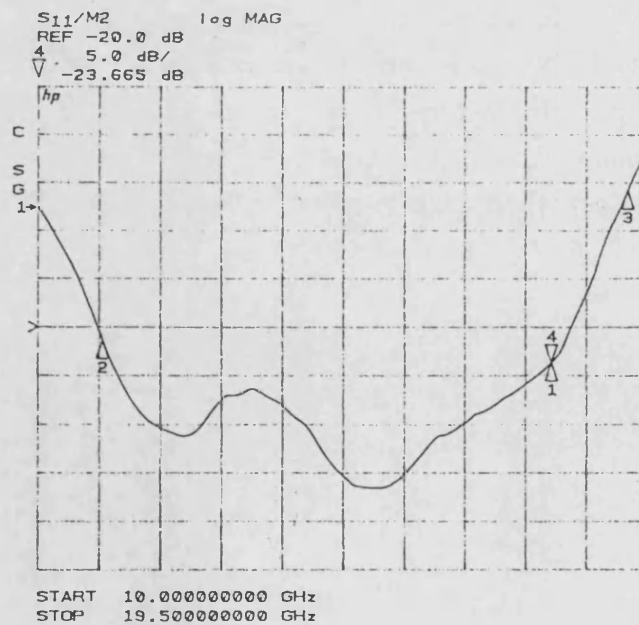


Figura 7.3.7-3

Coeficiente de reflexión en función de la frecuencia (banda alta); P=3,  $\delta_1=0^\circ$ ,  $\delta_2=22.5^\circ$ ,  $\delta_3=45^\circ$ ;  $L_1=4.85$  mm,  $L_2=4.20$  mm

### 7.3.8 Conclusiones

Como resumen de todas las medidas efectuadas, y de todas las gráficas presentadas, podemos enumerar las siguientes conclusiones:

- 1) De las medidas de una placa de cintas concluimos que se comporta como un polarizador muy bueno en la banda 7-18 GHz, con una transmitancia superior a -0.5 dB, y con un aislamiento inferior a -30 dB.
- 2) Las resonancias debidas a la separación entre placas aparecen en las frecuencias previstas por el modelo.
- 3) Las medidas de la transmitancia de giradores de 45° demuestran que las dos configuraciones de 3 placas ensayadas ofrecen unos resultados muy buenos en la banda de operación ( $T' > -0.5$  dB).
- 4) Las medidas de la transmitancia de giradores de 60° demuestran que las dos configuraciones de 4 placas ensayadas ofrecen unos resultados aceptables entre 7-15 GHz ( $T' > -0.5$  dB).
- 5) Las medidas de la transmitancia de giradores de 90° demuestran que la configuración de 4 placas con la primera etapa no girada ofrece unos resultados aceptables en la banda 7-14 GHz ( $T' > -0.5$  dB).
- 6) Las medidas de la relación axial y la diferencia de fase entre componentes, así como la representación de la señal transmitida por los sistemas giradores (elipses de polarización), demuestran que la señal es girada el ángulo apropiado; la pureza de polarización lineal de dicha señal es también muy buena. Los sistemas con la primera etapa polarizadora presentan más pureza de polarización que los que no tienen la primera etapa girada.
- 7) Las reflexiones producidas entre la antena emisora, la antena receptora y el girador son muy acusadas, generándose una estructura de ondas estacionarias. El efecto de esta estructura puede ser eliminado (parcialmente) con la técnica del filtrado en el dominio del tiempo si  $T' > -1$  dB. Si  $T' < -1$  dB las medidas se alejan sustancialmente del valor teórico esperado; la explicación de este fenómeno la interpretamos intuyendo que la reflexión intrínseca del girador "aumenta" la relación de onda estacionaria, enmascarando la medida del coeficiente  $T'$ .

8) Las mayores diferencias encontradas entre las medidas experimentales y los cálculos teóricos son del 64 % en el coeficiente  $T'$ , y del 10.1% para  $|RA|$  y 2.2 % para  $\psi$ .

9) Los bastidores sobre los que soportan las rejillas introducen un efecto de borde en las medidas.

10) Finalmente podemos concluir que el modelo teórico propuesto en esta memoria se adecúa a las medidas realizadas en la banda 7-18 GHz.

Queremos remarcar que las condiciones con que se realizan este tipo de experiencias se alejan considerablemente de las hipótesis en que se fundamenta el modelo teórico (incidencia de onda plana, rejillas infinitas, etc).

## Capítulo 8

## APENDICES





## APENDICE 1: Descomposición de una onda plana linealmente polarizada en modos tipo-E, tipo-H

En este apartado vamos a estudiar la descomposición de una onda plana linealmente polarizada en modos tipo-E, tipo-H utilizando consideraciones geométricas, para complementar la descomposición expuesta en 2.2.7.

Partimos de la geometría de la figura 2.2.3-3 y de la formulación del epígrafe 2.2.7. El vector número de ondas  $\vec{K}$  viene dado por:

$$\vec{K} = k \vec{u}_r = k (\sin\theta \cos\phi \vec{u}_x + \sin\theta \sin\phi \vec{u}_y + \cos\theta \vec{u}_z)$$

El vector  $\vec{u}_r$  es perpendicular al plano que contiene los vectores  $\vec{E}_0$ ,  $\vec{H}_0$  (que denominaremos plano  $\Pi$ ). La proyección del vector  $\vec{u}_y$  en el plano  $\Pi$  es el vector  $\vec{u}_y'$ , definido de la forma:

$$\vec{u}_y' \equiv \vec{u}_y - (\vec{u}_y \cdot \vec{u}_r) \vec{u}_r$$

cuyas componentes son:

$$\vec{u}_y' = (-\sin^2\theta \sin\phi \cos\phi) \vec{u}_x + (1 - \sin^2\theta \sin^2\phi) \vec{u}_y + (-\sin\theta \cos\theta \sin\phi) \vec{u}_z$$

Definiremos el vector  $\vec{v}$  como el vector  $\vec{u}_y'$  normalizado:

$$\vec{v} \equiv \frac{\vec{u}_y'}{\|\vec{u}_y'\|} = \frac{-\sin^2\theta \sin\phi \cos\phi}{(1-\sin^2\theta \sin^2\phi)^{1/2}} \vec{u}_x + \frac{1 - \sin^2\theta \sin^2\phi}{(1-\sin^2\theta \sin^2\phi)^{1/2}} \vec{u}_y + \frac{-\sin\theta \cos\theta \sin\phi}{(1-\sin^2\theta \sin^2\phi)^{1/2}} \vec{u}_z$$

Se define el vector unitario  $\vec{w}$ , contenido en el plano  $\Pi$ , de la forma:

$$\vec{w} \equiv \vec{u}_r \times \vec{v} = \frac{-\cos\theta}{(1-\sin^2\theta \sin^2\phi)^{1/2}} \vec{u}_x + \frac{\sin\theta \cos\phi}{(1-\sin^2\theta \sin^2\phi)^{1/2}} \vec{u}_z$$

Este vector no tiene componente Y.

La pareja de vectores  $(\vec{v}, \vec{w})$  forman una base ortonormal en el plano  $\Pi$ ; puesto que los vectores  $\vec{E}_0$ ,  $\vec{H}_0$  están contenidos en dicho plano (ver figura A1-1) pueden ser expresados como combinación lineal de  $\vec{v}$ ,  $\vec{w}$  de la forma:

$$\vec{E}_0 = E_0 (\cos\xi \vec{v} + \text{sen}\xi \vec{w}) \tag{A1-1.a}$$

$$\vec{H}_0 = \frac{E_0}{\eta} (-\text{sen}\xi \vec{v} + \cos\xi \vec{w}) \tag{A1-1.b}$$

La introducción de la base  $(\vec{v}, \vec{w})$  nos permite expresar los vectores  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$  como combinación de dos vectores, uno de los cuales  $(\vec{w})$  no tiene componente Y cualquiera que sea la dirección de incidencia, ya que es ortogonal a la proyección del eje Y en el plano  $\Pi$ .

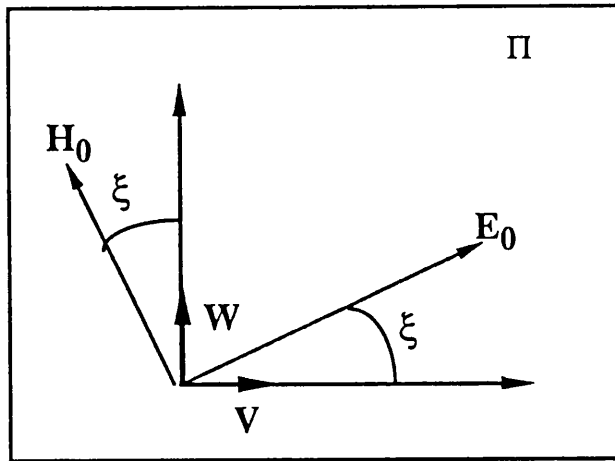


Figura A.1-1

Descomposición del campo eléctrico incidente en la base  $(\vec{v}, \vec{w})$ .

La construcción de los modos tipo-E, tipo-H se puede hacer fácilmente con esta formulación: el modo tipo-E se caracteriza por tener la componente del campo magnético perpendicular a las cintas nula ( $H_y'=0$ ), con lo que tenemos que el vector  $\vec{H}_0$  solo puede tener componente en la dirección del vector  $\vec{w}$ :

$$\vec{H}_0' = \frac{E_0}{\eta} \vec{w}$$

y por tanto  $\xi=0^\circ$ , con lo que el campo eléctrico resulta ser:

$$\vec{E}_0' = E_0 \vec{v}$$

Los vectores  $\vec{v}$ ,  $\vec{w}$  definen los vectores base del modo tipo-E para los campos eléctrico y magnético respectivamente, siendo proporcionales a los encontrados en 2.2.4 para el armónico vectorial de Floquet de orden 0 del modo tipo-E.

Para el modo tipo-H se procede de la misma forma: este estado de polarización se caracteriza por tener  $E_y''=0$ , con lo que:

$$\vec{E}_0'' = E_0 \vec{w}$$

condición que exige:  $\xi=90^\circ$ , y por tanto:

$$\vec{H}_0'' = -\frac{E_0}{\eta} \vec{v}$$

## APENDICE 2: Aproximación de los elementos de la matriz de impedancias en el Método de los Momentos

### A-2.1 Modo tipo-E

En el apartado 3.4.3.2 expresamos la aproximación asintótica de los elementos de la matriz de impedancias para grandes valores del índice  $i$  (ecuación (3.4.3.2-2)). Procedemos a describir las aproximaciones realizadas para obtener dicha ecuación.

Los elementos de la matriz de impedancias vienen dados por:

$$Z_{mn} = \left(\frac{\pi}{2D}\right)^2 \sum_{i=-M}^{i=+M} G_i^* F(i,m) F(i,n)^*$$

El término  $F(i,m)$ , haciendo uso de la aproximación de las funciones de Bessel [2-17]:

$$J_1(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{3\pi}{4}\right) \quad \text{si } x \gg \frac{3}{8}$$

puede expresarse de la forma:

$$F(i,m) \equiv \frac{J_1\left(\frac{\pi W}{D} i + \frac{\pi}{2} m\right)}{\frac{2\pi}{D} i + \frac{\pi}{W} m} + \frac{J_1\left(\frac{\pi W}{D} i - \frac{\pi}{2} m\right)}{\frac{2\pi}{D} i - \frac{\pi}{W} m} \quad i \rightarrow \infty$$

$$\frac{\left(\frac{2}{\pi h \left(\frac{2\pi}{D} i + \frac{m\pi}{W}\right)}\right)^{1/2} \cos\left(h\left(\frac{2\pi}{D} i + \frac{m\pi}{W}\right) - \frac{3\pi}{4}\right)}{\frac{2\pi}{D} i + \frac{m\pi}{W}} +$$

$$\frac{\left(\frac{2}{\pi h \left(\frac{2\pi}{D} i - \frac{m\pi}{W}\right)}\right)^{1/2} \cos\left(h\left(\frac{2\pi}{D} i - \frac{m\pi}{W}\right) - \frac{3\pi}{4}\right)}{\frac{2\pi}{D} i - \frac{m\pi}{W}} \approx$$

$$\sqrt{\frac{D^3}{\pi^4 W}} \frac{1}{|l|^{3/2}} \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \left[\text{sen}\left(\frac{W\pi}{D} |l|l\right) - \cos\left(\frac{W\pi}{D} |l|l\right)\right]$$

para valores elevados del índice  $i$  que verifiquen:  $\frac{2W}{D} \text{lil} - m \gg \frac{6}{8\pi}$ . En el factor que hay dentro de la raíz se ha despreciado el término  $\frac{m\pi}{W}$  frente a  $\frac{2\pi}{D} i$ , consideración que no se ha tenido en cuenta en el argumento de la función coseno.

El término  $G_i'$  es aproximado por:

$$G_i' \equiv \frac{k^2 - k_{y_i}^2}{k_{z_i}} \underset{i \rightarrow \infty}{\approx} j \frac{2\pi}{D} \text{lil}$$

donde se ha supuesto que  $\text{lil} \gg \frac{D}{\lambda} \text{sen}\theta \text{sen}\phi$  y  $\text{lil} \gg \frac{D}{\lambda} \sqrt{1 - \text{sen}^2\theta \text{cos}^2\phi}$ .

Haciendo uso de estas dos aproximaciones, un término de la suma de los elementos de la matriz de impedancias viene dado por:

$$G_i'^* F(i,m) F(i,n)^* \underset{i \rightarrow \infty}{\approx} \frac{-j2D^2}{W\pi^3} \frac{1}{\text{lil}^2} \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \left[1 - \text{sen}\left(\frac{2W\pi}{D} \text{lil}\right)\right]$$

### A-2.2 Modo tipo-H

Análogamente al modo tipo-E, describimos en este apartado las aproximaciones requeridas para obtener la ecuación (3.4.4.2-1).

El término  $G_i''$  se aproxima de la forma:

$$G_i'' \equiv \frac{k_{z_i}}{k^2 - k_{y_i}^2} \underset{i \rightarrow \infty}{\approx} \frac{-j}{2\pi/D} \frac{1}{\text{lil}}$$

donde se ha supuesto que  $\text{lil} \gg \frac{D}{\lambda} \text{sen}\theta \text{sen}\phi$  y  $\text{lil} \gg \frac{D}{\lambda} \sqrt{1 - \text{sen}^2\theta \text{cos}^2\phi}$ .

Los elementos de la matriz de impedancias vienen dados por:

$$Z_{mn} = \left(\frac{W\pi}{2D}\right)^2 j^{(m-n)} \sum_{i=-M}^{i=+M} G_i''^* J_m\left(\frac{W\pi}{D} i\right) J_n\left(\frac{W\pi}{D} i\right)$$

Haciendo uso de la aproximación de las funciones de Bessel [2-17]:

$$J_n(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{si } x \gg \frac{4n^2 - 1}{8}$$

los elementos de la matriz de impedancias pueden aproximarse por:

$$G_i^{**} J_m\left(\frac{W\pi}{D}i\right) J_n\left(\frac{W\pi}{D}i\right) \underset{i \rightarrow \infty}{\approx} \frac{jD^2}{2\pi^3W} \left[ \frac{\cos\left(\frac{(n-m)\pi}{2}\right)}{i^2} + \frac{\cos\left(\frac{2W\pi}{D}i\right) \cos\left(\frac{(n+m-1)\pi}{2}\right)}{i^2} + \frac{\sin\left(\frac{2W\pi}{D}i\right) \sin\left(\frac{(n+m-1)\pi}{2}\right)}{i^2} \right]$$

para valores grandes del índice  $i$ :  $i \gg \frac{(4n^2-1)D}{8\pi W}$ .

### APENDICE 3: Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H en la interfase entre dos medios dieléctricos

En este apéndice vamos a estudiar la interacción de los armónicos vectoriales de Floquet de los modos tipo-E, tipo-H en una discontinuidad entre dos medios dieléctricos que denotaremos como I y II; cada medio se caracteriza por tener una constante dieléctrica relativa  $\epsilon_{\text{I}}$ ,  $\epsilon_{\text{II}}$  respectivamente. Se considera que los medios son lineales, isótropos, homogéneos y sin pérdidas; nos vamos a limitar a dieléctricos no magnéticos:  $\mu_{\text{I}} = \mu_{\text{II}} = \mu_0$ .

Suponemos una separación (interfase) idealmente delgada, infinita y plana entre los medios I y II; para evitar reflexiones múltiples supondremos que a ambos lados de la interfase los medios se extienden hasta el infinito. La geometría del problema queda descrita en la figura A3-1; conviene apuntar que la interfase está situada en el plano  $Z=0$ .

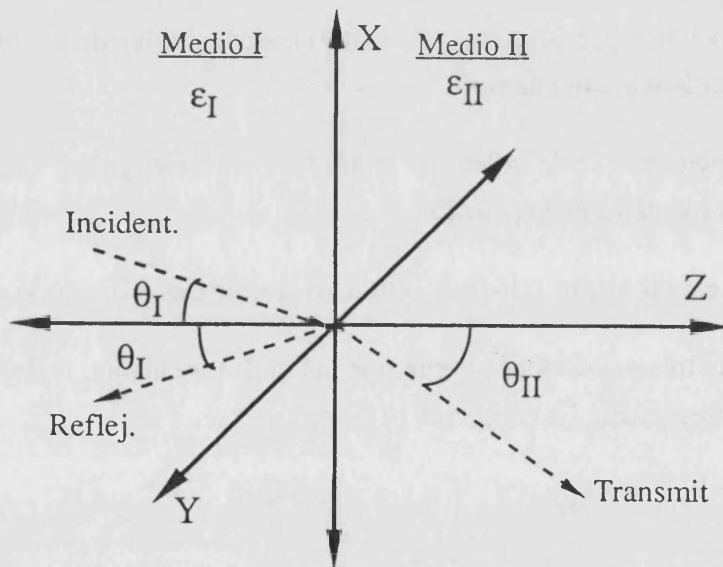


Figura A.3-1

Geometría básica del problema: un armónico incidente se refleja y se transmite en la separación entre los medios dieléctricos I y II.

Desde el medio I incide el  $m$ -ésimo armónico vectorial tipo-E ó tipo-H hacia el medio II con una dirección arbitraria  $\theta_I, \phi_I$ . Esta onda es reflejada y transmitida en la interfase. La onda incidente es el  $m$ -ésimo armónico vectorial de Floquet tipo-E ó tipo-H; las componentes tangenciales de dicha onda quedan descritas por:

$$\vec{E}_m^i = a_m^i \vec{e}_{mI}^+ ; \quad \vec{H}_m^i = a_m^i \vec{h}_{mI}^+ \quad (\text{A3-1})$$

las ondas reflejadas y transmitidas, supondremos, por hipótesis, que son de la forma:

$$\vec{E}_m^r = a_m^r \vec{e}_{mI}^- ; \quad \vec{H}_m^r = a_m^r \vec{h}_{mI}^- \quad (\text{A3-2})$$

$$\vec{E}_m^t = a_m^t \vec{e}_{mII}^+ ; \quad \vec{H}_m^t = a_m^t \vec{h}_{mII}^+ \quad (\text{A3-3})$$

es decir, admitimos que la onda en el medio II es descrita por el armónico de Floquet que existe en el medio I, cambiando la longitud de onda del medio I por la del medio II.

Para conseguir la continuidad en la interfase de las componentes tangenciales de los campos  $\vec{E}, \vec{H}$  se exigen varias condiciones [2-22]:

- Las funciones que describen las ondas incidente, reflejada y transmitida deben ser funciones idénticas del tiempo.
- Las funciones que describen las ondas incidente, reflejada y transmitida deben ser funciones idénticas de la posición.
- Deben existir ciertas relaciones entre las amplitudes de las tres ondas.

La primera de las tres condiciones exige que las ondas incidente, reflejada y transmitida tengan la misma frecuencia. La condición b) exige:

$$k_{xI} x + k_{y_{mI}} y = k_{x_{II}} x + k_{y_{mII}} y \quad \forall x, y \in \text{plano } Z=0 \Rightarrow k_{xI} = k_{x_{II}}, \quad k_{y_{mI}} = k_{y_{mII}}$$

La condición  $k_{y_{mI}} = k_{y_{mII}}$  se desarrolla de la forma:

$$k_I \text{sen}\theta_I \text{sen}\phi_I + \frac{2\pi}{D} m = k_{II} \text{sen}\theta_{II} \text{sen}\phi_{II} + \frac{2\pi}{D} m \Rightarrow$$

$$k_I \text{sen}\theta_I \text{sen}\phi_I = k_{II} \text{sen}\theta_{II} \text{sen}\phi_{II} \quad (\text{A3-4.a})$$

y la otra condición queda:

$$k_I \text{sen}\theta_I \cos\phi_I = k_{II} \text{sen}\theta_{II} \cos\phi_{II} \quad (\text{A3-4.b})$$



Dividiendo la ecuación (A3-4.a) entre la (A3-4.b) se llega a:

$$\operatorname{tg} \phi_I = \operatorname{tg} \phi_{II} \quad (\text{A3-5})$$

con lo que:  $\phi_I = \phi_{II} + 2n\pi$ , con lo que el ángulo azimutal no sufre modificación:  $\phi \equiv \phi_I = \phi_{II}$

Aplicando esta conclusión a cualquiera de las ecuaciones (A3-4) se obtiene la Ley de Snell:

$$k_I \operatorname{sen} \theta_I \operatorname{sen} \phi = k_{II} \operatorname{sen} \theta_{II} \operatorname{sen} \phi \Rightarrow k_I \operatorname{sen} \theta_I = k_{II} \operatorname{sen} \theta_{II} \Rightarrow$$

$$\sqrt{\epsilon_{rI}} \operatorname{sen} \theta_I = \sqrt{\epsilon_{rII}} \operatorname{sen} \theta_{II} \quad (\text{A3-6})$$

La condición c) impone la continuidad de las componentes tangenciales de los campos  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ; para el estado de polarización tipo-E ó tipo-H se debe cumplir (en el plano  $Z=0$ ):

$$\vec{E}_m^i + \vec{E}_m^r = \vec{E}_m^t \quad (\text{A3-7.a})$$

$$\vec{H}_m^i + \vec{H}_m^r = \vec{H}_m^t \quad (\text{A3-7.b})$$

Definiendo los coeficientes de reflexión y transmisión del m-ésimo armónico de Floquet tipo-E ó tipo-H de la forma:

$$\rho_{m(I,II)} \equiv \frac{a_m^r}{a_m^i} \quad ; \quad \tau_{m(I,II)} \equiv \frac{a_m^t}{a_m^i} \quad (\text{A3-8})$$

se tiene:

$$\vec{e}_{mI}^{\rightarrow+} + \rho_{m(I,II)} \vec{e}_{mI}^{\rightarrow-} = \tau_{m(I,II)} \vec{e}_{mII}^{\rightarrow+} \quad (\text{A3-9.a})$$

$$\vec{h}_{mI}^{\rightarrow+} + \rho_{m(I,II)} \vec{h}_{mI}^{\rightarrow-} = \tau_{m(I,II)} \vec{h}_{mII}^{\rightarrow+} \quad (\text{A3-9.b})$$

Para obtener los coeficientes de reflexión y transmisión (A3-8) debemos desarrollar las ecuaciones (A3-9) para el modo tipo-E y para el modo tipo-H por separado.

## A-3.1 Modo tipo-E

Desarrollando la ecuación (A3-9.a) para el modo tipo-E se tiene:

$$\frac{1}{\omega\mu\varepsilon_I} [(k_{xI} k_{y_{mI}}) \vec{u}_x - (k_I^2 - k_{y_{mI}}^2) \vec{u}_y] + \rho_{m(I,II)}' \frac{1}{\omega\mu\varepsilon_I} [(k_{xI} k_{y_{mI}}) \vec{u}_x - (k_I^2 - k_{y_{mI}}^2) \vec{u}_y] = \tau_{m(I,II)}' \frac{1}{\omega\mu\varepsilon_{II}} [(k_{xII} k_{y_{mII}}) \vec{u}_x - (k_{II}^2 - k_{y_{mII}}^2) \vec{u}_y] \quad (A3.1-1)$$

Igualando las componentes Y se tiene:

$$\frac{k_I^2 - k_{y_{mI}}^2}{\omega \varepsilon_I} [1 + \rho_{m(I,II)}'] = \frac{k_{II}^2 - k_{y_{mII}}^2}{\omega \varepsilon_{II}} \tau_{m(I,II)}' \quad (A3.1-2)$$

Introduciendo la definición de impedancia modal (2.2.4-4.a) se tiene:

$$k_{z_{mI}} Z_{mI}^{+'} [1 + \rho_{m(I,II)}'] = k_{z_{mII}} Z_{mII}^{+'} \tau_{m(I,II)}' \quad (A3.1-3)$$

Descomponiendo (A3-9.b) para el modo tipo-E obtenemos:

$$\frac{k_{z_{mI}}}{\mu} + \frac{-k_{z_{mI}}}{\mu} \rho_{m(I,II)}' = \frac{k_{z_{mII}}}{\mu} \tau_{m(I,II)}' \quad (A3.1-4)$$

De esta ecuación se despeja el coeficiente de transmisión:

$$\tau_{m(I,II)}' = \frac{k_{z_{mI}}}{k_{z_{mII}}} [1 - \rho_{m(I,II)}'] \quad (A3.1-5)$$

Sustituyendo esta ecuación en (A3.1-4) se obtiene el coeficiente de reflexión:

$$\rho_{m(I,II)}' = \frac{Z_{mII}^{+'} - Z_{mI}^{+'}}{Z_{mII}^{+'} + Z_{mI}^{+'}} \quad (A3.1-6)$$

Haciendo uso de la ecuación (A3.1-5) se calcula el coeficiente de transmisión:

$$\tau_{m(I,II)}' = \frac{k_{z_{mI}}}{k_{z_{mII}}} \frac{2 Z_{mI}^{+'}}{Z_{mI}^{+'} + Z_{mII}^{+'}} \quad (A3.1-7)$$

## A-3.2 Modo tipo-H

Desarrollando la ecuación (A3-9.b) para el modo tipo-H se tiene:

$$\frac{1}{\omega \mu \epsilon_I} [(k_{xI} k_{y_{mI}}) \vec{u}_x - (k_I^2 - k_{y_{mI}}^2) \vec{u}_y] + \rho_{m(I,II)} \frac{1}{\omega \mu \epsilon_I} [(k_{xI} k_{y_{mI}}) \vec{u}_x - (k_I^2 - k_{y_{mI}}^2) \vec{u}_y] = \tau_{m(I,II)} \frac{1}{\omega \mu \epsilon_{II}} [(k_{xII} k_{y_{mII}}) \vec{u}_x - (k_{II}^2 - k_{y_{mII}}^2) \vec{u}_y] \quad (A3.2-1)$$

Igualando las componentes Y de dicha ecuación se tiene:

$$\frac{k_I^2 - k_{y_{mI}}^2}{\omega \mu \epsilon_I} [1 + \rho_{m(I,II)}] = \frac{k_{II}^2 - k_{y_{mII}}^2}{\omega \mu \epsilon_{II}} \tau_{m(I,II)} \quad (A3.2-2)$$

Definiendo las admitancias modales ( $Y_{mII}^{+''}$ ) como el inverso de las correspondientes impedancias modales se tiene:

$$\frac{k_{z_{mI}}}{\epsilon_I} Y_{mI}^{+''} [1 + \rho_{m(I,II)}] = \tau_{m(I,II)} \frac{k_{z_{mII}}}{\epsilon_{II}} Y_{mII}^{+''} \quad (A3.2-3)$$

Descomponiendo (A3-9.a) para el modo tipo-H, obtenemos:

$$\frac{k_{z_{mI}}}{\epsilon_I} [1 - \rho_{m(I,II)}] = \frac{k_{z_{mII}}}{\epsilon_{II}} \tau_{m(I,II)} \quad (A3.2-4)$$

De esta ecuación se despeja el coeficiente de transmisión:

$$\tau_{m(I,II)} = \frac{k_{z_{mI}}}{\epsilon_I} \frac{\epsilon_{II}}{k_{z_{mII}}} [1 - \rho_{m(I,II)}] \quad (A3.2-5)$$

Sustituyendo esta ecuación en (A3.2-4) se calcula el coeficiente de reflexión:

$$\rho_{m(I,II)} = \frac{Y_{mII}^{+''} - Y_{mI}^{+''}}{Y_{mII}^{+''} + Y_{mI}^{+''}} = \frac{Z_{mI}^{+''} - Z_{mII}^{+''}}{Z_{mI}^{+''} + Z_{mII}^{+''}} \quad (A3.2-6)$$

Haciendo uso de la ecuación (A3.1-5) se calcula el coeficiente de transmisión:

$$\tau_{m(I,II)} = \frac{k_{z_{mI}} \epsilon_{II}}{k_{z_{mII}} \epsilon_I} \frac{2 Y_{mI}^{+''}}{Y_{mII}^{+''} + Y_{mI}^{+''}} = \frac{k_{z_{mI}} \epsilon_{II}}{k_{z_{mII}} \epsilon_I} \frac{2 Z_{mII}^{+''}}{Z_{mII}^{+''} + Z_{mI}^{+''}} \quad (A3.2-7)$$

## APENDICE 4: Imposibilidad del estudio de giradores de polarización multietapa con la TMDG

La finalidad de este apéndice es demostrar que los armónicos de orden superior no pueden ser incluidos en el modelo de matrices de transmisión desarrollado en el apartado 6.3 para el estudio de giradores de polarización multietapa.

Partamos de un sistema formado por dos EPICPUD de cintas giradas entre sí un ángulo  $\delta$ , y separadas una distancia  $L$ . Nombraremos 1 y 2 a estas rejillas. Sobre este sistema incide una onda electromagnética plana linealmente polarizada de la forma habitual; el vector número de ondas de esta señal viene dado por:  $(k_x, k_{y0}, k_{z0})_1$ ; el subíndice "1" denota el sistema de referencia propio en que está expresado dicho vector. Esta onda se difracta en la primera EPICPUD (1), generando infinitos armónicos de Floquet, cuyos vectores número de ondas vienen dados por:  $(k_x, k_{y_m}, k_{z_m})_1$ . Estos armónicos inciden en la segunda EPICPUD (2) con un nuevo vector número de ondas obtenido mediante la matriz de cambio de base:

$$\begin{pmatrix} k_x \\ k_{y_m} \\ k_{z_m} \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} \cos \delta & \text{sen } \delta & 0 \\ -\text{sen } \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_x \\ k_{y_m} \\ k_{z_m} \end{pmatrix}_1 \quad (\text{A4-1})$$

El armónico  $m$  descrito por el vector  $(k_x, k_{y_m}, k_{z_m})_2$  generará infinitos armónicos "nuevos"; la componente Y del vector número de ondas de dichos armónicos viene dada por:

$$\begin{aligned} (k_{y_m})_2 + \frac{2\pi}{D} n &= - (k_x)_1 \text{sen} \delta + (k_{y_m})_1 \cos \delta + \frac{2\pi}{D} n = \\ &= - (k_x)_1 \text{sen} \delta + (k_{y0} + \frac{2\pi}{D} m) \cos \delta + \frac{2\pi}{D} n \end{aligned}$$

estos armónicos *no coinciden en general* con los armónicos incidentes, perdiéndose la conexión en cascada entre los armónicos (nótese que si  $\delta=0$  si coinciden). Es decir, sobre la segunda rejilla inciden armónicos que no coinciden con los que genera. Este fenómeno impide la conexión en cascada de los armónicos de orden superior, pero no sucede lo mismo para el armónico fundamental. Si se aplica la transformación (A4-1) al armónico de orden cero, después de hacer algunas operaciones trigonométricas, se tiene:

$$(k_x)_2 = (k_x)_1 \cos\delta + (k_{y0})_1 \sin\delta = k \sin\theta \cos(\phi_1 - \delta)$$

$$(k_{y0})_2 = - (k_x)_1 \sin\delta + (k_{y0})_1 \cos\delta = k \sin\theta \sin(\phi_1 - \delta)$$

$$(k_{z0})_2 = (k_{z0})_1 = k \cos\theta$$

lo que nos induce a identificar  $\phi_2$  con  $\phi_1 - \delta$ , es decir:

$$\phi_2 \equiv \phi_1 - \delta \quad (\text{A4-2})$$

En consecuencia, el armónico principal en el sistema propio de la segunda rejilla es descrito por el mismo vector número de ondas con que es descrito en la primera etapa cambiando el ángulo azimutal con la ecuación (A4-2).

## APENDICE 5: Estudio de la transmisión a través de dos rejillas giradas entre sí en primer orden de reflexiones

En este apéndice vamos a estudiar la transmitancia de un sistema de dos EPICPUD de cintas giradas entre sí. El objetivo es doble: demostrar la fórmula de las frecuencias de resonancia (6.4.3-1) dada por A.A.M. Saleh [6-8], [6-9] para este caso particular, y comparar el resultado que aquí obtenemos con la Ley de Malus Generalizada. Abordaremos el problema en primer orden de reflexiones.

La figura A5-1 nos muestra un corte del plano transversal de la geometría del problema; las rejillas están giradas un ángulo  $\delta$  entre sí, y separadas una distancia  $L$ . Supondremos que una onda plana linealmente polarizada incide normalmente sobre este sistema. Las rejillas son idénticas, y su comportamiento se aproxima al de un polarizador ideal; redefiniremos (sólo para este apéndice) como  $T$  y  $R$  los coeficientes de transmisión y reflexión en módulo y fase (es decir, el coeficiente correspondiente al armónico cero de Floquet) de los modos tipo-E y tipo-H respectivamente, es decir:

$$T \equiv a_0^t, \quad R \equiv a_0^{r''} \quad (\text{A5-1})$$

con lo que se cumple:  $|T| \approx 1$ ,  $|R| \approx 1$ .

El vector de la onda incidente viene dado por:

$$\vec{E}_0 = E_0 \vec{u}_{y_1} \quad (\text{A5-2})$$

Esta onda incide sobre la primera rejilla, transmitiéndose básicamente, ya que es perpendicular a las cintas de esta rejilla. Seguidamente, la señal se propaga a lo largo del eje  $Z$  hasta llegar a la segunda rejilla, resultando que la señal que incide sobre esta segunda rejilla es:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 T e^{-jk_z L} = E_0 T e^{-jk_z L} \vec{u}_{y_1} \quad (\text{A5-3})$$

Descomponemos este vector en el sistema propio de la segunda rejilla:

$$\vec{E}_1 = E_0 T e^{-jk_z L} \vec{u}_{y_1} = E_0 T e^{-jk_z L} \sin\delta \vec{u}_{x_2} + E_0 T e^{-jk_z L} \cos\delta \vec{u}_{y_2} \quad (\text{A5-4})$$

La componente  $Y_2$  de esta señal es básicamente transmitida por la segunda rejilla:

$$\vec{E}_2 = E_0 T T e^{-jk_z L} \cos\delta \vec{u}_{y_2} \quad (\text{A5-5})$$

mientras que la componente  $X_2$  es principalmente reflejada:

$$\vec{E}_3 = E_0 T R e^{-jk_z L} \text{sen} \delta \vec{u}_{y_2} \quad (\text{A5-6})$$

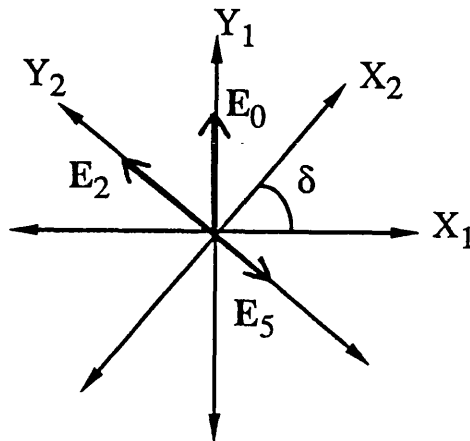


Figura A.5-1

Descripción de la geometría del problema.

La onda definida en (A5-6) "retrocede" hacia la primera rejilla; descomponemos esta señal en el sistema propio  $X_1 Y_1$  de esta rejilla: la componente de esta señal perpendicular a las cintas de la primera rejilla es reflejada "hacia atrás", pero la componente paralela a las cintas es básicamente reflejada de nuevo a la segunda rejilla; esta señal viene dada por la expresión:

$$\vec{E}_4 = E_0 T R R e^{-jk_z L} e^{-jk_z L} e^{-jk_z L} \text{sen} \delta \cos \delta \vec{u}_{x_1} \quad (\text{A5-7})$$

Descomponiendo esta señal en el sistema propio de la segunda rejilla tenemos de nuevo dos componentes: la componente  $X_2$  retrocede hacia la primera rejilla, reflejándose infinitas veces ...; la componente  $Y_2$  es transmitida por la segunda rejilla, resultando que la "segunda" señal que emerge de la estructura viene dada por:

$$\vec{E}_5 = - E_0 T R R T e^{-jk_z L} e^{-jk_z L} e^{-jk_z L} \text{sen} \delta \cos \delta \text{sen} \delta \vec{u}_{y_2} \quad (\text{A5-8})$$

La señal transmitida por el sistema - en primer orden de reflexiones - es la superposición de las señales  $\vec{E}_2$  y  $\vec{E}_5$ , es decir:

$$\vec{E}_T \approx \vec{E}_2 + \vec{E}_5 = E_0 e^{-jk_z L} [T^2 \cos \delta - T^2 R^2 \sin^2 \delta \cos \delta e^{-j2k_z L}] \vec{u}_{y_2} \quad (\text{A5-9})$$

Admitiendo que  $E_0=1$ , la potencia asociada a esta señal es el coeficiente de transmisión del sistema "en primer orden":

$$\begin{aligned} \mathcal{T} = |\vec{E}_T|^2 \approx & |\Gamma|^4 \cos^2 \delta + |\Gamma|^4 |R|^4 \sin^4 \delta \cos^2 \delta + \\ & + 2 \sin^2 \delta \cos^2 \delta |\Gamma|^4 |R|^2 \cos(2k_z L - 2\Psi - 180^\circ) \end{aligned} \quad (\text{A5-10})$$

donde  $\Psi \equiv \arg(R)$ .

Admitiendo el caso ideal:  $|R|=1$ ,  $|\Gamma|=1$  y  $\Psi=0$ , la ecuación (A5-10) se simplifica de la forma:

$$\mathcal{T} \equiv |\vec{E}_T|^2 = \cos^2 \delta [1 + \sin^4 \delta - 2 \sin^2 \delta \cos(2k_z L)] \quad (\text{A5-11})$$

Es fácilmente demostrable que  $\mathcal{T} > 1$  si  $\sin^2 \delta > 2 \cos(2k_z L)$ , lo que implica que si se cumple esta condición el sistema tiene una transmitancia superior a la prevista por la Ley de Malus Generalizada, que para este caso viene dada por:

$$T_{M(1)} = \cos^2(\delta)$$

(Recordemos que *solo* hay una rejilla polarizadora).

El coeficiente  $\mathcal{T}$  de la ecuación (A5-11), representado en función de la frecuencia o en función de la separación entre placas, presenta una estructura de ondas estacionarias; los mínimos de esta estructura aparecen si se cumple:

$$\cos(2k_z L) = +1 \Rightarrow 2k_z L = 2m\pi, m=0, 1, 2, 3, \dots \Rightarrow f_{\text{MIN}_m} = m f_{\text{MIN}} ; f_{\text{MIN}} \equiv \frac{c}{2L}$$

con lo que hemos demostrado la ecuación (6.4.3-1) para este caso particular.

Es interesante puntualizar el hecho de que para obtener esta condición de las frecuencias de resonancia hemos supuesto que la fase del coeficiente  $R$  es cero. En una situación real esta aproximación no es válida (ya que dicho coeficiente en el sistema rejilla de cintas+dieléctrico no tiene fase nula); la consecuencia inmediata es que las frecuencias de resonancia aparecen ligeramente desplazadas respecto el valor previsto por esta fórmula [6-9].



## APENDICE 6: Parámetros de funcionamiento y calibración del analizador de redes. Medidas en el dominio del tiempo

El dispositivo experimental utilizado para medir giradores de polarización fue descrito en el apartado 7.2.2. En este apéndice vamos a comentar brevemente algunos parámetros de funcionamiento del analizador de redes; las referencias bibliográficas utilizadas en este apéndice son los manuales suministrados con el analizador de redes.

El analizador de redes HP-8510B fue calibrado con una calibración "FULL-2PORT", tomando como planos de referencia los conectores terminales de los coaxiales que se conectaban a las antenas emisora y receptora. Se realizó una calibración para cada subbanda de operación: 7-14 GHz para la banda baja y 11-19 GHz para la banda alta. Los parámetros de estado del analizador son:

Potencia de la fuente ("SOURCE POWER"): 10.0 dBm

Pendiente de potencia ("POWER SLOPE"): 0.35 dB/GHz en la banda baja;  
1.00 dB/GHz en la banda alta

Número de puntos ("NUMBER OF POINTS"): 401

Impulso: Escalón ("STEP")

Factor de promediado ("AVERAGING"): 200.0

El resto de parámetros de estado fueron los que lleva por defecto el analizador de redes.

El funcionamiento de los giradores de polarización no tiene limitación de frecuencias, pero las antenas emisora y receptora están diseñadas para funcionar en el modo fundamental de la guía rectangular que las alimenta, por lo que son dispositivos que funcionan en una banda de frecuencias. En consecuencia, las medidas en el dominio del tiempo se hicieron en modo pasa-banda ("BAND-PASS"). Con los parámetros antes citados las medidas en el dominio del tiempo quedan caracterizadas por:

a) Anchura del pulso (Da cuenta de la separación mínima entre objetos que podemos discernir): Utilizando las ventanas ("WINDOWING") "normales" se tiene: 0.54 ns (164.6 mm) en la banda baja; 0.48 ns (144.0 mm) en la banda alta (ver figura 7.3.1-3).

b) Margen dinámico de las medidas en el dominio del tiempo: Las ventanas "normales" proporcionan un margen dinámico de -44 dB, valor aceptable para la realización de nuestras medidas.

c) Rango (Máxima distancia a la que se puede hacer una medida sin repetición): Para la banda baja el rango es de 17.1 m, y para la banda alta de 15.0 m. Estas distancias son muy superiores a la separación entre antenas.

d) Filtro pasabanda en el dominio del tiempo ("GATING"): El filtro "normal " es el más indicado, ya que tiene una anchura mínima (0.35 ns en la banda baja, 0.4 ns en la banda alta) inferior a la anchura del pulso, con lo que puede seleccionarse del mismo orden que la anchura del pulso; presenta un margen dinámico aceptable (-45 dB) y un rizado muy pequeño ( $\pm 0.04$  dB).

## APENDICE 7: Algoritmos y programas de cálculo

En este apéndice describimos los programas de cálculo desarrollados en esta memoria, exponiendo sus entradas y salidas, y, en algunos casos, el algoritmo de cálculo correspondiente; también damos resultados de los tiempos de ejecución. En un volumen separado se presentan los listados de estos programas. Hemos dividido los programas en tres grupos:

- 1) Programas para una EPICPUD de cintas en aire.
- 2) Programas para una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico y una sucesión en cascada de estas estructuras.
- 3) Programas de giradores de polarización.

Los programas se han ejecutado en el CLUSTER VAX/VMS (versión V5.4-2) del Departamento de Química-Física de la Universidad de Valencia. Está formado por un VAX 4000-200, una VAX-STATION 3100 y una VAX-STATION 3200. La memoria RAM de estos sistemas es de 24 MB para el primero, y de 8 MB para los otros dos. La velocidad máxima del 4000-200 es de 1 MFloppy. Los programas se han escrito en la versión FORTRAN propia de este sistema.

Se ha hecho uso de varias subrutinas del paquete de cálculo numérico IMSL: la subrutina LEQ2C se ha utilizado para invertir matrices complejas; las subrutinas MMBSJ1 y MMBSJN nos han servido para calcular las funciones de Bessel de orden 1 y de orden n respectivamente.

El producto de matrices se ha efectuado con el algoritmo "GAXPY" [A7-1]; la ventaja de este algoritmo frente al habitual "DOT" radica en que en el primero el acceso a los elementos de matriz se efectúa por columnas - acelerando considerablemente el tiempo de cálculo si el rango de las matrices es elevado - mientras que en el segundo el acceso a las matrices se efectúa por filas. Detallamos a continuación dichos algoritmos para efectuar el producto de las matrices  $A \cdot B = C$  :

ALGORITMO "DOT"

```

A(1:N,1:N), B(1:N,1:N), C(1:N,1:N)

C(i,j)=0 i, j=1...N

DESDE i=1 HASTA i=N HACER
  DESDE j=1 HASTA j=N HACER
    DESDE k=1 HASTA k=N HACER
      C(i,j) = C(i,j) + A(i,k) B(k,j)
    FIN DESDE
  FIN DESDE
FIN DESDE

```

ALGORITMO "GAXPY"

```

A(1:N,1:N), B(1:N,1:N), C(1:N,1:N)

C(i,j)=0 i, j=1...N

DESDE j=1 HASTA j=N HACER
  DESDE k=1 HASTA k=N HACER
    DESDE i=1 HASTA i=N HACER
      C(i,j) = C(i,j) + A(i,k) B(k,j)
    FIN DESDE
  FIN DESDE
FIN DESDE

```

## A7-1 Programas de una EPICPUD de cintas en aire

Los programas desarrollados para el estudio de la dispersión electromagnética a través de una EPICPUD de cintas son:

PROGRAMA CALC KZ

Propósito: Calcular la constante de propagación  $k_{zn}$  del armónico  $n$ -ésimo de Floquet.

Entradas:  $\lambda$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $D$

Salidas: Parte real y parte imaginaria de la constante de propagación  $k_{zn}$

### PROGRAMA CINTAS ENTR

Propósito: Generar un fichero de entrada para los programas CINTAS\_TE y CINTAS\_TH2.

Entradas: W, D,  $\lambda$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ , N, M; una de las anteriores variables para hacer un barrido, número de puntos del barrido e incremento del mismo.

Salidas: Crea un fichero con los parámetros de entrada ordenados convenientemente.

### PROGRAMA CINTAS TE

Propósito: Calcular los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos de Floquet del modo tipo-E de una EPICPUD de cintas con el MMG.

Entradas: La entrada es el fichero generado con el programa CINTAS\_ENTR.

Salidas: Crea un conjunto de ficheros que contienen los coeficientes:  $a_m^r$ ,  $a_m^t$ ,  $R_m$ ,  $T_m$  en función de la variable de barrido escogida. También genera un fichero con la corriente superficial (opcional), y otro con la suma de los coeficientes de reflexión y transmisión en potencia para verificar el Principio de Conservación de la Energía.

Tiempo de ejecución: 70 segundos para una configuración con N=5, M=200 y 10 puntos.

Algoritmo:

Lectura de datos;

Inicialización de parámetros y apertura de ficheros;

DESDE i=1 HASTA i=num\_puntos HACER

    Cálculo de constantes;

    Cálculo del vector excitación;

    Cálculo de la matriz de impedancias;

Inversión de la matriz de impedancias;  
 Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión;  
 Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión  
 en potencia;  
 Cálculo de la corriente superficial (opcional);  
 Escritura de datos en ficheros;  
 FIN DESDE;  
  
 CERRAR FICHEROS;  
  
 FIN DEL PROGRAMA.

## PROGRAMA CINTAS\_TH2

Propósito: Calcular los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos de Floquet del modo tipo-H de una EPICPUD de cintas con el MMG.

Entradas: La entrada es el fichero generado con el programa CINTAS\_ENTR.

Salidas: Crea un conjunto de ficheros que contienen los coeficientes:  $a_m^r$ ,  $a_m^t$ ,  $R_m$ ,  $T_m$  en función de la variable de barrido escogida. También genera un fichero con la corriente superficial (opcional), y otro con la suma de los coeficientes de reflexión y transmisión en potencia para verificar el Principio de Conservación de la Energía.

Tiempo de ejecución: 55 segundos para una configuración con  $N=5$ ,  $M=200$  y 10 puntos.

### Algoritmo:

Lectura de datos;  
  
 Inicialización de parámetros y apertura de ficheros;  
  
 DESDE  $i=1$  HASTA  $i=num\_puntos$  HACER  
     Cálculo de constantes;  
     Cálculo del vector excitación;  
     Cálculo de la matriz de impedancias;  
     Inversión de la matriz de impedancias;  
     Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión;  
     Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión

en potencia;  
 Cálculo de la corriente superficial (opcional);  
 Escritura de datos en ficheros;  
 FIN DESDE;  
  
 CERRAR FICHEROS;  
  
 FIN DEL PROGRAMA.

## A7-2 Programas de una EPICPUD de cintas en dieléctrico y una sucesión en cascada de estas estructuras

Los programas desarrollados para el estudio de la dispersión electromagnética de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico y de una sucesión en cascada de estas estructuras no giradas entre sí se enumeran seguidamente:

### PROGRAMA GIRPL ENTR

**Propósito:** Este programa genera el fichero de entrada de los programas GIRPL1 y GIRPL2.

**Entradas:** Frecuencia,  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $W$ ,  $D$ ,  $d$ ,  $\epsilon_r$ ,  $N$ ,  $M$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $P$ ,  $L_i$ ,  $\delta_i$ ; elección de los datos de salida (coeficientes de reflexión y transmisión, relación axial, diferencia de fase); número de puntos de barrido, variable con la que se efectúa el barrido y número de puntos del mismo.

**Salidas:** Genera un fichero con todos estos datos ordenados convenientemente.

### PROGRAMA GIRPL1

**Propósito:** Este programa sirve para estudiar la dispersión electromagnética de una EPICPUD de cintas impresa en dieléctrico y de una sucesión en cascada de estas estructuras con la TMDG. Calcula los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos de Floquet involucrados en función de la variable de barrido seleccionada. Se hace uso de CINTAS\_TE y CINTAS\_TH2 para obtener los coeficientes de reflexión y transmisión de una EPICPUD de cintas.

**Entradas:** La entrada de este programa es el fichero de datos creado con GIRPL\_ENTR.

Salidas: El programa genera un conjunto de ficheros con los coeficientes seleccionados en función del parámetro elegido.

Tiempo de ejecución: 140 segundos para una configuración con  $N=5$ ,  $M=50$  y 10 puntos.

Algoritmo:

Lectura de datos;

Inicialización de parámetros y apertura de ficheros;

DESDE  $i=1$  HASTA  $i=\text{num\_puntos}$  HACER

    Cálculo de constantes;

    DESDE  $n=-M$  HASTA  $n=+M$  HACER

        Cálculo del vector número de ondas  $(k_x, k_{y_n}, k_{z_n})$  en el aire;

    FIN DESDE;

    DESDE  $n=A$  HASTA  $n=B$  HACER

        Cálculo del vector número de ondas  $(k_x, k_{y_n}, k_{z_n})$  en el dieléctrico;

    FIN DESDE;

    Llamada a CINTAS\_TE y CINTAS\_TH2;

    Cálculo de la matriz de dispersión de una EPICPUD de cintas;

    Cálculo de la matriz de transmisión de una EPICPUD de cintas;

    Cálculo de la matriz de transmisión de la interfase aire-dieléctrico;

    Cálculo de la matriz de transmisión de la propagación en el dieléctrico;

    Cálculo de la matriz de transmisión de la interfase dieléctrico-aire;

    Producto "GAXPY" de estas matrices de transmisión;

    SI  $P>1$  HACER

        Calcular las matrices de transmisión de la separación entre etapas;

        Producto de las matrices de transmisión de las etapas;

    FIN SI;

    Cálculo de la matriz de dispersión del sistema total;

    Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión;

    Escritura de datos en ficheros;



FIN DESDE;  
 CERRAR FICHEROS;  
 FIN DEL PROGRAMA.

### A7-3 Programas de giradores de polarización

El programa desarrollado para el estudio de giradores de polarización multietapa se denomina GIRPL2:

#### PROGRAMA GIRPL2

Propósito: Este programa simula sistemas giradores de polarización con el modelo teórico desarrollado en el capítulo 6. Se hace uso del programa GIRPL1. Calcula los coeficientes de reflexión y transmisión del armónico fundamental, y la relación axial y diferencia de fase de la señal emergente del sistema.

Entradas: La entrada de este programa es el fichero de datos creado con GIRPL\_ENTR y comentado en A7-2.

Salidas: El programa genera un conjunto de ficheros con los coeficientes seleccionados en función del parámetro elegido.

Tiempo de ejecución: 515 segundos para una configuración con 4 etapas,  $N=5$ ,  $M=50$  y 10 puntos.

#### Algoritmo:

Lectura de datos;

Inicialización de parámetros y apertura de ficheros;

DESDE  $i=1$  HASTA  $i=\text{num\_puntos}$  HACER

    Cálculo de constantes;

    DESDE  $n=-M$  HASTA  $n=+M$  HACER

        Cálculo del vector número de ondas  $(k_x, k_{y_n}, k_{z_n})$  en el  
         aire en el sistema  $X_0Y_0$ ;

    FIN DESDE;

    DESDE  $n=A$  HASTA  $n=B$  HACER

Cálculo del vector número de ondas ( $k_x, k_{y_n}, k_{z_n}$ ) en el dieléctrico en el sistema  $X_0Y_0$ ;

FIN DESDE;

DESDE  $j=1$  HASTA  $j=P$  HACER

DESDE  $n=-M$  HASTA  $n=+M$  HACER

Cálculo del vector número de ondas ( $k_x, k_{y_n}, k_{z_n}$ ) en el aire en el sistema  $X_jY_j$ ;

FIN DESDE;

DESDE  $n=A$  HASTA  $n=B$  HACER

Cálculo del vector número de ondas ( $k_x, k_{y_n}, k_{z_n}$ ) en el dieléctrico en el sistema  $X_jY_j$ ;

FIN DESDE;

Llamada a CINTAS\_TE y CINTAS\_TH2;

Cálculo de la matriz de dispersión de una EPICPUD de cintas;

Cálculo de la matriz de transmisión de una EPICPUD de cintas;

Cálculo de la matriz de transmisión de la interfase aire-dieléctrico;

Cálculo de la matriz de transmisión en el dieléctrico;

Cálculo de la matriz de transmisión de la interfase dieléctrico-aire;

Cálculo de la matriz de transmisión del espaciado entre etapas;

Producto "GAXPY" de estas matrices de transmisión;

Cálculo de la matriz de dispersión de una EPICPUD de cintas+dieléctrico; extracción de los coeficientes de reflexión y transmisión del armónico principal;

Cálculo de la matriz de dispersión de una EPICPUD de cintas+dieléctrico;

Cálculo de la matriz de transmisión correspondiente;

Cálculo de la matriz de cambio de base entre la etapa  $j-1$  y la  $j$ ;

FIN DESDE;

Producto "GAXPY" de las matrices de transmisión de las etapas;

Cálculo de la matriz de dispersión del sistema total;

Cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión del sistema total;

Transformación de la señal transmitida expresada en modos tipo-E, tipo-H a componentes cartesianas; cambio de base de estas componentes desde el sistema  $X_P Y_P$  al sistema  $X_0 Y_0$ ; transformación de estas componentes a coordenadas esféricas; cálculo de la relación axial y la diferencia de fase;

Escritura de datos en ficheros;

FIN DESDE;

FIN DESDE;

CERRAR FICHEROS;

FIN DEL PROGRAMA.

#### A7-4 Bibliografía

- [A7-1] Gene H. Golub, Charles F. Van Loan, "Matrix Computations", Ed. The Johns Hopkins University Press, 2ª edición, Londres; 1989.



## Capítulo 9

# CONCLUSIONES



## 9.1 CONCLUSIONES Y PRINCIPALES APORTACIONES

En la presente memoria se ha desarrollado un modelo de simulación para el estudio de giradores de polarización multietapa de microondas. Estos sistemas están formados por la conexión de polarizadores lineales cuyos ejes están girados entre sí. Como polarizadores elementales, en el análisis teórico se han considerado estructuras periódicas infinitas conductoras con periodicidad unidimensional (EPICPUD) de cintas impresas en una lámina dieléctrica. Así pues, el contenido de esta tesis se puede dividir básicamente en dos partes: estudio de las EPICPUD de cintas, y estudio de sistemas giradores de polarización de microondas.

La interacción de ondas electromagnéticas planas sobre EPICPUD de cintas nos conduce al desarrollo de un algoritmo computacional que permite el análisis riguroso de estas estructuras en cualquier rango de frecuencias. En una implementación real, la EPICPUD de cintas está impresa en una lámina dieléctrica, por lo que tenemos que estudiar el "efecto" de este sustrato en dicha rejilla.

La segunda parte de la tesis contiene el desarrollo del modelo de simulación del sistema girador de polarización multietapa. Para el estudio de la conexión de las diferentes etapas hemos hecho uso de la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas.

Las principales aportaciones y conclusiones de este estudio pueden resumirse en los siguientes apartados:

1.- Para el estudio del campo electromagnético en *regiones guiadoras de ondas* con periodicidad unidimensional, tales como las estructuras periódicas infinitas conductoras con periodicidad unidimensional (EPICPUD), en las que existe una dirección privilegiada en el plano transversal, se ha planteado una descomposición modal en los modos tipo-E, tipo-H que da cuenta de los estados naturales de polarización que introduce el sistema. Para estos modos se han obtenido las expresiones del campo, a los que la aplicación del Teorema de Floquet como condición de contorno, ha permitido la descomposición de tales campos en *armónicos vectoriales de Floquet de los modos tipo-E, tipo-H* como expresión más general del campo electromagnético en tales sistemas. Para dichos armónicos se ha definido su impedancia y las correspondientes relaciones de ortogonalidad, a partir de las que ha sido posible el cálculo de la potencia transportada por los mismos. Todo lo anterior ha permitido la descomposición general de una onda plana linealmente polarizada en modos tipo-E, tipo-H correspondientes al armónico de Floquet de orden cero.

2.- Realizamos una revisión bibliográfica del estudio de la dispersión electromagnética a través de sistemas en cascada de superficies selectoras de frecuencia (SSF). Hemos optado por la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas para el tratamiento de los sistemas que vamos a estudiar en esta memoria (EPICPUD de cintas impresas en dieléctrico, y conexión en cascada de estas estructuras), agrupando en cinco etapas la aplicación del método a un problema concreto.

3.- Comenzamos por hacer un estudio bibliográfico riguroso del problema de la dispersión electromagnética de EPICPUD de cintas. La Técnica del Análisis Modal nos permite reducir el problema electromagnético a dos ecuaciones integrales de Fredholm de primera especie, que se resuelven con el Método de los Momentos-Galerkin con funciones base de dominio completo, obteniendo un algoritmo de fácil implementación en un ordenador. El elegir adecuadamente la "forma" de las funciones base de la corriente inducida en las cintas, permite escoger matrices de impedancias de orden 4 ó 5, reduciendo considerablemente el tiempo de cálculo. El algoritmo calcula los coeficientes de reflexión y transmisión de los diferentes armónicos, adaptándose fácilmente a la posterior implementación en la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas (TMDG).

4.- Se ha realizado un estudio minucioso de la convergencia del algoritmo en función de los parámetros numéricos que lo determinan (número de armónicos de Floquet requeridos para la suma de los elementos de la matriz de impedancias,  $M$ , y número de funciones base de la corriente superficial,  $N$ ) en función de la frecuencia, y de los ángulos de incidencia azimutal y de elevación. De este estudio concluimos:

4.1.- La convergencia del algoritmo es mejor en la parte baja de la banda de frecuencias.

4.2.- La incidencia oblicua empeora ligeramente la convergencia del método respecto si la incidencia es normal.

4.3.- Hemos deducido un algoritmo que permite la obtención automática de los parámetros  $N$  y  $M$  en función de los parámetros eléctricos y geométricos de la estructura; este algoritmo facilita la implementación computacional del método.

5.- Se ha analizado el comportamiento de las EPICPUD de cintas en función de la frecuencia, la anchura de las cintas y la incidencia oblicua, concluyendo:

5.1.- A bajas frecuencias demostramos que este tipo de dispositivos se comportan como un polarizador lineal no dispersivo en la región  $D/\lambda < 0.2$  con una anchura de las cintas  $W/D = 0.5$ .



5.2.- Los resultados para altas frecuencias ( $D/\lambda = 1.6$ ) en función del ángulo de elevación nos demuestran que las EPICPUD de cintas pueden ser utilizadas como filtros angulares.

6.- Aplicamos la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas al problema de la dispersión electromagnética tridimensional de una EPICPUD de cintas impresa en una lámina dieléctrica con modos tipo-E, tipo-H. Esta técnica requiere el cálculo analítico de los coeficientes de reflexión y transmisión de los armónicos vectoriales de Floquet tipo-E, tipo-H en una interfase entre dos medios dieléctricos. El algoritmo resultante queda determinado numéricamente por el número de armónicos de Floquet ( $N_{AF}$ ) utilizados.

7.- Se hace un estudio detallado de la convergencia del método en función del parámetro  $N_{AF}$ , concluyendo que para la región de interés ( $D/\lambda < 0.2$ ) la inclusión de los armónicos -1, 0, +1 nos proporciona buena precisión en el algoritmo. A altas frecuencias la convergencia del algoritmo no es muy buena.

8.- Variando numéricamente el espesor de la lámina dieléctrica aparece una estructura de ondas estacionarias condicionada por los armónicos de Floquet propagativos en el interior del dieléctrico. El estudio de esta estructura de ondas estacionarias nos permite conocer la importancia de cada armónico de Floquet en el sistema bajo estudio.

9.- Hemos estudiado en que rango de frecuencias el comportamiento de las EPICPUD de cintas en dieléctrico "simula" un polarizador lineal, encontrando que si  $D/\lambda < 0.1$  el coeficiente de transmisión del modo tipo-E es superior a 0.9 y, el del modo tipo-H inferior a 0.1. Observamos que en ese rango de frecuencias el comportamiento de estos sistemas es no dispersivo.

10.- Se observa que los coeficientes de transmisión y reflexión de la EPICPUD de cintas varían sustancialmente cuando está impresa en una lámina dieléctrica respecto cuando no lo está: la estructura de resonancias cambia significativamente, apareciendo resonancias debidas a las anomalías de Wood ("propias" de la EPICPUD de cintas), con las provocadas por la onda estacionaria generada en el interior de la lámina dieléctrica. La utilización de estas estructuras como filtros angulares carece de sentido si están impresas en dieléctrico.

11.- Hemos estudiado el efecto de los armónicos no propagativos en un sistema formado por dos EPICPUD de cintas en dieléctrico conectadas en cascada, con el fin de fijar la distancia mínima que se pueden espaciar para que el acoplo producido por estos armónicos sea despreciable. En el rango de frecuencias en que la EPICPUD de cintas en dieléctrico funciona como un buen polarizador lineal ( $D/\lambda < 0.1$ ), hemos

encontrado que la mínima separación entre etapas para considerar el armónico de orden cero debe ser  $L=0.1\lambda$ . El objetivo de este estudio es importante para el análisis de giradores de polarización, ya que permite fijar una cota a la separación entre etapas que permita despreciar el efecto de los armónicos no propagativos.

12.- Se ha desarrollado un modelo basado en la Técnica de las Matrices de Dispersión Generalizadas que simula un sistema girador de polarización multietapa compuesto por EPICPUD de cintas impresas en dieléctrico. El modelo se formula mediante la conexión en cascada de las matrices de las diferentes etapas involucradas, intercalando matrices de rotación para describir el giro entre rejillas. Se ha estudiado el efecto producido en los modos tipo-E, tipo-H al "rotar" el sistema cartesiano sobre el que están definidos dichos modos; el cambio de base queda descrito con una formulación matricial que se adapta a la conexión de matrices de transferencia del sistema girador multietapa. El campo electromagnético de cualquier onda incidente se descompone en los modos tipo-E, tipo-H, permitiéndonos estudiar rigurosamente la incidencia oblicua tridimensional sobre el sistema, siendo esta una de las principales aportaciones de esta memoria. La señal transmitida por el sistema se describe mediante coeficientes que dan cuenta del coeficiente de transmisión del sistema, y de la pureza de polarización de la señal "girada". Se han diseñado giradores de polarización en la banda 7-18 GHz.

13.- Concluimos de todo lo dicho que el proceso de diseño de estas estructuras se debe realizar en tres etapas:

- i) Diseño del polarizador elemental: Los parámetros geométricos que caracterizan una EPICPUD se deben escoger de tal forma que se comporte como un polarizador "ideal" en la banda de operación.
- ii) Separación entre etapas: El ancho de banda de operación viene determinado por la separación entre etapas.
- iii) Número de etapas: El número de etapas queda determinado por el ángulo que se pretenda girar la señal incidente.

14.- Se ha realizado un estudio del comportamiento de los sistemas si la incidencia sobre los mismos es oblicua (la onda incidente posee un estado de polarización tipo-E), observándose que en este caso el sistema pierde capacidad "giradora"; esta pérdida es más acusada a medida que al ángulo azimutal se aproxima a  $90^\circ$ .

15.- Se han obtenido resultados de la relación axial y la diferencia de fase entre componentes, que nos permiten conocer exactamente el estado de polarización de la

señal "girada" por el sistema. En la banda 7-18 GHz se observa que la señal ha sido girada el ángulo pretendido, y que las elipses son muy estilizadas.

16.- Se han ensayado configuraciones con la primera etapa girada (respecto de la dirección de polarización del campo eléctrico de la señal incidente) y no girada, exponiendo las ventajas e inconvenientes de cada opción: si la primera etapa no está girada se consigue una mayor transmitancia en la banda de operación ensayada para ángulos de giro inferiores a  $90^\circ$ ; por contra, la pureza de polarización empeora si la primera etapa no está girada respecto cuando lo está. Se ha demostrado que las configuraciones con la primera etapa no girada presentan un coeficiente de reflexión más bajo respecto cuando la primera si está girada.

17.- Con el fin de analizar la bondad del modelo propuesto para el análisis y diseño de giradores de polarización multietapa, se ha realizado el estudio experimental de una serie de ellos para obtener giros de  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  y  $90^\circ$ . Se han estudiado experimentalmente los diferentes fenómenos involucrados en el diseño de este tipo de estructuras en la banda 7-18 GHz, concluyendo que:

17.1.- Las resonancias provocadas por la separación entre etapas aparecen en las frecuencias previstas por el modelo teórico.

17.2.- Las medidas de la transmitancia de sistemas giradores de  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  y  $90^\circ$  coinciden con los valores previstos por el modelo si los prototipos presentan un coeficiente de transmisión superior a -1 dB. Los prototipos con transmitancia inferior a -1 dB generan una estructura de ondas estacionarias que perturba considerablemente las medidas del coeficiente de transmisión.

17.3.- A partir de los datos experimentales se han construido las elipses de polarización de la señal girada: estas elipses resultan ser muy estilizadas.

18.- Se ha elaborado un conjunto de programas FORTRAN en un VAX para el estudio de todos los sistemas presentados.

19.- Finalmente, podemos concluir que el modelo desarrollado nos permite tratar con eficacia el estudio de giradores de polarización multietapa.

## 9.2 FUTURAS LINEAS DE TRABAJO

La presente memoria deja abiertas varias líneas de investigación:

1.- Estudiar el comportamiento de este tipo de estructuras cuando sobre ellas incide un haz electromagnético con polarización arbitraria. Descomponiendo el haz incidente en un sumatorio de infinitas ondas planas, el algoritmo que tenemos permite el tratamiento "por separado" de cada una de estas ondas (Método del Espectro Angular).

2.- Utilizar las herramientas de análisis numérico desarrolladas para el diseño riguroso de filtros pasa-banda formados por la conexión en cascada de EPICPUD giradas entre sí, conforme propone A.A.M. Saleh [6-8], [6-9].

3.- Desde un punto de vista experimental, sería interesante disponer de más rejillas polarizadoras para ensayar configuraciones que permitieran el giro de la señal incidente  $180^\circ$ .



UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

FACULTAT DE CIÈNCIES FÍSQUES

Reunit el Tribunal que subscriu, en el dia de la data,  
acordà d'atorgar, per unanimitat, a aquesta Tesi Doctoral  
d'En/ Na/ N' BENITO FINEÑO MARTÍNEZ  
la qualificació d' APTO "cum Laude"

València a 7 d. Julio de 19 92.

El Secretari,

El President,









Arri

Nº 202

UNIVERSIDAD DE VALENCIA

Departamento de Física Aplicada



ESTUDIO ELECTROMAGNETICO DE ESTRUCTURAS PLANAS  
INFINITAS CONDUCTORAS CON PERIODICIDAD UNIDIMENSIONAL  
DE CINTAS IMPRESAS EN DIELECTRICO. APLICACION AL DISEÑO  
DE GIRADORES DE POLARIZACION MULTITETAPA DE MICROONDAS

PROGRAMAS

Memoria presentada por  
BENITO GIMENO MARTINEZ  
para optar al grado de  
DOCTOR EN FISICA.

Mayo, 1992



UNIVERSITAT DE VALÈNCIA  
BIBLIOTECA CIÈNCIES

Nº Registre 1791

DATA 27-7-92

SIGNATURA T.D. 202

BIBLIOTECA Vol. II

Nº LIBIS: 11914851x

30cms

ESTUDIO DE...  
INSTRUMENTOS...  
DE...  
DE GIMNASIO...



DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

C/. Doctor Moliner, 50

46100 BURJASSOT (VALENCIA) ESPAÑA

Tels. (6) \*386 43 00/386 43 45

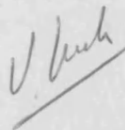
Fax (6) 364 23 45

VICENTE SUCH BELENGUER, Catedrático de Física Aplicada de la Universidad de Valencia.

CERTIFICA: que Benito Gimeno Martínez, Licenciado en Física, ha realizado el presente trabajo: "Estudio electromagnético de estructuras periódicas infinitas conductoras con periodicidad unidimensional de cintas impresas en dieléctrico. Aplicación al diseño de giradores de polarización multietapa de microondas" bajo su dirección en el Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Valencia.

Y para que así conste a efectos de presentación para optar al grado de Doctor en Física, se expide el presente certificado.

Valencia, 27 de Mayo de 1992.



Fdo.: Vicente Such Belenguer



## INDICE DE PROGRAMAS

	<u>Página</u>
P.1.- Programas de una EPICPUD de cintas	
Programa CALC_KZ.....	1
Programa CINTAS_ENTR.....	4
Programa CINTAS_TE.....	6
Programa CINTAS_TH2.....	18
P.2.- Programas de una EPICPUD de cintas en dieléctrico y de una sucesión en cascada de estas estructuras	
Programa GIRPL_ENTR.....	30
Programa GIRPL1.....	42
P.3.- Programas de giradores de polarización	
Programa GIRPL2.....	96



P.1.- Programas de una EPICPUD de cintas





PROGRAM CALC\_KZ

C Este programa sirve para calcular el factor de propagacion kz (denominado  
 C BETA).  
 C

REAL\*8 PI, EPSILON\_0, CERO, UNO  
 PARAMETER (EPSILON\_0=8.85419D-12, CERO=0.0D0, UNO=1.0D0)  
 PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

INTEGER INDICE, TEST  
 REAL\*8 W, D, LAMBDA, TECTA, FI, F, C\_LUZ, MU\_0, CTE\_Z  
 REAL\*8 GAMMA\_X, GAMMA\_Y, K, ARG  
 COMPLEX\*16 BETA, CTE\_V, JOTA, SUMA, C\_0\_P

EXTERNAL GAMMA\_Y, BETA

COMMON /PRINCIPAL/TECTA, FI, D, K, GAMMA\_X

C =====  
 C Lectura de datos.  
 C =====  
 C Distancias en mm; angulos en grados.  
 C

PRINT\*, 'W (mm) ='  
 READ\*, W  
 PRINT\*, 'D (mm) ='  
 READ\*, D  
 PRINT\*, 'LAMBDA (mm) ='  
 READ\*, LAMBDA  
 PRINT\*, 'TECTA (grados) ='  
 READ\*, TECTA  
 PRINT\*, 'FI (grados) ='  
 READ\*, FI

C\_0\_P=DCMPLX(UNO, CERO)

C Paso al Sistema Internacional

W=W\*1.0D-3  
 D=D\*1.0D-3  
 LAMBDA=LAMBDA\*1.0D-3  
 TECTA=TECTA\*(PI/180.0)  
 FI=FI\*(PI/180.0)

C =====  
 C Calculo de constantes.  
 C =====  
 C

JOTA=DCMPLX(CERO, UNO)  
 MU\_0=4.0\*PI\*1.0D-7



```
C_LUZ=1.0/DSQRT(MU_0*EPSILON_0)
K=(2.0*PI)/LAMBDA
F=C_LUZ/LAMBDA
GAMMA_X=K*DSIN(TECTA)*DCOS(FI)
```

C  
C  
C  
C  
C

```
=====
Programa principal.
=====
```

```
TEST=1
DO WHILE (TEST.EQ.1)
    PRINT*,'Orden del modo'
    READ*,INDICE
    PRINT*,'Gamma_x = ', GAMMA_X
    PRINT*,'Gamma_y = ',GAMMA_Y(INDICE)
    PRINT*,'BETA = ',BETA(INDICE)
    PRINT*,' '
    PRINT*,'Quieres repetir?:  SI=1  NO=0 '
    READ*,TEST
END DO

STOP
END
```

C  
C  
C  
C  
C

```
=====
Subrutinas y funciones.
=====
```

```
FUNCTION GAMMA_Y(N)

REAL*8 GAMMA_Y,GAMMA_X,K,D,PI,TECTA,FI
INTEGER N
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

COMMON /PRINCIPAL/TECTA,FI,D,K,GAMMA_X

GAMMA_Y=K*DSIN(TECTA)*DSIN(FI) + ((2.0*PI)/D)*N

RETURN
END
```

C

```
*****
```

```
FUNCTION BETA(N)

COMPLEX*16 BETA
REAL*8 TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,GAMMA_Y
INTEGER N

COMMON /PRINCIPAL/TECTA,FI,D,K,GAMMA_X

EXTERNAL GAMMA_Y
```

```
BETA=CDSQRT(DCMPLX((K**2)-(GAMMA_X**2)-  
((GAMMA_Y(N)**2)))
```

```
RETURN  
END
```

## PROGRAM CINTAS\_ENTR

C Este programa sirve para crear el fichero de entrada a los  
 C programas CINTAS\_TE y CINTAS\_TH2.  
 C Las unidades de entrada son mm y grados; el fichero de salida tiene  
 C las unidades en el Sistema Internacional.

```
CHARACTER CH*1,FICH_C*20
INTEGER VAR_BARRIDO,FINAL,N,M,TEST_JS,
INTEGER TEST_ATEN,TEST_CONTIN
REAL*8 PASO,W,D,LAMBDA,TECTA,FI
REAL*8 EPSILON_R_DIE,ESPESOR_DIE
```

```
PRINT*,'PROGRAMA PARA CREAR EL FICHERO DE ENTRADA DE
CINTAS_TE Y & CINTAS_TH2'
```

C PRINT\*,'Crear un fichero nuevo (c o C) o Modificar uno creado (m o M)'  
 C READ\*,CH  
 PRINT\*,' '

```
CH='C'
```

```
IF ((CH.EQ.'c').OR.(CH.EQ.'C')) THEN
  PRINT*,'Nombre del fichero que se va a crear:'
  READ*,FICH_C
  OPEN(UNIT=1,STATUS='NEW',FILE=FICH_C)
```

```
  PRINT*,' '
  PRINT*,' Entre parentesis se indica la opcion VARIABLE
& DE BARRIDO '
  PRINT*,' (1) --> Anchura de las cintas (w) (mm): '
  READ*,W
  W=W*1.0D-3
  PRINT*,' (2) --> Separacion entre centros de cintas (D) (mm): '
  READ*,D
  D=D*1.0D-3
  PRINT*,' (3) --> Longitud de onda (en el vacio) (mm): '
  READ*,LAMBDA
  LAMBDA=LAMBDA*1.0D-3
  PRINT*,' (4) --> Angulo TECTA (grados): '
  READ*,TECTA
  PRINT*,' (5) --> Angulo FI (grados): '
  READ*,FI
  PRINT*,' (6) --> M. Momentos: numero de funciones base (N): '
  READ*,N
  PRINT*,' (7) --> M. Momentos: numero Modos Floquet para sumar (M): '
  READ*,M
  PRINT*,' '
```

```
PRINT*,' Caracteristicas del Barrido: '
PRINT*,' Variable de barrido (entre 1 y 7): '
READ*,VAR_BARRIDO
PRINT*,' Numero de puntos del barrido: '
READ*,FINAL
PRINT*,' Incremento del barrido (mm o grados): '
READ*,PASO
IF ((VAR_BARRIDO.GE.1).AND.(VAR_BARRIDO.LE.3)) THEN
  PASO=PASO*1.0D-3
END IF
PRINT*,' '
```

```
PRINT*, ' Opciones de ejecucion: (SI=1 , NO=0) '
PRINT*, '  Calculo corriente en la cinta (JS_Y): '
READ*, TEST_JS
PRINT*, '  Calculo continuidad campo: '
READ*, TEST_CONTIN
PRINT*, '  Calculo atenuacion modos en corte: '
READ*, TEST_ATEN
IF (TEST_ATEN.EQ.0) THEN
  ESPESOR_DIE=0.0
  EPSILON_R_DIE=1.0
END IF
IF (TEST_ATEN.EQ.1) THEN
  PRINT*, '    Espesor dielectrico (mm): '
  READ*, ESPESOR_DIE
  ESPESOR_DIE=ESPESOR_DIE*1.0D-3
  PRINT*, '    Constante dielectrica relativa: '
  READ*, EPSILON_R_DIE
END IF
```

C Escribir datos en fichero y cerrar fichero.

```
WRITE(1,*)W,D,LAMBDA,TECTA,FL,N,M
WRITE(1,*)VAR_BARRIDO,FINAL,PASO
WRITE(1,*)TEST_JS,TEST_CONTIN,TEST_ATEN
WRITE(1,*)ESPESOR_DIE,EPSILON_R_DIE

CLOSE(1)

END IF

STOP
END
```



PROGRAM CINTAS\_TE

C Este programa calcula los coeficientes de reflexion y transmision de  
 C una EPICPUD de cintas para el modo TIPO-E.

C Este programa es una mejora de TIPO\_E con algunas mejoras y otra  
 C presentacion de resultados y entrada de datos.

C "Coseno"-Galerkin CON "edge condition".

C Modo tipo-E.

C Programa para hacer barridos.

C Modo incidente: orden cero.

& INTEGER INDICE,AUX\_6,AUX\_7,FINAL,VAR\_BARRIDO,TEST\_JS,  
 & TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN

REAL\*8 GAMMA\_Y,MMBSJ1,PASO,R\_P,T\_P,ESPESOR\_DIE

REAL\*8 EPSILON\_R\_DIE,EPSILON\_0,MU\_0,C\_LUZ

REAL\*8 PI,DATO\_BARRIDO

REAL\*8 ENTR(1:7)

COMPLEX\*16 BETA,SUMA\_Z,CALC\_A,CALC\_A\_MENOS

COMPLEX\*16 EFE,JS\_Y\_P\_TIL

PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

COMMON/DATO\_BARRIDO/DATO\_BARRIDO

COMMON/CONSTANTES/MU\_0,C\_LUZ

COMMON/TEST/TEST\_JS,TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN

COMMON/DIELECTRICO/ESPESOR\_DIE,EPSILON\_R\_DIE

& EXTERNAL GAMMA\_Y,BETA,MMBSJ1,SUMA\_Z,CALC\_A,  
 & CALC\_A\_MENOS\_P,JS\_Y\_P\_TIL,EFE

C  
 C  
 C  
 C  
 C  
 C  
 C  
 C  
 C  
 C  
 C

=====  
 Lectura de datos.  
 =====

Distancias en mm; ·ngulos en grados.

Se asigna externamente (assign) a la unidad FOR017 el fichero  
 creado con CINTAS\_ENTR.

& READ(17,\*)ENTR(1),ENTR(2),ENTR(3),ENTR(4),ENTR(5),  
 & AUX\_6,AUX\_7

READ(17,\*)VAR\_BARRIDO,FINAL,PASO

READ(17,\*)TEST\_JS,TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN

READ(17,\*)ESPESOR\_DIE,EPSILON\_R\_DIE

ENTR(6)=DBLE(AUX\_6)

ENTR(7)=DBLE(AUX\_7)

C  
 C  
 C  
 C  
 C

=====  
 Programa principal.  
 =====

C Constantes iniciales.

```

EPSILON_0=8.85419D-12
MU_0=4.0*PI*1.0D-7
C_LUZ=1.0/DSQRT(EPSILON_0*MU_0)

```

C    Ficheros

```

C    OPEN(UNIT=1,STATUS='NEW',FILE='V_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=2,STATUS='NEW',FILE='I_MF_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=3,STATUS='NEW',FILE='A_MENOS_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=4,STATUS='NEW',FILE='A_MAS_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=5,STATUS='NEW',FILE='JS_Y_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=6,STATUS='NEW',FILE='I_RI_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=7,STATUS='NEW',FILE='RESIDUOS_P.DAT')
C    OPEN(UNIT=8,STATUS='NEW',FILE='TIPO_E_REF.DAT')
C    OPEN(UNIT=9,STATUS='NEW',FILE='TIPO_E_TRA.DAT')
C    OPEN(UNIT=10,STATUS='NEW',FILE='CONS_POT_TE.DAT')
C    OPEN(UNIT=20,STATUS='NEW',FILE='AP0_MENOS')
C    OPEN(UNIT=21,STATUS='NEW',FILE='AP0_MAS')

```

```

DO INDICE=1,9
  OPEN(UNIT=70+INDICE,STATUS='NEW',FILE='AP//
& CHAR(48+INDICE))
  OPEN(UNIT=80+INDICE,STATUS='NEW',FILE='AP
&        '//CHAR(48+INDICE))
END DO
DO INDICE=1,5
  OPEN(UNIT=30+INDICE,STATUS='NEW',FILE='ATEN_TE//
& CHAR(48+INDICE))
  OPEN(UNIT=50+INDICE,STATUS='NEW',FILE='ATEN_TE-//
&        CHAR(48+INDICE))
END DO

```

C    Programa principal

```

DO INDICE=1,FINAL,1
  IF ((VAR_BARRIDO.GE.1).AND.(VAR_BARRIDO.LE.3)) THEN
    DATO_BARRIDO=ENTR(VAR_BARRIDO)*1.0D3
  END IF
  IF ((VAR_BARRIDO.GE.4).AND.(VAR_BARRIDO.LE.7)) THEN
    DATO_BARRIDO=ENTR(VAR_BARRIDO)
  END IF

  CALL CALCULA_TE(ENTR,R_P,T_P)

  IF ((VAR_BARRIDO.EQ.6).OR.(VAR_BARRIDO.EQ.7)) THEN
    WRITE(8,*)IIDINT(DATO_BARRIDO),R_P
    WRITE(9,*)IIDINT(DATO_BARRIDO),T_P
  ELSE
    WRITE(8,*)DATO_BARRIDO,R_P
    WRITE(9,*)DATO_BARRIDO,T_P
  END IF
  ENTR(VAR_BARRIDO)=ENTR(VAR_BARRIDO)+PASO
END DO

```

C    Cierre de ficheros

C    CLOSE(1)

```
C   CLOSE(2)
      CLOSE(3)
      CLOSE(4)
      CLOSE(5)
C   CLOSE(6)
C   CLOSE(7)
      CLOSE(8)
      CLOSE(9)
      CLOSE(10)
      CLOSE(20)
      CLOSE(21)
```

```
DO INDICE=1,9
      CLOSE(70+INDICE)
      CLOSE(80+INDICE)
END DO
DO INDICE=1,5
      CLOSE(30+INDICE)
      CLOSE(50+INDICE)
END DO
```

```
STOP
END
```

```
C   =====
C
C   Subrutinas y funciones.
C
C   =====
```

```
SUBROUTINE CALCULA_TE(ENTR,R_P,T_P)
```

```
INTEGER IA,IB,N_A,N_A_MENOS,CERO_ENTERO
REAL*8 PI,EPSILON_0,CERO,UNO
COMPLEX*16 JOTA,C_0_P
PARAMETER (IA=100,IB=100,JOTA=(0.0,1.0),C_0_P=(1.0,0.0))
PARAMETER (EPSILON_0=8.85419D-12,CERO=0.0D0,UNO=1.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,CERO_ENTERO=0)

INTEGER INDICE,IER,J,L,NUM_MODOS,M,N,IJOB,R,T,M1,M2
INTEGER TEST_JS,TEST_CONTIN,TEST_ATEN
REAL*8 W,D,LAMBDA,TECTA,FI,F,C_LUZ,MU_0,CTE_Z,
REAL*8 AUX_POT,Y,IM,RE
REAL*8 GAMMA_X,GAMMA_Y,K,ARG,MMBSJ1,R_P,T_P
REAL*8 AUX_T,AUX_R
REAL*8 POT_INC,CTE_PASO,AUX_CTE,CTE_RES,H,ESPESOR_DIE
REAL*8 EPSILON_R_DIE,Z_MM,OMEGA,TECTA_2,GAMMA_X_2,K_2
REAL*8 WK(1:IB),JS_NORM(-50:50),ENTR(1:7),DATO_BARRIDO
REAL*8 R_MOD(-1000:1000),T_MOD(-1000:1000)
COMPLEX*16 WA(1:10200)
COMPLEX*16 BETA,CTE_V,SUMA_Z,DET3X3,DET2X2,AUX_RES
COMPLEX*16 JS_Y_P_TIL,V_PRUEBA(1:IB),AUX_TONTO,RESIDUO
COMPLEX*16 I(1:IB),V(1:IB),Z(1:IA,1:IA),CALC_A_MENOS_P,EFE
COMPLEX*16 Z_CALC(1:IA,1:IA),CALC_A,SUMA_RES,PEPE
COMPLEX*16 A_MAS_P(-1000:1000),A_MENOS_P(-1000:1000)
COMPLEX*16 COEF_0,COEF_MAS,COEF_MENOS,KZ_DIE_MAS
COMPLEX*16 KZ_DIE_MENOS
COMPLEX*16 EXPON_MAS,EXPON_MENOS,V_MAS,V_MENOS
```



COMPLEX\*16 COEF\_TRANS\_INTERF\_TE

COMMON/DATO\_BARRIDO/DATO\_BARRIDO  
 COMMON /CONSTANTES/MU\_0,C\_LUZ  
 COMMON /TEST/TEST\_JS,TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN  
 COMMON /DIELECTRICO/ESPESOR\_DIE,EPSILON\_R\_DIE

EXTERNAL GAMMA\_Y,BETA,MMBSJ1,SUMA\_Z,DET3X3,CALC\_A,  
 & DET2X2,CALC\_A\_MENOS\_P,JS\_Y\_P\_TIL,EFE,  
 & COEF\_TRANS\_INTERF\_TE

W=ENTR(1)  
 D=ENTR(2)  
 LAMBDA=ENTR(3)  
 TECTA=ENTR(4)  
 FI=ENTR(5)  
 N=IIDINT(ENTR(6))  
 NUM\_MODOS=IIDINT(ENTR(7))

C Calculo de constantes

N\_A=NUM\_MODOS  
 M=1

K=(2.0\*PI)/LAMBDA  
 K\_2=K\*DSQRT(EPSILON\_R\_DIE)  
 F=C\_LUZ/LAMBDA  
 OMEGA=2.0\*PI\*F  
 TECTA\_2=DASIND(DSIND(TECTA)/DSQRT(EPSILON\_R\_DIE))  
 GAMMA\_X=K\*DSIND(TECTA)\*DCOSD(FI)  
 GAMMA\_X\_2=K\_2\*DSIND(TECTA\_2)\*DCOSD(FI)  
 H=W/2.0

C Calculo del vector V

CTE\_V=-(PI\*DCONJG(C\_0\_P))/(MU\_0\*D)  
 CTE\_V=CTE\_V\*(K\*\*2-(GAMMA\_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA\_X,0))\*\*2)

DO INDICE=1,N  
 V(INDICE)=CTE\_V\*EFE(D,W,0,INDICE)  
 C WRITE(1,\*)INDICE,V(INDICE)  
 END DO

C Calculo de la matriz Z

CTE\_Z=(PI/(2.0\*D))\*\*2  
 DO L=1,N  
 DO J=1,N  
 Z(L,J)=CTE\_Z\*SUMA\_Z(TECTA,FI,D,GAMMA\_X,W,K,  
 & NUM\_MODOS,L,J)  
 Z\_CALC(L,J)=Z(L,J)  
 C PRINT\*,'Z(L,J)=' ,L, ' ,J,' ',Z(L,J)  
 END DO  
 END DO

C Solucion del sistema lineal.

DO INDICE=1,N

```

        I(INDICE)=V(INDICE)
    END DO
    IJOB=0
    CALL LEQ2C(Z_CALC,N,IA,I,M,IB,IJOB,WA,WK,IER)
    PRINT*,'IER= ',IER
    PRINT*,' '
    DO INDICE=1,N
        IM=DIMAG(I(INDICE))
        RE=DREAL(I(INDICE))
    C    WRITE(2,*)INDICE,CDABS(I(INDICE)),DATAN2D(IM,RE)
    C    WRITE(6,*)INDICE,I(INDICE)
    END DO

    C    PRINT*,' '
    C    CALL MULT_MATR(IA,IB,N,Z,I,V_PRUEBA)
    C    DO INDICE=1,N
    C        PRINT*,'INDICE = ',INDICE
    C        PRINT*,'DIF =',V(INDICE)-V_PRUEBA(INDICE)
    C    END DO
    C    PRINT*,' '

    DO INDICE=1,N
        I(INDICE)=DCONJG(I(INDICE))
    END DO

    C    Calculo de los modos de corte

    CALL CALC_MODOS_CORTE(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,M1,M2)

    C    Calculo de A_MAS_P y A_MENOS_P

    C    DO INDICE=M1,M2,1
    C    do indice=-10,10,1
    C        A_MENOS_P(INDICE)=CALC_A_MENOS_P(TECTA,FI,K,
    &        GAMMA_X,W,INDICE,IB,N,D,I)
    C        WRITE(3,*)INDICE,A_MENOS_P(INDICE)
    C    END DO

    C    DO INDICE=M1,M2,1
    C    do indice=-10,10,1
    C        IF (INDICE.EQ.CERO_ENTERO) THEN
    C            A_MAS_P(INDICE)=C_0_P + A_MENOS_P(INDICE)
    C        ELSE
    C            A_MAS_P(INDICE)=A_MENOS_P(INDICE)
    C        END IF
    C        WRITE(4,*)INDICE,A_MAS_P(INDICE)
    C    END DO

    C    Calculo de la corriente superficial JS_Y_P

    IF (TEST_JS.EQ.1) THEN
        CTE_PASO=W/100.0
        Y=-W/2.0

        DO INDICE=-50,50,1
            JS_NORM(INDICE)=DABS(DREAL(JS_Y_P_TIL(TECTA,FI,
    &            D,K,GAMMA_X,IB,N,W,I,Y)))
            Y=Y+CTE_PASO

```

```

END DO

CALL NORMALIZA(JS_NORM)

Y=-W/2.0
DO INDICE=-50,50,1
    WRITE(5,*)Y/W,JS_NORM(INDICE)
    Y=Y+CTE_PASO
END DO
END IF

C    Calculo de las potencias reflejadas y transmitidas

AUX_CTE=DREAL((DCONJG(BETA(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0))))*(
&    K**2-(GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0))**2))
POT_INC=((CDABS(C_0_P))**2)
POT_INC=POT_INC*AUX_CTE
R_P=0.0
T_P=0.0
C    PRINT*,'===== '
C    PRINT*,'VAR_BARRIDO= ',ENTR(VAR_BARRIDO)
DO INDICE=M1-5,M2+5,1
AUX_POT=(K**2)-((GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,
&    GAMMA_X,INDICE))**2)
AUX_POT=AUX_POT*DREAL(DCONJG(BETA(TECTA,FI,D,
&    K,GAMMA_X,INDICE)))
AUX_R=(CDABS(A_MENOS_P(INDICE))**2)
R_MOD(INDICE)=(AUX_R*AUX_POT)/POT_INC
AUX_T=(CDABS(A_MAS_P(INDICE))**2)
T_MOD(INDICE)=(AUX_T*AUX_POT)/POT_INC
CCC    IF (AUX_T.NE.CERO) THEN
C        PRINT*,'INDICE= ',INDICE
C        PRINT*,'R(INDICE)= ',R_MOD(INDICE)
C        PRINT*,'T(INDICE)= ',T_MOD(INDICE)
C        PRINT*,' '
CCC    END IF
C    PRINT*,'===== '

R_P=R_P+R_MOD(INDICE)
T_P=T_P+T_MOD(INDICE)
END DO

WRITE(20,*)DATO_BARRIDO,R_MOD(0)
WRITE(21,*)DATO_BARRIDO,T_MOD(0)

DO INDICE=1,9,1
    WRITE(70+INDICE,*)DATO_BARRIDO,R_MOD(INDICE)
    WRITE(80+INDICE,*)DATO_BARRIDO,R_MOD(-INDICE)
END DO

WRITE(10,*)DATO_BARRIDO,R_P+T_P

C    Calculo de la atenuacion de los modos evanescentes en un dielec-
C    trico (que puede ser aire) despues de la transmision (en primer
C    orden) a ese dielectrico; se normaliza con el coeficiente del modo
C    de orden 0 transmitido.

IF (TEST_ATEN.EQ.1) THEN

```

```

CTE_PASO=(ESPESOR_DIE*1.0D3)/100.0
  COEF_0=COEF_TRANS_INTERF_TE(FI,TECTA,TECTA_2,D,
&    K,K_2,GAMMA_X,GAMMA_X_2,0,OMEGA,1.0,
&    EPSILON_R_DIE)
DO INDICE=1,5
&    COEF_MAS=COEF_TRANS_INTERF_TE(FI,TECTA,TECTA_2,
&    D,K,K_2,GAMMA_X,GAMMA_X_2,INDICE,OMEGA,1.0,
&    EPSILON_R_DIE)
&    COEF_MENOS=COEF_TRANS_INTERF_TE(FI,TECTA,TECTA_2,
&    D,K,K_2,GAMMA_X,GAMMA_X_2,
&    INDICE,OMEGA,1.0,EPSILON_R_DIE)
  V_MAS=(COEF_MAS*A_MAS_P(INDICE))/(COEF_0*A_MAS_P(0))
  V_MENOS=(COEF_MENOS*A_MAS_P(-INDICE))/(COEF_0*
&    A_MAS_P(0))
C  V_MAS=COEF_MAS*A_MAS_P(INDICE)
C  V_MENOS=COEF_MENOS*A_MAS_P(-INDICE)
  KZ_DIE_MAS=BETA(TECTA_2,FI,D,K_2,GAMMA_X_2,INDICE)
  KZ_DIE_MENOS=BETA(TECTA_2,FI,D,K_2,GAMMA_X_2,-INDICE)

  Z_MM=0.0
  DO J=1,100
    EXPON_MAS=CDEXP(-JOTA*KZ_DIE_MAS*Z_MM*1.0D-3)
    EXPON_MENOS=CDEXP(-JOTA*KZ_DIE_MENOS*Z_MM*1.0D-3)
    WRITE(30+INDICE,*)Z_MM,20.0*DLOG10(CDABS(V_MAS*
&    EXPON_MAS))
    WRITE(50+INDICE,*)Z_MM,20.0*DLOG10(CDABS(V_MENOS*
&    EXPON_MENOS))
    Z_MM=Z_MM+CTE_PASO
  END DO
END DO
END IF

RETURN
END

C *****
& SUBROUTINE CALC_MODOS_CORTE(TECTA,FI,D,K,
&    GAMMA_X,M1,M2)

  INTEGER M1,M2,AUX_INT
  REAL*8 D,K,GAMMA_X,GAMMA_Y,AUX1,AUX2,PI,TECTA,FI
  PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

  EXTERNAL GAMMA_Y

  AUX1=DSQRT((K**2)-(GAMMA_X**2))
  AUX1=(AUX1*D)/(2.0*PI)
  AUX2=-(D*(GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0)))/(2.0*PI)

  M1=AUX2-AUX1
  M2=AUX2+AUX1

  IF (M1.GT.M2) THEN
    AUX_INT=M1
    M1=M2
    M2=AUX_INT
  END IF

```

RETURN  
END

C \*\*\*\*\*

FUNCTION EFE(D,W,M,N)

COMPLEX\*16 EFE,AUX1,AUX2  
INTEGER M,N,IER  
REAL\*8 W,H,ARG1,ARG2,PI,GAMMA\_Y,MMBSJ1,D  
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

EXTERNAL MMBSJ1

H=W/2.0

ARG1=((2.0\*PI)/D)\*M + (PI/W)\*N  
AUX1=MMBSJ1(ARG1\*H,IER)  
IF (IER.EQ.129) THEN  
    CALL ERROR\_J1  
END IF  
AUX1=AUX1/ARG1

ARG2=((2.0\*PI)/D)\*M - (PI/W)\*N  
AUX2=MMBSJ1(ARG2\*H,IER)  
IF (IER.EQ.129) THEN  
    CALL ERROR\_J1  
END IF  
AUX2=AUX2/ARG2

EFE = AUX1 + AUX2

RETURN  
END

C \*\*\*\*\*

FUNCTION SUMA\_Z(TECTA,FI,D,GAMMA\_X,W,K,NUM\_MODOS,I,J)

REAL\*8 MMBSJ1,GAMMA\_Y,K,W,TECTA,FI,D,GAMMA\_X  
COMPLEX\*16 SUMA\_Z,BETA,AUX1,AUX2,AUX3,JOTA,EFE  
INTEGER I,J,INDICE,IER,NUM\_MODOS

REAL\*8 CERO,PI  
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,CERO=0.0D0)

EXTERNAL BETA,GAMMA\_Y,MMBSJ1,EFE

JOTA=DCMPLX(0.0,1.0)  
SUMA\_Z=DCMPLX(CERO,CERO)  
DO INDICE=-NUM\_MODOS,NUM\_MODOS,1  
    AUX1=(K\*\*2-(GAMMA\_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA\_X,INDICE))\*\*2)  
    & /DCONJG(BETA(TECTA,FI,D,K,GAMMA\_X,INDICE))  
    AUX2=DCONJG(EFE(D,W,INDICE,J))  
    AUX3=EFE(D,W,INDICE,I)

```
SUMA_Z=SUMA_Z+AUX1*AUX2*AUX3
END DO
```

```
RETURN
END
```

```
C *****
```

```
& FUNCTION CALC_A_MENOS_P(TECTA,FI,K,GAMMA_X,W,
& M,IB,N,D,I)
```

```
INTEGER INDICE,N,IER,IB,M
COMPLEX*16 CALC_A_MENOS_P,I(1:IB),BETA,JOTA
COMPLEX*16 SUMA,CTE,AUX,EFE
REAL*8 MU_0,PI,CERO,ARG,MMBSJ1,D,TECTA,FI,K,GAMMA_X,W
PARAMETER (JOTA=(0.0,1.0),CERO=0.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
```

```
EXTERNAL BETA,MMBSJ1,EFE
```

```
MU_0=4.0*PI*1.0D-7
CTE=(MU_0*PI)/(4.0*D*BETA(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,M))
```

```
SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=1,N
    AUX=EFE(D,W,M,INDICE)
    SUMA=SUMA+(AUX*I(INDICE))
END DO
```

```
CALC_A_MENOS_P=CTE*SUMA
```

```
RETURN
END
```

```
C *****
```

```
FUNCTION JS_Y_P_TIL(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,IB,N,W,I,Y)
```

```
INTEGER IB,N,INDICE
COMPLEX*16 JS_Y_P_TIL,I(1:IB),SUMA,AUX,JOTA
REAL*8 Y,CERO,W,PI,ARG,PI_DIV_DOS,H,GAMMA_Y
REAL*8 TECTA,FI,D,K,GAMMA_X
PARAMETER (CERO=0.0D0,JOTA=(0.0,1.0))
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
```

```
EXTERNAL GAMMA_Y
```

```
H=W/2.0
PI_DIV_DOS=PI/2.0
```

```
SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=1,N
    AUX=I(INDICE)*DCOS((INDICE*PI*Y)/W)
    SUMA=SUMA+AUX
END DO
```

```
ARG=1.0-((Y/H)**2)
JS_Y_P_TIL=(1.0/DSQRT(D))*SUMA*DSQRT(DABS(ARG))
```

```

& JS_Y_P_TIL=JS_Y_P_TIL*CDEXP(-JOTA*GAMMA_Y(TECTA,FI,
& D,K,GAMMA_X,0)*Y)

```

```

RETURN
END

```

C \*\*\*\*\*

```

SUBROUTINE NORMALIZA(V)

```

```

REAL*8 V(-50:50),MAXIMO
INTEGER INDICE

```

```

MAXIMO=V(-50)
DO INDICE=-49,50,1
  IF (V(INDICE).GT.MAXIMO) THEN
    MAXIMO=V(INDICE)
  END IF
END DO

```

```

DO INDICE=-50,50,1
  V(INDICE)=V(INDICE)/MAXIMO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C \*\*\*\*\*

```

& FUNCTION COEF_TRANS_INTERF_TE(FI,TECTA_1,TECTA_2,D,
& K_1,K_2,KX_1,KX_2,MODULO,OMEGA,
& EPSILON_R_1,EPSILON_R_2)

```

C Calculo del coeficiente de transmision de una interfase entre  
C el medio dielectrico 1 al 2.

```

& INTEGER MODULO
& REAL*8 FI,TECTA_1,TECTA_2,D,K_1,K_2,KX_1,KX_2,OMEGA
& REAL*8 EPSILON_R_1,EPSILON_R_2
& COMPLEX*16 COEF_TRANS_INTERF_TE,KZ_1,KZ_2,Z_1,Z_2,
& BETA,IMPED_TE

```

```

EXTERNAL BETA,IMPED_TE

```

```

& KZ_1=BETA(TECTA_1,FI,D,K_1,KX_1,MODULO)
& KZ_2=BETA(TECTA_2,FI,D,K_2,KX_2,MODULO)
& Z_1=IMPED_TE(OMEGA,EPSILON_R_1,K_1,KX_1,
& TECTA_1,FI,D,MODULO)
& Z_2=IMPED_TE(OMEGA,EPSILON_R_2,K_2,KX_2,
& TECTA_2,FI,D,MODULO)

```

```

COEF_TRANS_INTERF_TE=(KZ_1/KZ_2)*((2.0*Z_1)/(Z_1+Z_2))

```

```

RETURN
END

```

C \*\*\*\*\*

```

&      FUNCTION IMPED_TE(OMEGA, EPSILON_R, K, K_X,
      TECTA, FI, D, MODO)

```

C Impedancia propia del modo TIPO-E.

```

INTEGER MODO
REAL*8 OMEGA, EPSILON_R, EPSILON_0, K, K_X, TECTA
REAL*8 FI, D, K_Y, GAMMA_Y
COMPLEX*16 IMPED_TE, K_Z, BETA
PARAMETER (EPSILON_0=8.85419D-12)

EXTERNAL GAMMA_Y, BETA

K_Y=GAMMA_Y(TECTA, FI, D, K, K_X, MODO)
K_Z=BETA(TECTA, FI, D, K, K_X, MODO)

IMPED_TE=((K**2)-(K_Y**2))/(OMEGA*EPSILON_0*EPSILON_R*K_Z)

RETURN
END

```

C \*\*\*\*\*

```

SUBROUTINE MULT_MATR(IA, IB, N, Z, I, V_PRUEBA)

```

```

INTEGER N, L, J, IA, IB
COMPLEX*16 I(1:IB), V_PRUEBA(1:IB), SUMA, AUX
COMPLEX*16 Z(1:IA, 1:IB)
REAL*8 CERO
PARAMETER (CERO=0.0D0)

```

```

DO L=1, N
    SUMA=DCMPLX(CERO, CERO)
    DO J=1, N
        AUX=Z(L, J)*I(J)
        SUMA=SUMA+AUX
    END DO
    V_PRUEBA(L)=SUMA
END DO

```

```

RETURN
END

```

C \*\*\*\*\*

```

FUNCTION GAMMA_Y(TECTA, FI, D, K, GAMMA_X, N)

```

```

REAL*8 GAMMA_Y, GAMMA_X, K, D, PI, TECTA, FI
INTEGER N
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

```

```

GAMMA_Y=K*DSIND(TECTA)*DSIND(FI) + ((2.0*PI)/D)*N

```

```

RETURN
END

```

C \*\*\*\*\*



```
FUNCTION BETA(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,N)
```

```
COMPLEX*16 BETA
```

```
REAL*8 TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,GAMMA_Y,AUX_GAMMA_Y
```

```
INTEGER N
```

```
EXTERNAL GAMMA_Y
```

```
AUX_GAMMA_Y=GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,N)
```

```
BETA=CDSQRT(DCMPLX((K**2)-(GAMMA_X**2)-
& (AUX_GAMMA_Y**2)))
```

```
IF (DIMAG(BETA).NE.0.0) THEN
```

```
  BETA=-BETA
```

```
END IF
```

```
RETURN
```

```
END
```

```
C *****
```

```
SUBROUTINE ERROR_J1
```

```
PRINT*,' '
```

```
PRINT*,' *** Error en el c-lculo de la funciÙn de Bessel'
```

```
PRINT*,' de orden uno: J1 *** '
```

```
STOP
```

```
RETURN
```

```
END
```

PROGRAM CINTAS\_TH2

C Este programa calcula los coeficientes de reflexion y transmision de una  
C EPICPUD de cintas para el modo TIPO-H.

C Este programa es una mejora de TIPO\_H2 con algunas mejoras y  
C otra presentacion de resultados y entrada de datos.  
C "Chebyshev"-Galerkin CON "edge condition".  
C Modo tipo-H.  
C Programa para hacer barridos.  
C Modo incidente: orden cero.

INTEGER INDICE,TEST\_JS,TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN  
INTEGER AUX\_6,AUX\_7,FINAL,VAR\_BARRIDO  
REAL\*8 GAMMA\_Y,PASO,R\_PP,T\_PP,T,ESPESOR\_DIE,PI  
REAL\*8 DATO\_BARRIDO  
REAL\*8 ENTR(1:7),EPSILON\_0,MU\_0,C\_LUZ,EPSILON\_R\_DIE  
COMPLEX\*16 BETA,SUMA\_Z,CALC\_A,CALC\_B\_MENOS,JS\_Y\_PP\_TIL  
PARAMETER (EPSILON\_0=8.85419D-12)  
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

COMMON/DATO\_BARRIDO/DATO\_BARRIDO  
COMMON/CONSTANTES/MU\_0,C\_LUZ  
COMMON/TEST/TEST\_JS,TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN  
COMMON/DIELECTRICO/ESPESOR\_DIE,EPSILON\_R\_DIE

EXTERNAL GAMMA\_Y,BETA,SUMA\_Z,CALC\_A,  
& CALC\_B\_MENOS\_PP,JS\_Y\_PP\_TIL,T

C =====  
C  
C Lectura de datos.  
C  
C =====

C Distancias en mm; ngulos en grados.  
C  
C Se asigna externamente (assign) a la unidad FOR027 el fichero  
C creado con CINTAS\_ENTR.

READ(27,\*)ENTR(1),ENTR(2),ENTR(3),ENTR(4),ENTR(5),  
& AUX\_6,AUX\_7  
READ(27,\*)VAR\_BARRIDO,FINAL,PASO  
READ(27,\*)TEST\_JS,TEST\_CONTIN,TEST\_ATEN  
READ(27,\*)ESPESOR\_DIE,EPSILON\_R\_DIE

ENTR(6)=DBLE(AUX\_6)  
ENTR(7)=DBLE(AUX\_7)

C =====  
C  
C Programa principal.  
C  
C =====

C Constantes iniciales.  
C  
C MU\_0=4.0\*PI\*1.0D-7

```
C_LUZ=1.0/DSQRT(EPSILON_0*MU_0)
```

```
C  Ficheros
```

```
C  OPEN(UNIT=1,STATUS='NEW',FILE='V_PP.DAT')
C  OPEN(UNIT=2,STATUS='NEW',FILE='I_MF_PP.DAT')
  OPEN(UNIT=3,STATUS='NEW',FILE='B_MENOS_PP.DAT')
  OPEN(UNIT=4,STATUS='NEW',FILE='B_MAS_PP.DAT')
  OPEN(UNIT=5,STATUS='NEW',FILE='JS_Y_PP.DAT')
C  OPEN(UNIT=6,STATUS='NEW',FILE='I_RI_PP.DAT')
C  OPEN(UNIT=7,STATUS='NEW',FILE='RESIDUOS_PP.DAT')
  OPEN(UNIT=8,STATUS='NEW',FILE='TIPO_H_REF.DAT')
  OPEN(UNIT=9,STATUS='NEW',FILE='TIPO_H_TRA.DAT')
  OPEN(UNIT=10,STATUS='NEW',FILE='CONS_POT_TH.DAT')
  OPEN(UNIT=20,STATUS='NEW',FILE='BPP0_MENOS.DAT')
  OPEN(UNIT=21,STATUS='NEW',FILE='BPP0_MAS.DAT')
```

```
DO INDICE=1,9
```

```
  OPEN(UNIT=70+INDICE,STATUS='NEW',FILE='BPP//
&  CHAR(48+INDICE))
  OPEN(UNIT=80+INDICE,STATUS='NEW',FILE='BPP-
&  '//CHAR(48+INDICE))
```

```
END DO
```

```
DO INDICE=1,5
```

```
  OPEN(UNIT=30+INDICE,STATUS='NEW',FILE='ATEN_TH//
&  CHAR(48+INDICE))
  OPEN(UNIT=50+INDICE,STATUS='NEW',FILE='ATEN_TH
&  -//CHAR(48+INDICE))
```

```
END DO
```

```
DO INDICE=1,FINAL,1
```

```
  IF ((VAR_BARRIDO.GE.1).AND.(VAR_BARRIDO.LE.3)) THEN
    DATO_BARRIDO=ENTR(VAR_BARRIDO)*1.0D3
  END IF
```

```
  IF ((VAR_BARRIDO.GE.4).AND.(VAR_BARRIDO.LE.7)) THEN
    DATO_BARRIDO=ENTR(VAR_BARRIDO)
  END IF
```

```
  CALL CALCULA_TH2(ENTR,R_PP,T_PP)
```

```
  IF ((VAR_BARRIDO.EQ.6).OR.(VAR_BARRIDO.EQ.7)) THEN
    WRITE(8,*)IIDINT(DATO_BARRIDO),R_PP
    WRITE(9,*)IIDINT(DATO_BARRIDO),T_PP
```

```
  ELSE
```

```
    WRITE(8,*)DATO_BARRIDO,R_PP
    WRITE(9,*)DATO_BARRIDO,T_PP
```

```
  END IF
```

```
  ENTR(VAR_BARRIDO)=ENTR(VAR_BARRIDO)+PASO
```

```
END DO
```

```
C  Cierre de ficheros
```

```
C  CLOSE(1)
```

```
C  CLOSE(2)
```

```
  CLOSE(3)
```

```
  CLOSE(4)
```

```
  CLOSE(5)
```

```
C  CLOSE(6)
```

```

C      CLOSE(7)
      CLOSE(8)
      CLOSE(9)
      CLOSE(10)
      CLOSE(20)
      CLOSE(21)

      DO INDICE=1,9
        CLOSE(70+INDICE)
        CLOSE(80+INDICE)
      END DO
      DO INDICE=1,5
        CLOSE(30+INDICE)
        CLOSE(50+INDICE)
      END DO

      STOP
      END
    
```

C  
C  
C  
C  
C

```

=====
Subrutinas y funciones.
=====
    
```

```

SUBROUTINE CALCULA_TH2(ENTR,R_PP,T_PP)

INTEGER IA,IB,N_B,N_B_MENOS,CERO_ENTERO
REAL*8 PI,EPSILON_0,CERO,UNO
COMPLEX*16 JOTA,C_0_PP
PARAMETER (IA=100,IB=100,JOTA=(0.0D0,1.0D0),C_0_PP=(1.0,0.0))
PARAMETER (EPSILON_0=8.85419D-12,CERO=0.0D0,UNO=1.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,CERO_ENTERO=0)

INTEGER INDICE,IER,J,L,NUM_MODOS,M,N,IJOB,R,T
INTEGER M1,M2,TEST_JS
INTEGER TEST_CONTIN,TEST_ATEN
REAL*8 W,D,LAMBDA,TECTA,FI,F,C_LUZ,MU_0,CTE_Z
REAL*8 AUX_POT,Y,IM,RE
REAL*8 GAMMA_X,GAMMA_Y,K,ARG,R_PP,T_PP,AUX_T,AUX_R
REAL*8 EPSILON_R_DIE,Z_MM
REAL*8 POT_INC,CTE_PASO,AUX_CTE,CTE_RES,H
REAL*8 CTE,ESPESOR_DIE,K_2
REAL*8 WK(1:IB),JS_NORM(-50:50),ENTR(1:7),B(1:101)
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:100),GAMMA_X_2,OMEGA,TECTA_2
REAL*8 R_MOD(-100:100),T_MOD(-100:100),DATO_BARRIDO
COMPLEX*16 WA(1:10200),EXPON_MAS,EXPON_MENOS
COMPLEX*16 BETA,CTE_V,SUMA_Z,AUX_RES,COEF_0,COEF_MAS
COMPLEX*16 COEF_MENOS,V_MAS,V_MENOS
COMPLEX*16 KZ_DIE_MAS,KZ_DIE_MENOS
COMPLEX*16 COEF_TRANS_INTERF_TH
COMPLEX*16 JS_Y_PP_TIL,V_PRUEBA(1:IB),AUX_TONTO,RESIDUO
COMPLEX*16 I(1:IB),V(1:IB),Z(1:IA,1:IA),CALC_B_MENOS_PP
COMPLEX*16 Z_CALC(1:IA,1:IA),CALC_A,SUMA_RES,PEPE
COMPLEX*16 B_MAS_PP(-1000:1000),B_MENOS_PP(-1000:1000)

COMMON/DATO_BARRIDO/DATO_BARRIDO
COMMON/CONSTANTES/MU_0,C_LUZ
    
```

```
COMMON /TEST/TEST_JS,TEST_CONTIN,TEST_ATEN
COMMON /DIELECTRICO/ESPESOR_DIE,EPSILON_R_DIE
```

```
& EXTERNAL GAMMA_Y,BETA,SUMA_Z,CALC_A,
& CALC_B_MENOS_PP,JS_Y_PP_TIL,COEF_TRANS_INTERF_TH
```

```
W=ENTR(1)
D=ENTR(2)
LAMBDA=ENTR(3)
TECTA=ENTR(4)
FI=ENTR(5)
N=IIDINT(ENTR(6))
NUM_MODOS=IIDINT(ENTR(7))
```

C Calculo de constantes

```
N_B=NUM_MODOS
M=1
```

```
K=(2.0*PI)/LAMBDA
K_2=K*DSQRT(EPSILON_R_DIE)
F=C_LUZ/LAMBDA
OMEGA=2.0*PI*F
TECTA_2=DASIND(DSIND(TECTA)/DSQRT(EPSILON_R_DIE))
GAMMA_X=K*DSIND(TECTA)*DCOSD(FI)
GAMMA_X_2=K_2*DSIND(TECTA_2)*DCOSD(FI)
H=W/2.0
```

C Calculo de las funciones de Bessel.

```
CTE=(W/D)*PI
DO INDICE=-NUM_MODOS,NUM_MODOS,1
  ARG=CTE*INDICE
  CALL MMBSJN(ARG,N,B,IER)
  IF (IER.NE.0) THEN
    CALL ERROR_J_BESSEL(IER)
  END IF
  DO J=1,N
    BESSEL(INDICE,J-1)=B(J)
  END DO
END DO
```

C Calculo del vector V

```
& CTE_V=-DCONJG(C_0_PP)*DCONJG(BETA(TECTA,FI,D,
& K,GAMMA_X,0))
CTE_V=CTE_V*W*PI
CTE_V=CTE_V/((2.0*PI*F)*MU_0*EPSILON_0*D)
```

```
DO INDICE=1,N
  V(INDICE)=CTE_V*(JOTA**(INDICE-1))*BESSEL(0,INDICE-1)
C WRITE(1,*)INDICE,V(INDICE)
END DO
```

C Calculo de la matriz Z

```
CTE_Z=((W*PI)/(2.0*D))**2
DO L=1,N
```

```

DO J=1,N
  Z(L,J)=CTE_Z*(JOTA**((L-1)-(J-1)))*SUMA_Z(BESSEL,TECTA,
&  FI,D,GAMMA_X,W,K,NUM_MODOS,L-1,J-1)
  Z_CALC(L,J)=Z(L,J)
C   PRINT*,'Z(L,J)=' ,L,' ' ,J,' ' ,Z(L,J)
END DO
END DO

C   Solucion del sistema lineal.

DO INDICE=1,N
  I(INDICE)=V(INDICE)
END DO
IJOB=0
CALL LEQ2C(Z_CALC,N,IA,I,M,IB,IJOB,WA,WK,IER)
PRINT*,'IER= ' ,IER
C   PRINT*,' '
C   DO INDICE=1,N
C     IM=DIMAG(I(INDICE))
C     RE=DREAL(I(INDICE))
C     WRITE(2,*)INDICE,CDABS(I(INDICE)),DATAN2D(IM,RE)
C     WRITE(6,*)INDICE,I(INDICE)
C   END DO

C   PRINT*,' '
C   CALL MULT_MATR(IA,IB,N,Z,I,V_PRUEBA)
C   DO INDICE=1,N
C     PRINT*,'INDICE = ' ,INDICE
C     PRINT*,'DIF = ' ,V(INDICE)-V_PRUEBA(INDICE)
C   END DO
C   PRINT*,' '

DO INDICE=1,N
  I(INDICE)=DCONJG(I(INDICE))
END DO

C   Calculo de los modos de corte

CALL CALC_MODOS_CORTE(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,M1,M2)

C   Calculo de B_MAS_PP y B_MENOS_PP

C   DO INDICE=M1,M2,1
do indice=-10,10,1
  B_MENOS_PP(INDICE)=CALC_B_MENOS_PP(BESSEL,
&  TECTA,FI,K,GAMMA_X,W,F,INDICE,IB,N,D,I)
  WRITE(3,*)INDICE,B_MENOS_PP(INDICE)
END DO

C   DO INDICE=M1,M2,1
do indice=-10,10,1
  IF (INDICE.EQ.CERO_ENTERO) THEN
    B_MAS_PP(INDICE)=C_0_PP - B_MENOS_PP(INDICE)
  ELSE
    B_MAS_PP(INDICE)=-B_MENOS_PP(INDICE)
  END IF
  WRITE(4,*)INDICE,B_MAS_PP(INDICE)
END DO

```

```

C      Calculo de la corriente superficial JS_Y_PP.

      IF (TEST_JS.EQ.1) THEN
        CTE_PASO=W/100.0
        Y=(-W/2.0)+1.0D-6
        DO INDICE=-50,50,1
          JS_NORM(INDICE)=DABS(DREAL(JS_Y_PP_TIL(TECTA,FI,
&          D,K,GAMMA_X,IB,N,W,I,Y)))
          Y=Y+CTE_PASO
        END DO

        CALL NORMALIZA(JS_NORM)

        Y=(-W/2.0)+1.0D-6
        DO INDICE=-50,50,1
          WRITE(5,*)Y/W,JS_NORM(INDICE)
          Y=Y+CTE_PASO
        END DO
      END IF

C      Calculo de las potencias reflejadas y transmitidas

      AUX_CTE=DREAL(BETA(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0))*(&
& K**2-(GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0))**2)
      POT_INC=((CDABS(C_0_PP))**2)
      POT_INC=POT_INC*AUX_CTE
      R_PP=0.0
      T_PP=0.0
      DO INDICE=M1,M2,1
        AUX_POT=(K**2)-((GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,
&          GAMMA_X,INDICE))**2)
        AUX_POT=AUX_POT*DREAL(BETA(TECTA,FI,D,K,
&          GAMMA_X,INDICE))
        AUX_R=(CDABS(B_MENOS_PP(INDICE)))**2
        AUX_R=AUX_R*AUX_POT
        R_MOD(INDICE)=AUX_R/POT_INC
        AUX_T=(CDABS(B_MAS_PP(INDICE)))**2
        AUX_T=AUX_T*AUX_POT
        T_MOD(INDICE)=AUX_T/POT_INC
CCC     IF (AUX_T.NE.CERO) THEN
C       PRINT*, 'INDICE= ',INDICE
C       PRINT*, 'R(INDICE)= ',AUX_R/POT_INC
C       PRINT*, 'T(INDICE)= ',AUX_T/POT_INC
C       PRINT*, ''
CCC     END IF

      R_PP=R_PP+R_MOD(INDICE)
      T_PP=T_PP+T_MOD(INDICE)
    END DO

    WRITE(10,*)DATO_BARRIDO,R_PP+T_PP

    WRITE(20,*)DATO_BARRIDO,R_MOD(0)
    WRITE(21,*)DATO_BARRIDO,T_MOD(0)

    DO INDICE=1,9
      WRITE(70+INDICE,*)DATO_BARRIDO,R_MOD(INDICE)

```

```

WRITE(80+INDICE,*)DATO_BARRIDO,R_MOD(-INDICE)
END DO

C   Calculo de la atenuacion de los modos evanescentes en un dielec-
C   trico (que puede ser aire) despues de la transmision (en primer
C   orden) a ese dielectrico; se normaliza (o NO) con el coeficiente
C   del modo de orden 0 transmitido en primer orden.

IF (TEST_ATEN.EQ.1) THEN
  CTE_PASO=(ESPESOR_DIE*1.0D3)/100.0
  COEF_0=COEF_TRANS_INTERF_TH(FI,TECTA,TECTA_2,D,K,K_2,
&   GAMMA_X,GAMMA_X_2,0,OMEGA,1.0,EPSILON_R_DIE,MU_0)
  DO INDICE=1,5
    COEF_MAS=COEF_TRANS_INTERF_TH(FI,TECTA,
&   TECTA_2,D,K,K_2,GAMMA_X,GAMMA_X_2,INDICE,
&   OMEGA,1.0,EPSILON_R_DIE,MU_0)
    COEF_MENOS=COEF_TRANS_INTERF_TH(FI,TECTA,
&   TECTA_2,D,K,K_2,GAMMA_X,GAMMA_X_2,
&   INDICE,OMEGA,1.0,EPSILON_R_DIE,MU_0)
    V_MAS=(COEF_MAS*B_MAS_PP(INDICE))/(COEF_0*
&   B_MAS_PP(0))
    V_MENOS=(COEF_MENOS*B_MAS_PP(-INDICE))/
&   (COEF_0*B_MAS_PP(0))
C   V_MAS=COEF_MAS*B_MAS_PP(INDICE)
C   V_MENOS=COEF_MENOS*B_MAS_PP(-INDICE)
    KZ_DIE_MAS=BETA(TECTA_2,FI,D,K_2,GAMMA_X_2,INDICE)
    KZ_DIE_MENOS=BETA(TECTA_2,FI,D,K_2,
&   GAMMA_X_2,-INDICE)

    Z_MM=0.0
    DO J=1,100
      EXPON_MAS=CDEXP(-JOTA*KZ_DIE_MAS*Z_MM*1.0D-3)
      EXPON_MENOS=CDEXP(-JOTA*KZ_DIE_MENOS*Z_MM*1.0D-3)
      WRITE(30+INDICE,*)Z_MM,20.0*DLOG10(CDABS(V_MAS*
&   EXPON_MAS))
      WRITE(50+INDICE,*)Z_MM,20.0*DLOG10(CDABS(V_MENOS*
&   EXPON_MENOS))
      Z_MM=Z_MM+CTE_PASO
    END DO
  END DO
END IF

RETURN
END

C *****
& SUBROUTINE CALC_MODOS_CORTE(TECTA,FI,D,K,
&   GAMMA_X,M1,M2)

  INTEGER M1,M2,AUX_INT
  REAL*8 D,K,GAMMA_X,GAMMA_Y,AUX1,AUX2,PI,TECTA,FI
  PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

  EXTERNAL GAMMA_Y

  AUX1=DSQRT((K**2)-(GAMMA_X**2))
  AUX1=(AUX1*D)/(2.0*PI)

```



AUX2=- (D\*(GAMMA\_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA\_X,0)))/(2.0\*PI)

M1=AUX2-AUX1  
M2=AUX2+AUX1

IF (M1.GT.M2) THEN  
    AUX\_INT=M1  
    M1=M2  
    M2=AUX\_INT  
END IF

RETURN  
END

C \*\*\*\*\*

& FUNCTION SUMA\_Z(BESSEL,TECTA,FI,D,GAMMA\_X,  
    W,K,NUM\_MODOS,I,J)

REAL\*8 GAMMA\_Y,K,W,TECTA,FI,D,GAMMA\_X,AUX2,AUX3  
REAL\*8 BESSEL(-1000:1000,0:100)  
COMPLEX\*16 SUMA\_Z,BETA,AUX1,JOTA  
INTEGER I,J,INDICE,IER,NUM\_MODOS

REAL\*8 CERO,PI  
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,CERO=0.0D0)

EXTERNAL BETA,GAMMA\_Y

JOTA=DCMPLX(0.0,1.0)  
SUMA\_Z=DCMPLX(CERO,CERO)  
DO INDICE=-NUM\_MODOS,NUM\_MODOS,1  
&    AUX1=DCONJG(BETA(TECTA,FI,D,K,GAMMA\_X,  
&        INDICE))/(K\*\*2-(GAMMA\_Y(  
&    TECTA,FI,D,K,GAMMA\_X,INDICE))\*\*2)  
    AUX2=BESSEL(INDICE,I)  
    AUX3=BESSEL(INDICE,J)

    SUMA\_Z=SUMA\_Z+AUX1\*AUX2\*AUX3  
END DO

RETURN  
END

C \*\*\*\*\*

& FUNCTION CALC\_B\_MENOS\_PP(BESSEL,TECTA,FI,K,GAMMA\_X,  
    W,F,M,IB,N,D,I)

INTEGER INDICE,N,IER,IB,M  
COMPLEX\*16 CALC\_B\_MENOS\_PP,I(1:IB),JOTA,SUMA,CTE,AUX  
REAL\*8 MU\_0,PI,CERO,ARG,D,TECTA,FI,K,GAMMA\_X  
REAL\*8 W,EPSILON\_0,GAMMA\_Y  
REAL\*8 F,BESSEL(-1000:1000,0:100)  
PARAMETER (JOTA=(0.0,1.0),CERO=0.0D0)  
PARAMETER (EPSILON\_0=8.85419D-12)  
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)



```
EXTERNAL GAMMA_Y
```

```
MU_0=4.0*PI*1.0D-7
```

```
CTE=-(2.0*PI*F)*MU_0*EPSILON_0*W*PI
```

```
& CTE=CTE/(4.0*D*(K**2-(GAMMA_Y(TECTA,FI,D,K,  
GAMMA_X,M)**2))
```

```
SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
```

```
DO INDICE=1,N
```

```
AUX=(JOTA**(INDICE-1))*BESSEL(M,INDICE-1)
```

```
SUMA=SUMA+(AUX*I(INDICE))
```

```
END DO
```

```
CALC_B_MENOS_PP=CTE*SUMA
```

```
RETURN
```

```
END
```

```
C *****
```

```
FUNCTION JS_Y_PP_TIL(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,IB,N,W,I,Y)
```

```
INTEGER IB,N,INDICE
```

```
COMPLEX*16 JS_Y_PP_TIL,I(1:IB),SUMA,AUX,JOTA
```

```
REAL*8 Y,CERO,W,PI,ARG,PI_DIV_DOS,H,T,GAMMA_Y
```

```
REAL*8 TECTA,FI,D,K,GAMMA_X
```

```
PARAMETER (CERO=0.0D0,JOTA=(0.0,1.0))
```

```
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
```

```
EXTERNAL T,GAMMA_Y
```

```
H=W/2.0
```

```
PI_DIV_DOS=PI/2.0
```

```
SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
```

```
DO INDICE=1,N
```

```
AUX=I(INDICE)*T(INDICE-1,Y/H)
```

```
SUMA=SUMA+AUX
```

```
END DO
```

```
IF (Y.NE.H) THEN
```

```
ARG=1.0-((Y/H)**2)
```

```
JS_Y_PP_TIL=SUMA*(1.0/DSQRT(DABS(ARG)))
```

```
& JS_Y_PP_TIL=JS_Y_PP_TIL*CDEXP(-JOTA*GAMMA_Y(  
TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0)*Y)
```

```
END IF
```

```
RETURN
```

```
END
```

```
C *****
```

```
FUNCTION T(N,Y)
```

```
INTEGER N
```

```
REAL*8 T,Y
```

C Polinomio de CHEBYSHEV de orden N y argumento Y.

```

IF ((Y.GT.(1.0)).AND.(DABS(Y).LE.(1.1))) THEN
  Y=1.0
END IF
IF ((Y.LT.(-1.0)).AND.(DABS(Y).LE.(1.1))) THEN
  Y=-1.0
END IF

T=DCOS(N*(DACOS(Y)))

RETURN
END
    
```

C \*\*\*\*\*

```

SUBROUTINE NORMALIZA(V)

REAL*8 V(-50:50),MAXIMO
INTEGER INDICE

MAXIMO=V(-50)
DO INDICE=-49,50,1
  IF (V(INDICE).GT.MAXIMO) THEN
    MAXIMO=V(INDICE)
  END IF
END DO

DO INDICE=-50,50,1
  V(INDICE)=V(INDICE)/MAXIMO
END DO

RETURN
END
    
```

C \*\*\*\*\*

```

FUNCTION COEF_TRANS_INTERF_TH(FI,TECTA_1,TECTA_2,D,
&      K_1,K_2,KX_1,KX_2,MOD0,OMEGA,EPSILON_R_1,
&      EPSILON_R_2,MU_0)

INTEGER MOD0
REAL*8 FI,TECTA_1,TECTA_2,D,K_1,K_2,KX_1,KX_2,OMEGA,
&      EPSILON_R_1,EPSILON_R_2,MU_0
COMPLEX*16 COEF_TRANS_INTERF_TH,KZ_1,KZ_2
COMPLEX*16 Z_1,Z_2,BETA,IMPED_TH

EXTERNAL BETA,IMPED_TH

KZ_1=BETA(TECTA_1,FI,D,K_1,KX_1,MOD0)
KZ_2=BETA(TECTA_2,FI,D,K_2,KX_2,MOD0)
Z_1=IMPED_TH(OMEGA,K_1,KX_1,TECTA_1,FI,D,MU_0,MOD0)
Z_2=IMPED_TH(OMEGA,K_2,KX_2,TECTA_2,FI,D,MU_0,MOD0)

&      COEF_TRANS_INTERF_TH=(KZ_1/KZ_2)*(EPSILON_R_2/
&      EPSILON_R_1)*((2.0*Z_2)/(Z_2+Z_1))

RETURN
    
```



P.2.- Programas de una EPICPUD de cintas en dieléctrico y de una sucesión en cascada de estas estructuras



PROGRAM GIRPL\_ENTR

C Este programa sirve para hacer las entradas a los programas GIRPL1, GIRPL2  
 C o al GIR\_PRU19 y versiones siguientes. Crea un fichero que es leído  
 C por estos ficheros.

C En este fichero las magnitudes se guardan en unidades  
 C del Sistema Internacional.

C COMPILAR con G\_FLOATING.

IMPLICIT NONE

CHARACTER CH\*1,FICH\_NUEVO\*15,FICH\_VIEJO\*15,

& FICH\_NUEVO\_M\*15

INTEGER INIC,FINAL,VAR\_BARRIDO,NE,TEST,A,B,N,M,

& TETH\_POT\_LIN,TETH\_POT\_DB,TETH\_FASE,

& TECTAFI\_POT\_LIN,TECTAFI\_POT\_DB,TECTAFI\_FASE,

& RADF\_DB,RADF\_FASE,TETH\_COEF\_LIN

REAL\*8 FRECUENCIA,TECTA,FI,PASO,ESPESOR,EPSILON\_R,W,D,

& L\_ESPAC(1:12),ALFA\_GIRO(0:12)

COMMON /PRPAL/FRECUENCIA,TECTA,FI,INIC,FINAL,

& PASO,VAR\_BARRIDO,

& ESPESOR,EPSILON\_R,W,D,NE,L\_ESPAC,

& ALFA\_GIRO,A,B,N,M,

& TETH\_COEF\_LIN,TETH\_POT\_LIN,TETH\_POT\_DB,TETH\_FASE,

& TECTAFI\_POT\_LIN,TECTAFI\_POT\_DB,TECTAFI\_FASE,

& RADF\_DB,RADF\_FASE

PRINT\*,' '

PRINT\*,'===== '

PRINT\*,'ENTRADA DE DATOS AL PROGRAMA GIRPL '

PRINT\*,'===== '

CH='K'

DO WHILE (.NOT.((CH.EQ.'C').OR.(CH.EQ.'c').OR.

& (CH.EQ.'M').OR.(CH.EQ.'m'))

PRINT\*,' '

PRINT\*,'Crear un nuevo fichero de configuracion ---> C o c'

PRINT\*,'Modificar un fichero ya creado -----> M o m'

READ\*,CH

END DO

PRINT\*,' '

PRINT\*,' '

IF ((CH.EQ.'C').OR.(CH.EQ.'c')) THEN

PRINT\*,'-----'

PRINT\*,'CREAR UN NUEVO FICHERO DE CONFIGURACION'

PRINT\*,'-----'

PRINT\*,'Nombre del fichero nuevo:'

READ\*,FICH\_NUEVO

PRINT\*,' '

OPEN(UNIT=1,STATUS='NEW',FILE=FICH\_NUEVO)

CALL CARACT\_ONDA\_INC\_C(FRECUENCIA,TECTA,FI,INIC,

& FINAL,PASO,VAR\_BARRIDO)

CALL CARACT\_ENREJADO\_CINTAS\_C(W,D)

CALL CARACT\_PLACA\_DIELECTRICA\_C(ESPESOR,EPSILON\_R)

CALL CARACT\_MFLOQUET\_FB\_C(A,B,N,M)

CALL CARACT\_SIST\_MULTICAPA\_C(NE,L\_ESPAC,ALFA\_GIRO)

```

CALL CARAC_FICHEROS_SALIDA_C(TETH_COEF_LIN,
&   TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&   TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&   TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE)
CALL ESCRIBE_EN_FICHERO(1)
CLOSE(1)
PRINT*,' '
END IF

IF ((CH.EQ.'M').OR.(CH.EQ.'m')) THEN
PRINT*,'-----'
PRINT*,'MODIFICAR UN FICHERO DE CONFIGURACION'
PRINT*,'-----'
PRINT*,'Nombre del fichero que va a ser modificado:'
READ*,FICH_VIEJO
PRINT*,'Nombre del fichero modificado: '
READ*,FICH_NUEVO_M
PRINT*,' '
OPEN(UNIT=2,STATUS='OLD',FILE=FICH_VIEJO)
CALL LEE_DE_FICHERO(2)
CLOSE(2)
OPEN(UNIT=3,STATUS='NEW',FILE=FICH_NUEVO_M)

TEST=1
DO WHILE ((TEST.EQ.1).OR.(TEST.EQ.2).OR.(TEST.EQ.3).OR.
&   (TEST.EQ.4).OR.(TEST.EQ.5).OR.(TEST.EQ.6))
PRINT*,' '
PRINT*,'Modificaciones: '
PRINT*,' Onda incidente -----> 1 '
PRINT*,' Enrejado cintas -----> 2 '
PRINT*,' Sustrato dielectrico -----> 3 '
PRINT*,' Parametros calculo -----> 4 '
PRINT*,' Sistema multicapa -----> 5 '
PRINT*,' Ficheros de Salida -----> 6 '
PRINT*,' NO mas modificaciones -----> 0 '
READ*,TEST
PRINT*,' '

IF (TEST.EQ.1) THEN
&   CALL CARAC_ONDA_INC_M(FRECUENCIA,TECTA,FI,
&   INIC,FINAL,PASO,VAR_BARRIDO)
END IF
IF (TEST.EQ.2) THEN
CALL CARAC_ENREJADO_CINTAS_M(W,D)
END IF
IF (TEST.EQ.3) THEN
CALL CARAC_PLACA_DIELECTRICA_M(ESPESOR,EPSILON_R)
END IF
IF (TEST.EQ.4) THEN
CALL CARAC_MFLOQUET_FB_M(A,B,N,M)
END IF
IF (TEST.EQ.5) THEN
CALL CARAC_SIST_MULTICAPA_M(NE,L_ESPAC,ALFA_GIRO)
END IF
IF (TEST.EQ.6) THEN
&   CALL CARAC_FICHEROS_SALIDA_M(TETH_COEF_LIN,
&   TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,
&   TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE)

```



END IF  
END DO

CALL ESCRIBE\_EN\_FICHERO(3)  
CLOSE(3)  
PRINT\*,' '  
END IF

STOP  
END

C #####  
C  
C Subrutinas y Funciones.  
C #####  
C

& SUBROUTINE CARAC\_ONDA\_INC\_M(FRECUENCIA,TECTA,FI,  
INIC,FINAL,PASO,VAR\_BARRIDO)

IMPLICIT NONE  
INTEGER INIC,FINAL,VAR\_BARRIDO,TEST  
REAL\*8 FRECUENCIA,TECTA,FI,PASO

TEST=1  
& DO WHILE ((TEST.EQ.1).OR.(TEST.EQ.2).OR.(TEST.EQ.3).OR.  
(TEST.EQ.4).OR.(TEST.EQ.5).OR.(TEST.EQ.6))

& PRINT\*,'Modificaciones (ONDA INCIDENTE) : '  
PRINT\*,'1 ---> Frecuencia (GHz) = '  
FRECUENCIA\*1.0D-9  
PRINT\*,'2 ---> Angulo de incidencia: TECTA (grados) = ',TECTA  
PRINT\*,'3 ---> Angulo de incidencia: FI (grados) = ',FI  
PRINT\*,'4 ---> Numero de puntos del barrido = ',FINAL  
PRINT\*,'5 ---> Incremento del barrido (Hz o Grados) = ',PASO  
PRINT\*,'6 ---> Variable de barrido = ',VAR\_BARRIDO  
PRINT\*,'0 ---> NO modificar mas parametros '  
READ\*,TEST  
PRINT\*,' '

IF (TEST.EQ.1) THEN  
PRINT\*,'Frecuencia (GHz) '  
READ\*,FRECUENCIA  
FRECUENCIA=FRECUENCIA\*1.0D9  
END IF

IF (TEST.EQ.2) THEN  
PRINT\*,'Angulo de incidencia:TECTA (grados) '  
READ\*,TECTA  
END IF

IF (TEST.EQ.3) THEN  
PRINT\*,'Angulo de incidencia: FI (grados) '  
READ\*,FI  
END IF

IF (TEST.EQ.4) THEN  
PRINT\*,'Numero de puntos del barrido: '  
READ\*,FINAL  
END IF

IF (TEST.EQ.5) THEN

```

    PRINT*,'Incremento del barrido (Hz o Grados) '
    READ*,PASO
END IF
IF (TEST.EQ.6) THEN
    PRINT*,'Variable de barrido: '
    PRINT*,' Longitud de onda: --> 1 '
    PRINT*,' Angulo TECTA: -----> 2 '
    PRINT*,' Angulo FI: -----> 3 '
    READ*,VAR_BARRIDO
END IF
END DO
PRINT*,' '

RETURN
END

```

C #####

SUBROUTINE CARAC\_ENREJADO\_CINTAS\_M(W,D)

```

IMPLICIT NONE
INTEGER TEST
REAL*8 W,D

```

```

TEST=1
DO WHILE ((TEST.EQ.1).OR.(TEST.EQ.2))
    PRINT*,'Modificaciones (ENREJADO CINTAS): '
    PRINT*,'1 ---> Anchura cintas (W) (mm) = '
    & W*1.0D3
    PRINT*,'2 ---> Separacion entre centros de cintas (D) (mm) = ',
    & D*1.0D3
    PRINT*,'0 ---> NO modificar mas parametros '
    READ*,TEST
    PRINT*,' '

```

```

IF (TEST.EQ.1) THEN
    PRINT*,'Anchura cintas (W) (mm): '
    READ*,W
    W=W*1.0D-3
END IF
IF (TEST.EQ.2) THEN
    PRINT*,'Separacion entre centros de cintas (D) (mm): '
    READ*,D
    D=D*1.0D-3
END IF

```

```

    PRINT*,' '
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

& SUBROUTINE CARAC\_PLACA\_DIELECTRICA\_M(ESPESOR,  
EPSILON\_R)

IMPLICIT NONE

```
INTEGER TEST
REAL*8 ESPESOR, EPSILON_R
```

```
TEST=1
DO WHILE ((TEST.EQ.1).OR.(TEST.EQ.2))
  PRINT*, 'Modificaciones (SUSTRATO DIELECTRICO): '
  PRINT*, ' 1 ---> Espesor sustrato (mm) = ',
&    ESPESOR*1.0D3
  PRINT*, ' 2 ---> Constante dielectrica del sustrato = ', EPSILON_R
  PRINT*, ' 0 ---> NO modificar mas parametros '
  READ*, TEST
  PRINT*, ' '
```

```
IF (TEST.EQ.1) THEN
  PRINT*, 'Espesor sustrato (mm): '
  READ*, ESPESOR
  ESPESOR=ESPESOR*1.0D-3
END IF
IF (TEST.EQ.2) THEN
  PRINT*, 'Constante dielectrica sustrato: '
  READ*, EPSILON_R
END IF
```

```
PRINT*, ' '
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CARAC_MFLOQUET_FB_M(A,B,N,M)
```

```
IMPLICIT NONE
INTEGER A,B,N,M,TEST
```

```
TEST=1
DO WHILE ((TEST.EQ.1).OR.(TEST.EQ.2).OR.(TEST.EQ.3))
  PRINT*, 'Modificaciones (PARAMETROS CALCULO:
&    MODOS DE FLOQUET Y FUNCIONES BASE) : '
  PRINT*, '1 ---> Modos de Floquet inicial y final (A,B) = ', A,B
  PRINT*, '2 ---> Numero de funciones base (M. Momentos) (N) = ', N
  PRINT*, '3 ---> Numero de M. Floquet suma matriz
&    impedancias (M. Momentos) (M) = ', M
  PRINT*, '0 ---> NO modificar mas parametros '
  READ*, TEST
```

```
IF (TEST.EQ.1) THEN
  PRINT*, 'Modo de Floquet inicial (A): '
  READ*, A
  PRINT*, 'Modo de Floquet final (B): '
  READ*, B
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.2) THEN
  PRINT*, 'Numero de funciones base (M. Momentos) (N): '
  READ*, N
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.3) THEN
```

```

    PRINT*,'Numero de M. Floquet suma matriz impedancias
& (M.Momentos) (M): '
    READ*,M
    END IF

    PRINT*,' '
    END DO

    RETURN
    END

```

C #####

```

& SUBROUTINE CARAC_SIST_MULTICAPA_M(NE,L_ESPAC,
ALFA_GIRO)

```

```

IMPLICIT NONE
INTEGER TEST,NE,I
REAL*8 L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12)

TEST=1
DO WHILE ((TEST.EQ.1).OR.(TEST.EQ.2))
    PRINT*,'Modificaciones (SISTEMA MULTICAPA): '
    PRINT*,'1 ---> Espaciado entre etapas: '
    DO I=1,NE
        PRINT*,'Etapa:',I,' espaciado (mm) = ',L_ESPAC(I)*1.0D3
    END DO
    PRINT*,'2 ---> Angulo giro: '
    DO I=1,NE
        PRINT*,'Etapa:',I,' angulo giro (grados) = ',ALFA_GIRO(I)
    END DO
    PRINT*,'0 ---> NO modificar mas parametros '
    PRINT*,' '
    READ*,TEST

    IF (TEST.EQ.1) THEN
        DO I=1,NE
            PRINT*,'Etapa:',I,' espaciado (mm): '
            READ*,L_ESPAC(I)
            L_ESPAC(I)=L_ESPAC(I)*1.0D-3
        END DO
    END IF
    IF (TEST.EQ.2) THEN
        DO I=1,NE
            PRINT*,'Etapa:',I,' angulo giro (grados): '
            READ*,ALFA_GIRO(I)
        END DO
    END IF

    PRINT*,' '
    END DO

    RETURN
    END

```

C #####

```

SUBROUTINE CARAC_FICHEROS_SALIDA_M(TETH_COEF_LIN,

```

```
&      TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&      TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
&      RADF_DB,RADF_FASE)
```

IMPLICIT NONE

```
INTEGER TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&      TETH_COEF_LIN,
&      TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
&      RADF_DB,RADF_FASE,TEST
```

TEST=1

```
DO WHILE ((TEST.GE.1).AND.(TEST.LE.9))
PRINT*,'Modificaciones (Ficheros de Salida): (SI=1 ; NO=0) '
PRINT*,' MODOS TIPO-E, TIPO-H: '
PRINT*,' 1 ---> Coeficiente (lineal) =      ',TETH_COEF_LIN
PRINT*,' 2 ---> Potencia (lineal) =         ',TETH_POT_LIN
PRINT*,' 3 ---> Potencia (dB) =              ',TETH_POT_DB
PRINT*,' 4 ---> Fase (grados) =               ',TETH_FASE
PRINT*,' COEFICIENTES TECTA, FI: '
PRINT*,' 5 ---> Potencia (lineal) =         ',TECTAFI_POT_LIN
PRINT*,' 6 ---> Potencia (dB) =               ',TECTAFI_POT_DB
PRINT*,' 7 ---> Fase (grados) =              ',TECTAFI_FASE
PRINT*,' RELACION AXIAL Y DIFERENCIA DE FASE: '
PRINT*,' 8 ---> Relacion Axial (dB) =       ',RADF_DB
PRINT*,' 9 ---> Diferencia de Fase (grados) = ',RADF_FASE
PRINT*,' 0 ---> NO mas modificaciones '
READ*,TEST
```

```
IF (TEST.EQ.1) THEN
PRINT*,' MODOS TIPO-E, TIPO-H: Coeficiente (lineal): '
READ*,TETH_COEF_LIN
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.2) THEN
PRINT*,' MODOS TIPO-E, TIPO-H: Potencia (lineal): '
READ*,TETH_POT_LIN
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.3) THEN
PRINT*,' MODOS TIPO-E, TIPO-H: Potencia (dB): '
READ*,TETH_POT_DB
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.4) THEN
PRINT*,' MODOS TIPO-E, TIPO-H: Fase (grados): '
READ*,TETH_FASE
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.5) THEN
PRINT*,' COEFICIENTES TECTA, FI: Potencia (lineal): '
READ*,TECTAFI_POT_LIN
END IF
```

```
IF (TEST.EQ.6) THEN
PRINT*,' COEFICIENTES TECTA, FI: Potencia (dB): '
READ*,TECTAFI_POT_DB
END IF
```

```

IF (TEST.EQ.7) THEN
  PRINT*, 'COEFICIENTES TECTA, FI: Fase (grados): '
  READ*, TECTAFI_FASE
END IF

```

```

IF (TEST.EQ.8) THEN
  PRINT*, 'RELACION AXIAL, DIFERENCIA DE FASE:
& Relacion Axial (dB): '
  READ*, RADF_DB
END IF

```

```

IF (TEST.EQ.9) THEN
  PRINT*, 'RELACION AXIAL, DIFERENCIA DE FASE:
& Diferencia de Fase (grados): '
  READ*, RADF_FASE
END IF

```

```

PRINT*, ' '
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE LEE_DE_FICHERO(UNIDAD)

```

```

IMPLICIT NONE

```

```

INTEGER UNIDAD, INIC, FINAL, VAR_BARRIDO, NE, I, A, B, N, M,
& TETH_POT_LIN, TETH_POT_DB, TETH_FASE, TETH_COEF_LIN,
& TECTAFI_POT_LIN, TECTAFI_POT_DB, TECTAFI_FASE,
& RADF_DB, RADF_FASE
REAL*8 FRECUENCIA, TECTA, FI, PASO, ESPESOR, EPSILON_R, W, D,
& L_ESPAC(1:12), ALFA_GIRO(0:12)

```

```

COMMON /PRPAL/ FRECUENCIA, TECTA, FI, INIC, FINAL,
& PASO, VAR_BARRIDO,
& ESPESOR, EPSILON_R, W, D, NE, L_ESPAC, ALFA_GIRO, A, B, N, M,
& TETH_COEF_LIN, TETH_POT_LIN, TETH_POT_DB, TETH_FASE,
& TECTAFI_POT_LIN, TECTAFI_POT_DB, TECTAFI_FASE,
& RADF_DB, RADF_FASE

```

```

READ(UNIDAD, *) FRECUENCIA, TECTA, FI
READ(UNIDAD, *) INIC, FINAL, PASO, VAR_BARRIDO
READ(UNIDAD, *) ESPESOR, EPSILON_R
READ(UNIDAD, *) W, D
READ(UNIDAD, *) A, B, N, M
READ(UNIDAD, *) NE
DO I=1, NE
  READ(UNIDAD, *) L_ESPAC(I)
END DO
DO I=0, NE
  READ(UNIDAD, *) ALFA_GIRO(I)
END DO

```

```

READ(UNIDAD, *) TETH_COEF_LIN, TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB, TETH_FASE
& READ(UNIDAD, *) TECTAFI_POT_LIN,
& TECTAFI_POT_DB, TECTAFI_FASE

```

READ(UNIDAD,\*)RADF\_DB,RADF\_FASE

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE ESCRIBE\_EN\_FICHERO(UNIDAD)

IMPLICIT NONE

INTEGER UNIDAD,INIC,FINAL,VAR\_BARRIDO,NE,I,A,B,N,M,

& TETH\_POT\_LIN,TETH\_POT\_DB,TETH\_FASE,TETH\_COEF\_LIN,

& TECTAFI\_POT\_LIN,TECTAFI\_POT\_DB,TECTAFI\_FASE,

& RADF\_DB,RADF\_FASE

REAL\*8 FRECUENCIA,TECTA,FI,PASO,ESPESOR,EPSILON\_R,W,D,

& L\_ESPAC(1:12),ALFA\_GIRO(0:12)

COMMON /PRPAL/FRECUENCIA,TECTA,FI,INIC,FINAL,PASO,

& VAR\_BARRIDO,

& ESPESOR,EPSILON\_R,W,D,NE,L\_ESPAC,ALFA\_GIRO,A,B,N,M,

& TETH\_COEF\_LIN,TETH\_POT\_LIN,TETH\_POT\_DB,TETH\_FASE,

& TECTAFI\_POT\_LIN,TECTAFI\_POT\_DB,TECTAFI\_FASE,

& RADF\_DB,RADF\_FASE

WRITE(UNIDAD,\*)FRECUENCIA,TECTA,FI

WRITE(UNIDAD,\*)INIC,FINAL,PASO,VAR\_BARRIDO

WRITE(UNIDAD,\*)ESPESOR,EPSILON\_R

WRITE(UNIDAD,\*)W,D

WRITE(UNIDAD,\*)A,B,N,M

WRITE(UNIDAD,\*)NE

DO I=1,NE

WRITE(UNIDAD,\*)L\_ESPAC(I)

END DO

DO I=0,NE

WRITE(UNIDAD,\*)ALFA\_GIRO(I)

END DO

WRITE(UNIDAD,\*)TETH\_COEF\_LIN,TETH\_POT\_LIN,

& TETH\_POT\_DB,TETH\_FASE

WRITE(UNIDAD,\*)TECTAFI\_POT\_LIN,TECTAFI\_POT\_DB,

& TECTAFI\_FASE

WRITE(UNIDAD,\*)RADF\_DB,RADF\_FASE

RETURN

END

C #####

SUBROUTINE CARACT\_ONDA\_INC\_C(FRECUENCIA,TECTA,FI,

& INIC,FINAL,PASO,VAR\_BARRIDO)

IMPLICIT NONE

INTEGER INIC,FINAL,VAR\_BARRIDO

REAL\*8 FRECUENCIA,TECTA,FI,PASO

PRINT\*,'ONDA INCIDENTE:'

PRINT\*,'Frecuencia (GHz) : '

READ\*,FRECUENCIA

FRECUENCIA=FRECUENCIA\*1.0D9

```
PRINT*, 'Angulo de incidencia: TECTA (grados) : '
READ*, TECTA
PRINT*, 'Angulo de incidencia: FI (grados) : '
READ*, FI
PRINT*, ' '
```

```
PRINT*, 'Variable para hacer el barrido : '
PRINT*, ' Frecuencia -----> 1 '
PRINT*, ' TECTA -----> 2 '
PRINT*, ' FI -----> 3 '
READ*, VAR_BARRIDO
PRINT*, ' '
```

```
INIC=1
PRINT*, 'Numero de puntos en que se quiere hacer el barrido : '
READ*, FINAL
PRINT*, 'Incremento del barrido (GHz o Grados) : '
READ*, PASO
IF (VAR_BARRIDO.EQ.1) THEN
  PASO=PASO*1.0D9
END IF
PRINT*, ' '
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CARACT_ENREJADO_CINTAS_C(W,D)
```

```
IMPLICIT NONE
REAL*8 W,D
```

```
PRINT*, 'ENREJADO CINTAS: '
PRINT*, 'Anchura de las cintas (W) (mm) : '
READ*, W
W=W*1.0D-3
PRINT*, 'Separacion entre los centros de la cintas (D) (mm) : '
READ*, D
D=D*1.0D-3
PRINT*, ' '
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CARACT_PLACA_DIELECTRICA_C(ESPESOR,
& EPSILON_R)
```

```
IMPLICIT NONE
REAL*8 ESPESOR, EPSILON_R
```

```
PRINT*, 'SUSTRATO DIELECTRICO: '
PRINT*, 'Espesor sustrato (mm) : '
READ*, ESPESOR
ESPESOR=ESPESOR*1.0D-3
PRINT*, 'Constante dielectrica relativa del sustrato: '
```



```
READ*,EPSILON_R
PRINT*,' '
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CARACT_SIST_MULTICAPA_C(NE,L_ESPAC,
ALFA_GIRO)
```

```
IMPLICIT NONE
INTEGER NE,I
REAL*8 L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12)
```

```
PRINT*,'SISTEMA MULTICAPA:'
PRINT*,'Numero de etapas polarizadoras (maximo 12) : '
READ*,NE
PRINT*,' '
```

```
DO I=1,NE
WRITE(5,100)I
READ*,L_ESPAC(I)
L_ESPAC(I)=L_ESPAC(I)*1.0D-3
END DO
PRINT*,' '
```

```
ALFA_GIRO(0)=0.0
DO I=1,NE
WRITE(5,110)I
READ*,ALFA_GIRO(I)
END DO
PRINT*,' '
```

C Formatos.

```
100 FORMAT(1X,'Espaciado (mm) de la etapa ',2I)
110 FORMAT(1X,'Angulo de giro (grados) de la etapa ',2I)
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CARACT_MFLOQUET_FB_C(A,B,N,M)
```

```
IMPLICIT NONE
INTEGER A,B,N,M
```

```
PRINT*,'PARAMETROS DE CALCULO: MODOS DE FLOQUET
& Y FUNCIONES BASE:'
```

```
PRINT*,'Intervalo de modos de Floquet para el estudio del
& sistema multicapa general: (A....0....B)'
PRINT*,'A: '
READ*,A
PRINT*,'B: '
READ*,B
```

```

PRINT*,' '
PRINT*,'Metodo de Momentos: '
PRINT*,' Numero de funciones base (N) : '
READ*,N
PRINT*,' Numero de modos de Floquet para las sumas de la
& matriz de impedancias (M) : '
READ*,M
PRINT*,' '

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CARAC_FICHEROS_SALIDA_C(
& TEST_TETH_COEF_LIN,
& TEST_TETH_POT_LIN,TEST_TETH_POT_DB,TEST_TETH_FASE,
& TEST_TECTAFI_POT_LIN,TEST_TECTAFI_POT_DB,
& TEST_TECTAFI_FASE,TEST_RADF_DB,TEST_RADF_FASE)

```

C SI=1 ; NO=0

```

IMPLICIT NONE
INTEGER TEST_TETH_POT_LIN,TEST_TETH_POT_DB,
& TEST_TETH_FASE,TEST_TECTAFI_POT_LIN,
& TEST_TECTAFI_POT_DB,TEST_TECTAFI_FASE,
& TEST_RADF_DB,TEST_RADF_FASE,TEST_TETH_COEF_LIN

```

```

PRINT*,'FICHEROS DE SALIDA: '
PRINT*,'NO=0 ; SI=1 '
PRINT*,'Ficheros Salida con MODOS TIPO-E, TIPO-H: '
PRINT*,' Coeficiente (lineal): '
READ*,TEST_TETH_COEF_LIN
PRINT*,' Potencia (lineal): '
READ*,TEST_TETH_POT_LIN
PRINT*,' Potencia (dB): '
READ*,TEST_TETH_POT_DB
PRINT*,' Fase (grados) '
READ*,TEST_TETH_FASE
PRINT*,' '
PRINT*,'Ficheros Salida en COMPONENTES TECTA, FI: '
PRINT*,' Potencia (lineal): '
READ*,TEST_TECTAFI_POT_LIN
PRINT*,' Potencia (dB): '
READ*,TEST_TECTAFI_POT_DB
PRINT*,' Fase (grados): '
READ*,TEST_TECTAFI_FASE
PRINT*,' '
PRINT*,'Ficheros Salida RELACION AXIAL y DIFERENCIA DE FASE: '
PRINT*,' Relacion Axial (dB): '
READ*,TEST_RADF_DB
PRINT*,' Diferencia de Fase (grados): '
READ*,TEST_RADF_FASE
PRINT*,' '
PRINT*,' '

RETURN
END

```

PROGRAM GIRPL1

```

C Este programa calcula los coeficientes de reflexion y transmision
C del sistema: EPICPUD de cintas+dielectrico con matrices de
C transmision generalizadas.

C Los vectores incidentes valen (1.0,0.0) (en el sistema de referencia 0)
C para el modo considerado, sea tipo-E o tipo-H, (uno solamente)
C y 0 para TODOS los demas. Se considera SOLO la incidencia ONDA PLANA.
C El programa funciona bien incluso si se invierten los modos de
C orden superior (que no esten en corte).
C El programa debe ser compilado con la opcion G_FLOATING, y linkado
C por tanto con MIDLUVZEFJOB_IMSL.OBJ.
C Las entradas se hacen con el programa GIRPL_ENTR.
C Es una modificacion de GIR_PRU20, por lo que SOLAMENTE se pueden
C girar las etapas con A=B=0, aunque hayan modos de Floquet que NO
C estan en corte.

C Declaracion de variables

C Numero maximo de etapas: 12
C Numero maximo de Modos de Floquet: 21 [-10...0...10]

REAL*8 PI
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

LOGICAL EJECUTA_TETH,EJECUTA_TECTAFI,EJECUTA_RADF
INTEGER NE,VAR_BARRIDO,INICIAL,FINAL,N,M,INDICE,NMF,A,B,
& NMF_POR_2,ORDEN_MODO_ONDA_PLANA,OMOP,UNID_EXT,
& TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
& TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
& RADF_DB,RADF_FASE
REAL*8 C_LUZ,MU_0,PASO,W,D,ESPESOR,EPSILON_R,
& DOS_PI,IND_REF,
& EPSILON_0,EPSILON_DIE,BARRIDO_SALIDA,
& BARRIDO(1:3),L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12)

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /CTES2/NMF_POR_2
COMMON /PRPAL/NE,N,M,A,B,NMF,W,D,ESPESOR,
& EPSILON_R,L_ESPAC,ALFA_GIRO,EPSILON_DIE
COMMON /OR_MO_ON_PL/OMOP
COMMON /EJECUTA_TETH/EJECUTA_TETH
COMMON /EJECUCION/EJECUTA_TECTAFI,EJECUTA_RADF
COMMON /COEF_TETH/TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB,TETH_FASE
COMMON /COEF_TECTAFI/TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
& TECTAFI_FASE
COMMON /COEF_RADF/RADF_DB,RADF_FASE
COMMON /SALIDA_DATO/BARRIDO_SALIDA

EXTERNAL ORDEN_MODO_ONDA_PLANA

C Constantes iniciales.

EPSILON_0=8.85419D-12
DOS_PI=2.0D0*PI
MU_0=4.0*PI*1.0D-7

```

C\_LUZ=1.0D0/DSQRT(EPSILON\_0\*MU\_0)

C Lectura de datos: Asignar (\$ASSIGN) externamente al CANAL 7 el  
C Fichero de Entrada (creado con GIRPL\_ENTR).

UNID\_EXT=7

```
CALL LEE_DE_FICHERO(UNID_EXT,BARRIDO,INICIAL,FINAL,PASO,
& VAR_BARRIDO,ESPESOR,EPSILON_R,W,D,NE,
& L_ESPAC,ALFA_GIRO,A,B,N,M,TETH_COEF_LIN,
& TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
& TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
& RADF_DB,RADF_FASE)
```

C Calculo de algunas constantes.

```
IF (M.GT.200) THEN
  WRITE(99,*)' ERROR EN LOS DATOS DE ENTRADA= M
& (Numero de modos de
& Floquet para la suma de la matriz Z (M.Momentos)) mayor que 200 '
  STOP
END IF
```

```
NMF=B-A+1
IF (NMF.GT.21) THEN
  WRITE(99,*)' ERROR EN LOS DATOS DE
& ENTRADA= NMF mayor que 21 '
  STOP
END IF
```

```
IND_REF=DSQRT(EPSILON_R)
EPSILON_DIE=EPSILON_0*EPSILON_R
NMF_POR_2=NMF*2
OMOP=ORDEN_MODO_ONDA_PLANA(A,B)
```

```
IF ((TETH_COEF_LIN.EQ.1).OR.(TETH_POT_LIN.EQ.1).OR.
& (TETH_POT_DB.EQ.1).OR.(TETH_FASE.EQ.1)) THEN
  EJECUTA_TETH=.TRUE.
ELSE
  EJECUTA_TETH=.FALSE.
END IF
IF ((TECTAFI_POT_LIN.EQ.1).OR.(TECTAFI_POT_DB.EQ.1).OR.
& (TECTAFI_FASE.EQ.1)) THEN
  EJECUTA_TECTAFI=.TRUE.
ELSE
  EJECUTA_TECTAFI=.FALSE.
END IF
IF ((RADF_DB.EQ.1).OR.(RADF_FASE.EQ.1)) THEN
  EJECUTA_RADF=.TRUE.
ELSE
  EJECUTA_RADF=.FALSE.
END IF
```

C Abrir Ficheros de Salida y Error.

```
CALL ABRIR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB,
& TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
& TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)
```

C Programa Principal (Barrido).

```
DO INDICE=INICIAL,FINAL,1
  IF (VAR_BARRIDO.EQ.1) THEN
    BARRIDO_SALIDA=(BARRIDO(VAR_BARRIDO))*1.0D-9
  ELSE
    BARRIDO_SALIDA=BARRIDO(VAR_BARRIDO)
  END IF
  CALL GIRADOR(BARRIDO)
  BARRIDO(VAR_BARRIDO)=BARRIDO(VAR_BARRIDO) + PASO
END DO
```

C Cerrar Ficheros de Salida y Error.

```
CALL CERRAR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB,TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,
& TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)
```

C Fin del Programa.

```
STOP
END
```

```
C #####
C =====
C #####
```

Subrutinas y Funciones.

```
C #####
C =====
C #####
```

SUBROUTINE GIRADOR(BARRIDO)

C Distancias en mm; angulos en grados.

```
C =====
C Declaracion de variables.
C =====
```

```
LOGICAL EJECUTA_TECTAFI,EJECUTA_RADF
INTEGER NE,N,M,INDICE,NMF,A,B,ETAPA_ANT,
INTEGER NMF_POR_2,J,MODULO,OMOP,I
REAL*8 MU_0,EPSILON_0,C_LUZ,W,D,ESPESOR,
& EPSILON_R,FREC_0,
& TECTA_0,FI_0,K_0,K_DIE,IND_REF,K_Y,MMBSJ1,DOS_PI,
& TECTA_DIE,AUX_FI,OMEGA,EPSILON_DIE,CTE_TM12_ROT,BE,
& ALFA_REL,AUX_K0_SEN_TECTA0,AUX_KY_INC_0,
& AUX_DOS_PI_DIV_D,KX_INC_0,AUX_KY_0,AUX_KY_D,
& KX_INC_D,AUX_KD_SEN_TECTAD,AUX_KY_INC_D
REAL*8 BARRIDO(1:3),L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12),
& KY_INC_D(1:21),
& KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),
& KX_D(1:21),KY_D(1:21),FI(0:12),KX_ANT_0(-200:200),
& KY_ANT_0(-200:200)
COMPLEX*16 TPLTE(1:2,1:2,1:21,1:21),TPLTH(1:2,1:2,1:21,1:21),
& TADTE(1:2,1:2,1:21),TADTH(1:2,1:2,1:21),BETA,
```

```
& TDATE(1:2,1:2,1:21),TDATH(1:2,1:2,1:21),
& TAIR(1:2,1:2,1:21),TDIE(1:2,1:2,1:21),
& AUX_DIAG1(1:2,1:2,1:21),AUX_DIAG2(1:2,1:2,1:21),
& AUX_DIAG3(1:2,1:2,1:21),TETAPATE(1:2,1:2,1:21,1:21),
& TETAPATH(1:2,1:2,1:21,1:21),ELEM_A(1:21,1:21),
& TM_AUX(1:2,1:2,1:21),TM_AUX2(1:2,1:2,1:21),
& TENSOR_A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21),KZ_D(1:21),
& S11(1:42,1:42),S21(1:42,1:42),S21X(1:42),
& S21Y(1:42),S11X(1:42),S11Y(1:42),KZ_0(-200:200),
& KZ_INC_0(-200:200),KZ_INC_D(1:21),KZ_ANT_0(-200:200)
```

```
COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /CTES2/NMF_POR_2
COMMON /PRPAL/NE,N,M,A,B,NMF,W,D,ESPESOR,EPSILON_R,
& L_ESPAC,ALFA_GIRO,EPSILON_DIE
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON /KX_KY_DIE/KX_D,KY_D
COMMON /OR_MO_ON_PL/OMOP
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_D/KZ_D
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0
COMMON /KX_KY_ANT/KX_ANT_0,KY_ANT_0
COMMON /KZ_ANT_0/KZ_ANT_0
COMMON /EJECUCION/EJECUTA_TECTAFI,EJECUTA_RADF
```

EXTERNAL BETA

```
C =====
C Variables de Barrido.
C =====
```

```
FREC_0=BARRIDO(1)
TECTA_0=BARRIDO(2)
FI_0=BARRIDO(3)
```

```
C =====
C Constantes del Barrido.
C =====
```

```
OMEGA=DOS_PI*FREC_0
K_0=OMEGA/C_LUZ
K_DIE=K_0*IND_REF
TECTA_DIE=DASIND(DSIND(TECTA_0)/IND_REF)
CTE_TM12_ROT=OMEGA*MU_0
BE=1.0D0/(CTE_TM12_ROT*EPSILON_0)
```

```
C =====
C Calculo de FI<i>.
C =====
```

```
FI(0)=FI_0
DO I=1,NE
  FI(I)=FI_0-ALFA_GIRO(I)
END DO
```

```
C =====
C Calculo de KX_INC_0,KY_INC_0,KZ_0 (En el sistema de referencia 0).
```

```

AUX_K0_SEN_TECTA0=K_0*DSIND(TECTA_0)
AUX_KY_INC_0=AUX_K0_SEN_TECTA0*DSIND(FI_0)
AUX_KX_INC_0=AUX_K0_SEN_TECTA0*DCOSD(FI_0)
DO INDICE=-M,M
KX_ANT_0(INDICE)=KX_INC_0
KY_INC_0(INDICE)=AUX_KY_INC_0+AUX_KY_DOS_PI_DIV_D*INDICE
KY_ANT_0(INDICE)=KY_INC_0(INDICE)
KZ_INC_0(INDICE)=BETA(KY_INC_0(INDICE),D,K_0,KX_INC_0,0)
KZ_ANT_0(INDICE)=KZ_INC_0(INDICE)
END DO

```

=====  
C  
C  
C  
=====  
Calculo de KX\_INC\_D,KY\_INC\_D,KZ\_D (En el sistema de referencia 0).

```

AUX_KD_SEN_TECTAD=K_DIE*DSIND(TECTA_DIE)
AUX_KY_INC_D=AUX_KD_SEN_TECTAD*DSIND(FI_0)
AUX_KX_INC_D=AUX_KD_SEN_TECTAD*DCOSD(FI_0)
MODE=A
DO INDICE=1,NMF
KY_INC_D(INDICE)=AUX_KY_INC_D+AUX_KY_DOS_PI_DIV_D*MODE
KZ_INC_D(INDICE)=BETA(KY_INC_D(INDICE),D,K_DIE,
KX_INC_D,0)
MODE=MODE+1
END DO

```

=====  
C  
C  
C  
=====  
Calculo de [Tnum\_placa][TE,TH][i,j] ( y de S[TE,TH][i,j] ).

```

DO INDICE=1,NE

```

C  
Calculo de KX\_0,KY\_0,KZ\_0[j].

```

AUX_KY_0=AUX_K0_SEN_TECTA0*DSIND(FI(INDICE))
DO J=-M,M
KX_0(j)=AUX_K0_SEN_TECTA0*DCOSD(FI(INDICE))
KY_0(j)=AUX_KY_0+(AUX_KY_DOS_PI_DIV_D*j)
KZ_0(j)=BETA(KY_0(j),D,K_0,KX_0(j),0)
END DO

```

C  
Calculo de KX\_D,KY\_D,KZ\_D<j>.

```

AUX_KY_D=AUX_KD_SEN_TECTAD*DSIND(FI(INDICE))
I=A
DO J=1,NMF

```

```

KX_D(j)=AUX_KD_SEN_TECTAD*DCOSD(FI(INDICE))
KY_D(j)=AUX_KY_D+(AUX_KY_DOS_PI_DIV_D*j)
KZ_D(j)=BETA(KY_D(j),D,K_DIE,KX_D(j),0)
I=I+1
END DO

```

C  
Calculo de la matriz T de la PLACA DE CINTAS.

CALL CALC\_T\_PL(NMF,A,B,

```

&      K_0,D,W,N,M,TPLTE,TPLTH)
C      Calculo de la matriz T de la DESADAPTACION: AIRE-DIELECTRICO
      CALL CALC_T_INTERFASE_AD(A,B,NMF,EPSILON_0,EPSILON_DIE,
&      OMEGA,K_0,K_DIE,TADTE,TADTH)
C      Calculo de la matriz T de la PROPAGACION en el DIELECTRICO.
      CALL CALC_T_PROPAG_D(NMF,D,K_DIE,ESPESOR,TDIE)
C      Calculo de la matriz T de la DESADAPTACION: DIELECTRICO-AIRE
      CALL CALC_T_INTERFASE_DA(A,B,NMF,EPSILON_DIE,
&      EPSILON_0,OMEGA,K_DIE,K_0,TDATE,TDATH)
C      Calculo de la matriz T de la PROPAGACION en el AIRE hasta la
C      siguiente placa.
      CALL CALC_T_PROPAG_A(A,B,NMF,D,K_0,
&      L_ESPAC(INDICE),TAIR)
C      =====
C      Multiplicacion de las matrices para el calculo de T de una placa(
C      (llamadas TETAPATE,TETAPATH).
C      Modo TE:
      CALL INIC_CERO_PMMDD(NMF,AUX_DIAG1)
      CALL PM_M_DD(NMF,TAIR,TDATE,AUX_DIAG2)
      CALL INIC_CERO_PMMDD(NMF,AUX_DIAG2)
      CALL PM_M_DD(NMF,AUX_DIAG3,TDIE,AUX_DIAG2)
      CALL INIC_CERO_PMMDD(NMF,AUX_DIAG2)
      CALL PM_M_DD(NMF,AUX_DIAG1,TADTE,AUX_DIAG3)

      CALL INIC_CERO_PMMDC(NMF,TETAPATE)
      CALL PM_M_DC(NMF,AUX_DIAG3,TPLTE,TETAPATE)
C      Modo TH:
      CALL INIC_CERO_PMMDD(NMF,AUX_DIAG3)
      CALL PM_M_DD(NMF,TAIR,TDATH,AUX_DIAG1)
      CALL INIC_CERO_PMMDD(NMF,AUX_DIAG3)
      CALL PM_M_DD(NMF,AUX_DIAG1,TDIE,AUX_DIAG2)
      CALL INIC_CERO_PMMDD(NMF,AUX_DIAG2)
      CALL PM_M_DD(NMF,AUX_DIAG2,TADTH,AUX_DIAG1)

      CALL INIC_CERO_PMMDC(NMF,TETAPATH)
      CALL PM_M_DC(NMF,AUX_DIAG3,TPLTH,TETAPATH)
C      =====
C      Calculo de las matrices A[etapa,I,J,M,N].
      ETAPA_ANT=INDICE-1
      ALFA_REL=ALFA_GIRO(INDICE)-ALFA_GIRO(ETAPA_ANT)
      CALL CALC_TM12_ROT(NMF,A,B,D,ALFA_REL,K_0,
&      CTE_TM12_ROT,TM_AUX)

```



```

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,4,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,4,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,4,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,4,ELEM_A,TENSOR_A)

```

C      Calculo de KX\_ANT\_0,KY\_ANT\_0,KZ\_ANT\_0

```

DO J=-M,M,1
  KX_ANT_0(J)=KX_0(J)
  KY_ANT_0(J)=KY_0(J)
  KZ_ANT_0(J)=KZ_0(J)
END DO

```

END DO

```

C =====
C
C Producto de matrices A(i).
C ( NO se hace el cambio de base del sistema NE al 0. )

ALFA_REL=ALFA_GIRO(NE)-ALFA_GIRO(NE)
CALL CALC_TM12_ROT(NMF,A,B,D,ALFA_REL,K_0,CTE_TM12_ROT,
& TM_AUX2)
CALL CONSTR_TENSOR_A13(NMF,TM_AUX2,TENSOR_A)

CALL INIC_CERO_PMGCC(NMF,-1,TENSOR_A)
CALL PM_G_CC(NMF,13,NE,-1,TENSOR_A)

IF (NE.GE.2) THEN
  DO INDICE=NE-1,1,-1
    CALL INIC_CERO_PMGCC(NMF,-2,TENSOR_A)
    CALL PM_G_CC(NMF,-1,INDICE,-2,TENSOR_A)
    CALL IGUALA_TENSOR_A(NMF,-1,-2,TENSOR_A)
  END DO
END IF

C =====
C
C Calculo de S11,S12,S21,S22 del sistema total

CALL CALC_S_SISTEMA_TOTAL(NMF,NMF_POR_2,
& TENSOR_A,S11,S21)

C =====
C
C Calculo de los coeficientes de reflexion y transmision a
C partir de S11, S21: en Amplitud, en Fase, en Relacion Axial,
C en Diferencia de Fase.
C =====

CALL COEFICIENTES_TE_TH(A,B,NMF,OMOP,D,OMEGA,S11,S21)
CALL CALC_S11_S21_X_Y(A,B,NMF,NMF_POR_2,OMOP,EPSILON_0,
& BE,D,K_0,S11,S21,S11X,S21X,S11Y,S21Y)

C CALL COEFICIENTES_X_Y(A,B,NMF,S11X,S21X,S11Y,S21Y)

IF (EJECUTA_TECTAFI) THEN
  CALL COEFICIENTES_TECTA_FI(A,B,NMF,D,K_0,S11X,
& S21X,S11Y,S21Y)
END IF
IF (EJECUTA_RADF) THEN
  CALL COEFICIENTES_RA_DF(A,B,NMF,-ALFA_GIRO(NE),D,
& S21Y,S21X)
END IF

RETURN
END

C #####
C
C SUBROUTINE COEFICIENTES_RA_DF(A,B,NMF,ALFA_NE_0,D,K_0,
& S21X_NE,S21Y_NE)

C Calculo de la Relacion Axial y Diferencia de Fase para

```

C la señal Transmitida (siendo la incidente la ONDA PLANA)  
 C en el Sistema de Referencia 0.

```

INTEGER A,B,NMF,I,MODO,RADF_DB,RADF_FASE
REAL*8 SEN,COS,ALFA_NE_0,KX_INC_0,D,K_0,FASE,
&   KY_INC_0(-200:200),RAX_0(1:21),DFX_0(1:21),
&   RAY_0(1:21),DFY_0(1:21),TECTA_MODO(1:21),
&   FI_MODO_0(1:21)
COMPLEX*16 CALC_E_Z,
&   S21X_NE(1:42),S21Y_NE(1:42),S21X_0(1:42),
&   S21Y_0(1:42),S21X_Z_0(1:21),S21Y_Z_0(1:21),
&   S21X_R_0(1:21),S21X_TECTA_0(1:21),S21X_FI_0(1:21),
&   S21Y_R_0(1:21),S21Y_TECTA_0(1:21),S21Y_FI_0(1:21),
&   KZ_INC_0(-200:200)
    
```

```

COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0
COMMON /COEF_RADF/RADF_DB,RADF_FASE
    
```

EXTERNAL CALC\_E\_Z,FASE

C Cambio de sistema de referencia de S21X, S21Y de NE a 0.

```

COS=DCOSD(ALFA_NE_0)
SEN=DSIND(ALFA_NE_0)
DO I=1,NMF
  S21X_0(I)=(COS*(S21X_NE(I)))+(SEN*(S21X_NE(I+NMF)))
  S21X_0(I+NMF)=((-SEN)*(S21X_NE(I)))+(COS*(S21X_NE(I+NMF)))

  S21Y_0(I)=(COS*(S21Y_NE(I)))+(SEN*(S21Y_NE(I+NMF)))
  S21Y_0(I+NMF)=((-SEN)*(S21Y_NE(I)))+(COS*(S21Y_NE(I+NMF)))
END DO
    
```

C Calculo de la componente Z de los campos y transformacion al  
 C sistema de coordenadas ESFERICAS asociado a cada onda.

```

MODO=A
DO I=1,NMF
  S21X_Z_0(I)=CALC_E_Z(S21X_0(I),S21X_0(I+NMF),KX_INC_0,
&   KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))
& S21Y_Z_0(I)=CALC_E_Z(S21Y_0(I),S21Y_0(I+NMF),KX_INC_0,
&   KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))

  TECTA_MODO(I)=DACOSD((CDABS(KZ_INC_0(MODO)))/K_0)
  FI_MODO_0(I)=DATAN2D(KY_INC_0(MODO),KX_INC_0)

  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO(I),FI_MODO_0(I),
&   S21X_0(I),S21X_0(I+NMF),S21X_Z_0(I),
&   S21X_R_0(I),S21X_TECTA_0(I),S21X_FI_0(I))
  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO(I),FI_MODO_0(I),
&   S21Y_0(I),S21Y_0(I+NMF),S21Y_Z_0(I),
&   S21Y_R_0(I),S21Y_TECTA_0(I),S21Y_FI_0(I))
    
```

```

MODO=MODO+1
END DO
    
```

```

DO I=1,NMF
    
```

C      Calculo de la Relacion Axial (RA) y la Diferencia de Fase (DF).

```
RAX_0(I)=CDABS(S21X_TECTA_0(I)/S21X_FI_0(I))
DFX_0(I)=FASE(S21X_TECTA_0(I))-FASE(S21X_FI_0(I))
CALL NORMALIZA_ANGULOS(DFX_0(I))
```

```
RAY_0(I)=CDABS(S21Y_TECTA_0(I)/S21Y_FI_0(I))
DFY_0(I)=FASE(S21Y_TECTA_0(I))-FASE(S21Y_FI_0(I))
CALL NORMALIZA_ANGULOS(DFY_0(I))
```

C      Guardar datos en Ficheros:

```
IF (RADF_DB.EQ.1) THEN
&      CALL SALIDA_DATO_2(75+I,20.0*DLOG10(RAX_0(I)),
                          20.0*DLOG10(RAY_0(I)))
END IF
```

```
IF (RADF_FASE.EQ.1) THEN
    CALL SALIDA_DATO_2(86+I,DFX_0(I),DFY_0(I))
END IF
```

END DO

RETURN  
END

C      #####

SUBROUTINE SALIDA\_DATO\_2(UNIDAD,DATO1,DATO2)

C      Esta subrutina escribe 2 Datos de Salida en el correspondiente  
C      Fichero.

```
INTEGER UNIDAD
REAL*8 DATO1,DATO2,BARRIDO
```

COMMON /SALIDA\_DATO/BARRIDO

WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2

C      Formatos

100    FORMAT(F8.3,2F14.8)

RETURN  
END

C      #####

```
&      SUBROUTINE SALIDA_DATO_8(UNIDAD,DATO1,DATO2,DATO3,
                                  DATO4,DATO5,DATO6,DATO7,DATO8)
```

C      Esta subrutina escribe 8 Datos de Salida en el correspondiente  
C      Fichero.

```
INTEGER UNIDAD
REAL*8 DATO1,DATO2,DATO3,DATO4,DATO5,DATO6,
&      DATO7,DATO8,BARRIDO
```

COMMON /SALIDA\_DATO/BARRIDO

& WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2,  
& DATO3,DATO4,DATO5,DATO6,DATO7,DATO8

C Formatos

100 FORMAT(F8.3,8F14.8)

RETURN  
END

C #####

& SUBROUTINE SALIDA\_DATO\_16(UNIDAD,DATO1,DATO2,DATO3,  
& DATO4,  
& DATO5,DATO6,DATO7,DATO8,DATO9,DATO10,DATO11,DATO12,  
& DATO13,DATO14,DATO15,DATO16)

C Esta subrutina escribe 16 Datos de Salida en el correspondiente  
C Fichero.

INTEGER UNIDAD  
& REAL\*8 DATO1,DATO2,DATO3,DATO4,DATO5,DATO6,DATO7,DATO8,  
& DATO9,DATO10,DATO11,DATO12,DATO13,DATO14,DATO15,  
& DATO16,BARRIDO

COMMON /SALIDA\_DATO/BARRIDO

& WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2,  
& DATO3,DATO4,DATO5,DATO6,DATO7,DATO8  
& WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO9,DATO10,  
& DATO11,DATO12,DATO13,DATO14,DATO15,DATO16

C Formatos

100 FORMAT(F8.3,8F14.8)

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE NORMALIZA\_ANGULOS(ANGULO)

C Esta subrutina normaliza angulos al intervalo: -180,180

REAL\*8 ANGULO

IF ((DABS(ANGULO)).GT.180.0) THEN  
IF (ANGULO.GE.0.0) THEN  
ANGULO=ANGULO-360.0  
ELSE  
ANGULO=ANGULO+360.0  
END IF  
END IF

```

RETURN
END

C #####

SUBROUTINE TRANS_CART_A_ESFER(TECTA,FI,E_X,E_Y,E_Z,
& E_R,E_TECTA,E_FI)

C Esta subrutina transforma las coordenadas cartesianas
C (E_X,E_Y,E_Z) de un vector en coordenadas esfericas (E_R,E_TECTA,E_FI).

REAL*8 TECTA,FI,SEN_TECTA,COS_TECTA,SEN_FI,COS_FI
COMPLEX*16 E_X,E_Y,E_Z,E_R,E_TECTA,E_FI

SEN_TECTA=DSIND(TECTA)
SEN_FI=DSIND(FI)
COS_TECTA=DCOSD(TECTA)
COS_FI=DCOSD(FI)

E_R=(SEN_TECTA*COS_FI*E_X)+(SEN_TECTA*SEN_FI*E_Y)+
& (COS_TECTA*E_Z)
E_TECTA=(COS_TECTA*COS_FI*E_Y)+(COS_TECTA*SEN_FI*E_Y)+
& (-SEN_TECTA*E_X)
E_FI=(-SEN_FI*E_Y)+(COS_FI*E_X)

RETURN
END

C #####

FUNCTION CALC_E_Z(E_X,E_Y,K_X,K_Y,K_Z)

C Esta funcion calcula la componente Z del vector campo electrico
C conocidas: E_X,E_Y,K_X,K_Y,K_Z.

COMPLEX*16 CALC_E_Z,E_X,E_Y,K_Z
REAL*8 K_X,K_Y

CALC_E_Z=((E_X*K_X)+(E_Y*K_Y))/(-K_Z)

RETURN
END

C #####

SUBROUTINE CALC_S11_S21_X_Y(A,B,NMF,NMF_POR_2,OMOP,
& EPSILON_0,BE,D,K,S11,S21,S11X,S21X,S11Y,S21Y)

C Esta subrutina calcula los vectores S11X, S21X, S11Y, S21Y que son
C los coeficientes correspondientes a la incidencia ONDA PLANA en
C cartesianas. S11X, S21X son los coeficientes para incidencia ONDA-X
C y S11Y, S21Y para incidencia ONDA-Y.

INTEGER A,B,NMF,OMOP,NMF_POR_2,INDICE
REAL*8 EPSILON_0,BE,D,K
COMPLEX*16 S11(1:42,1:42),S21(1:42,1:42),S11_XY(1:42,1:42),
& S21_XY(1:42,1:42),S11X(1:42),S21X(1:42),S11Y(1:42),
& S21Y(1:42),AUX11(1:42,1:42),AUX21(1:42,1:42),

```

```

&      U_T_0(1:42,1:42),UI_T_0(1:42,1:42),U_T_NE(1:42,1:42)
C      Calculo de S11_XY,S21_XY.
      CALL CONSTRUYE_UT_UTNE(A,B,NMF,EPSILON_0,BE,D,K,
&      U_T_0,UI_T_0,U_T_NE)

      CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,AUX11)
      CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,U_T_0,S11,AUX11)
      CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S11_XY)
      CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,AUX11,UI_T_0,S11_XY)

      CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,AUX21)
      CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,U_T_NE,S21,AUX21)
      CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S21_XY)
      CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,AUX21,UI_T_0,S21_XY)
C      Extraer los vectores correspondientes a incidencia de ONDA PLANA.

      DO INDICE=1,NMF_POR_2
        S11X(INDICE)=S11_XY(INDICE,OMOP)
        S11Y(INDICE)=S11_XY(INDICE,OMOP+NMF)

        S21X(INDICE)=S21_XY(INDICE,OMOP)
        S21Y(INDICE)=S21_XY(INDICE,OMOP+NMF)
      END DO

      RETURN
      END

C      #####

      SUBROUTINE COEFICIENTES_X_Y(A,B,NMF,S11X,S21X,S11Y,S21Y)

C      Calculo de los Coeficientes X,Y de Reflexion y Transmision del
C      sistema total a partir de S11X, S21X, S11Y, S21Y suponiendo que
C      incide una onda plana linealmente polarizada en las direcciones X
C      (ONDA-X), Y (ONDA-Y) del sistema cartesiano 0.
C      Entradas y Reflejadas: en el sistema 0.
C      Transmitidas: en el sistema NE.

      INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
      REAL*8 KX_INC_0,POT_INCX_X,POT_INCY_Y,
&      AUX_REF_X,AUX_REF_Y,AUX_TRANS_X,AUX_TRANS_Y,
&      AUX_ACOPLO_REF,AUX_ACOPLO_TRANS,TEST_X,TEST_Y,
&      KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),
&      POT_REFX_X(1:21),POT_REFX_Y(1:21),POT_REFY_X(1:21),
&      POT_REFY_Y(1:21),POT_TRANSX_X(1:21),POT_TRANSX_Y(1:21),
&      POT_TRANSY_X(1:21),POT_TRANSY_Y(1:21),
&      RX_X(1:21),RX_Y(1:21),TX_X(1:21),TX_Y(1:21),
&      RY_X(1:21),RY_Y(1:21),TY_X(1:21),TY_Y(1:21),
&      REF_ACOPLOX(1:21),REF_ACOPLOY(1:21),
&      TRANS_ACOPLOX(1:21),TRANS_ACOPLOY(1:21),
&      ACOPLO_REFX(1:21),ACOPLO_REFY(1:21),
&      ACOPLO_TRANSX(1:21),ACOPLO_TRANSY(1:21)
      COMPLEX*16 INV_KZ_INC,KZ_INC_CUADR,KZ_MODO_CUADR,
&      INV_KZ_MODO,
&      KZ_INC_MODO_CUADR,INV_KZ_INC_MODO,

```

```
&      KZ_0(-200:200),S11X(1:42),S11Y(1:42),S21X(1:42),
&      S21Y(1:42),KZ_INC_0(-200:200)
```

```
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0
```

C     Calcular los coeficientes de REFLEXION y TRANSMISION (ganancias)  
C     en CARTESIANAS.

C     Potencias Incidentes (Amplitud Campos EX\_X, EY\_Y = 1.0):

```
KZ_INC_CUADR=KZ_INC_0(0)**2
INV_KZ_INC=1.0D0/KZ_INC_0(0)
POT_INCX_X=((KX_INC_0**2)+KZ_INC_CUADR)*INV_KZ_INC
POT_INCY_Y=(((KY_INC_0(0))**2)+KZ_INC_CUADR)*INV_KZ_INC
```

C     Potencias Reflejadas y Transmitidas:

```
MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  KZ_INC_MODO_CUADR=KZ_INC_0(MODO)**2
  INV_KZ_INC_MODO=1.0D0/KZ_INC_0(MODO)
  KZ_MODO_CUADR=KZ_0(MODO)**2
  INV_KZ_MODO=1.0D0/KZ_0(MODO)
```

C     Reflejadas:

```
AUX_REF_X=((KX_INC_0**2)+KZ_INC_MODO_CUADR)*
&      INV_KZ_INC_MODO
AUX_REF_Y=(((KY_INC_0(MODO))**2)+KZ_INC_MODO_CUADR)*
&      INV_KZ_INC_MODO
AUX_ACOPLO_REF=KX_INC_0*KY_INC_0(MODO)

POT_REFX_X(INDICE)=AUX_REF_X*(((CDABS(S11X(INDICE))))**2)
POT_REFX_Y(INDICE)=AUX_REF_Y*(((CDABS(S11X(INDICE+
&      NMF))))**2)
ACOPLO_REFX(INDICE)=AUX_ACOPLO_REF*DREAL(
&      (S11X(INDICE)*(DCONJG(S11X(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S11X(INDICE)))*S11X(INDICE+NMF)))

POT_REFY_X(INDICE)=AUX_REF_X*(((CDABS(S11Y(INDICE))))**2)
POT_REFY_Y(INDICE)=AUX_REF_Y*(((CDABS(S11Y(INDICE
&      +NMF))))**2)
ACOPLO_REFY(INDICE)=AUX_ACOPLO_REF*DREAL(
&      (S11Y(INDICE)*(DCONJG(S11Y(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S11Y(INDICE)))*S11Y(INDICE+NMF)))
```

C     Transmitidas:

```
AUX_TRANS_X=(((KX_0(MODO))**2)+KZ_MODO_CUADR)*
&      INV_KZ_MODO
AUX_TRANS_Y=(((KY_0(MODO))**2)+KZ_MODO_CUADR)*
&      INV_KZ_MODO
AUX_ACOPLO_TRANS=KX_0(MODO)*KY_0(MODO)

POT_TRANSX_X(INDICE)=AUX_TRANS_X*(((CDABS(
&      S21X(INDICE))))**2)
POT_TRANSX_Y(INDICE)=AUX_TRANS_Y*(((CDABS(S21X(INDICE+
```



```

&      NMF))**2)
ACOPL0_TRANSX(INDICE)=AUX_ACOPL0_TRANS*DREAL(
&      (S21X(INDICE)*(DCONJG(S21X(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S21X(INDICE)))*S21X(INDICE+NMF)))

POT_TRANSX_X(INDICE)=AUX_TRANS_X*((CDABS(S21Y(
&      INDICE)))**2)
POT_TRANSX_Y(INDICE)=AUX_TRANS_Y*((CDABS(S21Y(
&      INDICE+NMF)))**2)
ACOPL0_TRANSY(INDICE)=AUX_ACOPL0_TRANS*DREAL(
&      (S21Y(INDICE)*(DCONJG(S21Y(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S21Y(INDICE)))*S21Y(INDICE+NMF)))
    
```

```

MODO=MODO+1
END DO
    
```

C Calcular los COEFICIENTES de las AMPLITUDES.

```

DO INDICE=1,NMF
    
```

C Incide ONDA-X:

```

RX_X(INDICE)=POT_REFX_X(INDICE)/POT_INCX_X
RX_Y(INDICE)=POT_REFX_Y(INDICE)/POT_INCX_X
TX_X(INDICE)=POT_TRANSX_X(INDICE)/POT_INCX_X
TX_Y(INDICE)=POT_TRANSX_Y(INDICE)/POT_INCX_X
REF_ACOPL0X(INDICE)=ACOPL0_REFX(INDICE)/POT_INCX_X
TRANS_ACOPL0X(INDICE)=ACOPL0_TRANSX(INDICE)/
&      POT_INCX_X
    
```

C Incide ONDA-Y:

```

RY_X(INDICE)=POT_REFY_X(INDICE)/POT_INCY_Y
RY_Y(INDICE)=POT_REFY_Y(INDICE)/POT_INCY_Y
TY_X(INDICE)=POT_TRANSY_X(INDICE)/POT_INCY_Y
TY_Y(INDICE)=POT_TRANSY_Y(INDICE)/POT_INCY_Y
REF_ACOPL0Y(INDICE)=ACOPL0_REFY(INDICE)/POT_INCY_Y
TRANS_ACOPL0Y(INDICE)=ACOPL0_TRANSY(INDICE)/
&      POT_INCY_Y
    
```

```

END DO
    
```

CC Conservacion Potencia:

```

C
C TEST_X=0.0D0
C TEST_Y=0.0D0
C DO INDICE=1,NMF
C TEST_X=TEST_X+RX_X(INDICE)+RX_Y(INDICE)+TX_X(INDICE)+
&      TX_Y(INDICE)+REF_ACOPL0X(INDICE)+
&      TRANS_ACOPL0X(INDICE)
& TEST_Y=TEST_Y+RY_X(INDICE)+RY_Y(INDICE)+TY_X(INDICE)+
&      TY_Y(INDICE)+REF_ACOPL0Y(INDICE)+TRANS_ACOPL0Y(INDICE)
C END DO
    
```

```

CC print*,'TEST_X= ',TEST_X
CC print*,'TEST_Y= ',TEST_Y
    
```

```

RETURN
END
    
```

```

C #####
    
```

```

SUBROUTINE COEFICIENTES_TECTA_FI(A,B,NMF,D,K_0,
&      S11X,S21X,S11Y,S21Y)

C      Calculo de los Coeficientes TECTA, FI de Reflexion y Transmision del
C      sistema total a partir de S11, S21 suponiendo que incide una
C      onda plana linealmente polarizada en las direcciones X (ONDA-X),
C      Y (ONDA-Y) del sistema cartesiano 0.
C      Entradas y Reflejadas: en el sistema 0.
C      Transmitidas: en el sistema NE.

INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO,I,
&      TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE
REAL*8 KX_INC_0,POT_INCX_X,POT_INCY_Y,D,
&      K_0,TEST_X,TEST_Y,
&      FASE,KZ_RE,
&      KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),
&      POT_REFX_TECTA(1:21),POT_REFX_FI(1:21),
&      POT_REFY_TECTA(1:21),POT_REFY_FI(1:21),
&      POT_TRANSX_TECTA(1:21),POT_TRANSX_FI(1:21),
&      POT_TRANSY_TECTA(1:21),POT_TRANSY_FI(1:21),
&      RX_TECTA(1:21),RX_FI(1:21),TX_TECTA(1:21),TX_FI(1:21),
&      RY_TECTA(1:21),RY_FI(1:21),TY_TECTA(1:21),TY_FI(1:21),
&      TECTA_MODO(1:21),FI_MODO_0(1:21),FI_MODO_NE(1:21),
&      TECTA_MODO_INC(1:21)
COMPLEX*16 CALC_E_Z,KZ_INC_CUADR,INV_KZ_INC,
&      S11X(1:42),S11Y(1:42),S21X(1:42),S21Y(1:42),
&      S11X_TECTA(1:21),S11X_FI(1:21),S11X_R(1:21),
&      S21X_TECTA(1:21),S21X_FI(1:21),S21X_R(1:21),
&      S11Y_TECTA(1:21),S11Y_FI(1:21),S11Y_R(1:21),
&      S21Y_TECTA(1:21),S21Y_FI(1:21),S21Y_R(1:21),
&      S11X_Z(1:21),S21X_Z(1:21),S11Y_Z(1:21),
&      S21Y_Z(1:21),KZ_0(-200:200),KZ_INC_0(-200:200)

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0
COMMON /COEF_TECTAFI/TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&      TECTAFI_FASE

EXTERNAL CALC_E_Z,FASE

C      Transformar a ESFERICAS S11X, S21X, S11Y, S21Y calculando la compo-
C      nente Z correspondiente.

MODO=A
DO I=1,NMF
&      S11X_Z(I)=CALC_E_Z(S11X(I),S11X(I+NMF),KX_INC_0,
&      KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))
&      S21X_Z(I)=CALC_E_Z(S21X(I),S21X(I+NMF),KX_0(MODO),
&      KY_0(MODO),KZ_0(MODO))
&      S11Y_Z(I)=CALC_E_Z(S11Y(I),S11Y(I+NMF),KX_INC_0,
&      KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))
&      S21Y_Z(I)=CALC_E_Z(S21Y(I),S21Y(I+NMF),KX_0(MODO),
&      KY_0(MODO),KZ_0(MODO))

TECTA_MODO(I)=DACOSD((CDABS(KZ_0(MODO)))/K_0)
TECTA_MODO_INC(I)=DACOSD((CDABS(KZ_INC_0(MODO)))/K_0)

```

```
FI_MODAL_0(I)=DATAN2D(KY_INC_0(MODO),KX_INC_0)
FI_MODAL_NE(I)=DATAN2D(KY_0(MODO),KX_0(MODO))
```

```
CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODAL_INC(I),FI_MODAL_0(I),
& S11X(I),S11X(I+NMF),S11X_Z(I),
& S11X_R(I),S11X_TECTA(I),S11X_FI(I))
CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODAL(I),FI_MODAL_NE(I),
& S21X(I),S21X(I+NMF),S21X_Z(I),
& S21X_R(I),S21X_TECTA(I),S21X_FI(I))
CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODAL_INC(I),FI_MODAL_0(I),
& S11Y(I),S11Y(I+NMF),S11Y_Z(I),
& S11Y_R(I),S11Y_TECTA(I),S11Y_FI(I))
CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODAL(I),FI_MODAL_NE(I),
& S21Y(I),S21Y(I+NMF),S21Y_Z(I),
& S21Y_R(I),S21Y_TECTA(I),S21Y_FI(I))
```

```
MODO=MODO+1
END DO
```

C Calcular los coeficientes de REFLEXION y TRANSMISION (ganancias)  
 C en ESFERICAS.

C Potencias Incidentes (Amplitud Campos EX\_X, EY\_Y = 1.0):

```
KZ_INC_CUADR=KZ_INC_0(0)**2
INV_KZ_INC=1.0D0/KZ_INC_0(0)
POT_INCX_X=((KX_INC_0**2)+KZ_INC_CUADR)*INV_KZ_INC
POT_INCY_Y=((KY_INC_0(0)**2)+KZ_INC_CUADR)*INV_KZ_INC
```

```
MODO=A
DO INDICE=1,NMF
```

C Potencias Reflejadas y Transmitidas:

C Reflejadas:

```
KZ_RE=DREAL(KZ_INC_0(MODO))
POT_REFX_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11X_TECTA(
& INDICE)))**2)
POT_REFX_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11X_FI(INDICE)))**2)
POT_REFY_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11Y_TECTA(
& INDICE)))**2)
POT_REFY_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11Y_FI(INDICE)))**2)
```

C Transmitidas:

```
KZ_RE=DREAL(KZ_0(MODO))
```

```
POT_TRANSX_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S21Y_TECTA(
& INDICE)))**2)
POT_TRANSX_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S21X_FI(INDICE)))**2)
POT_TRANSY_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S21Y_TECTA
& (INDICE)))**2)
POT_TRANSY_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S21Y_FI(INDICE)))**2)
```

C Calcular los COEFICIENTES de Reflexion y Transmision:

C ONDA-X:

```
RX_TECTA(INDICE)=POT_REFX_TECTA(INDICE)/POT_INCX_X
RX_FI(INDICE)=POT_REFX_FI(INDICE)/POT_INCX_X
```

```

TX_TECTA(INDICE)=POT_TRANSX_TECTA(INDICE)/POT_INCX_X
TX_FI(INDICE)=POT_TRANSX_FI(INDICE)/POT_INCX_X

C   ONDA-Y:
RY_TECTA(INDICE)=POT_REFY_TECTA(INDICE)/POT_INCY_Y
RY_FI(INDICE)=POT_REFY_FI(INDICE)/POT_INCY_Y
TY_TECTA(INDICE)=POT_TRANSY_TECTA(INDICE)/POT_INCY_Y
TY_FI(INDICE)=POT_TRANSY_FI(INDICE)/POT_INCY_Y

C   Guardar los datos en Ficheros:

IF (TECTAFI_POT_LIN.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(42+INDICE,RX_TECTA(INDICE),
&   RX_FI(INDICE),
&   RY_TECTA(INDICE),RY_FI(INDICE),TX_TECTA(INDICE),
&   TX_FI(INDICE),TY_TECTA(INDICE),TY_FI(INDICE))
END IF

IF (TECTAFI_POT_DB.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(53+INDICE,10.0*DLOG10(
&   RX_TECTA(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(RX_FI(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(RY_TECTA(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(RY_FI(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(TX_TECTA(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(TX_FI(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(TY_TECTA(INDICE)),
&   10.0*DLOG10(TY_FI(INDICE)))
END IF

IF (TECTAFI_FASE.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(64+INDICE,FASE(S11X_TECTA(INDICE)),
&   FASE(S11X_FI(INDICE)),FASE(S11Y_TECTA(INDICE)),
&   FASE(S11Y_FI(INDICE)),FASE(S21X_TECTA(INDICE)),
&   FASE(S21X_FI(INDICE)),FASE(S21Y_TECTA(INDICE)),
&   FASE(S21Y_FI(INDICE)))
END IF

MODO=MODO+1
END DO

CC  Conservacion Potencia:
C
C   TEST_X=0.0D0
C   TEST_Y=0.0D0
C   DO INDICE=1,NMF
C     TEST_X=TEST_X+RX_TECTA(INDICE)+RX_FI(INDICE)+
C   &   TX_TECTA(INDICE)+TX_FI(INDICE)
C     TEST_Y=TEST_Y+RY_TECTA(INDICE)+RY_FI(INDICE)+
C   &   TY_TECTA(INDICE)+TY_FI(INDICE)
C   END DO
C
C   print*,'TEST_X_TECTA_FI= ',TEST_X
C   print*,'TEST_Y_TECTA_FI= ',TEST_Y

RETURN
END

```

```

C #####
SUBROUTINE CONSTRUYE_UT_UTNE(A,B,NMF,EPSILON_0,
&    BE,D,K,U_T_0,UI_T_0,U_T_NE)

C    Calculo de las matrices U_T_0,UI_T_0,U_T_NE (TRASPUESTAS).

INTEGER A,B,NMF,I,J,MODO
REAL*8 EPSILON_0,D,BE,K,KX_INC_0,K_CUAD,
&    KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 CERO_C,KZ_0(-200:200),KZ_INC_0(-200:200),
&    U_T_0(1:42,1:42),UI_T_0(1:42,1:42),U_T_NE(1:42,1:42)

PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0

K_CUAD=K**2

MODO=A
DO J=1,NMF
  DO I=1,NMF
    IF (J.EQ.I) THEN
      U_T_0(I,J)=BE*KX_INC_0*KY_INC_0(MODO)
      U_T_0(I,J+NMF)=-(KZ_INC_0(MODO))/EPSILON_0
      U_T_0(I+NMF,J)=BE*(K_CUAD-((KY_INC_0(MODO))**2))
      U_T_0(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

      UI_T_0(I,J)=CERO_C
      UI_T_0(I,J+NMF)=1.0D0/U_T_0(I+NMF,J)
      UI_T_0(I+NMF,J)=1.0D0/U_T_0(I,J+NMF)
      UI_T_0(I+NMF,J+NMF)=-UI_T_0(I+NMF,J)*(U_T_0(I,J)/
&        U_T_0(I+NMF,J))

      U_T_NE(I,J)=BE*KX_0(MODO)*KY_0(MODO)
      U_T_NE(I,J+NMF)=-(KZ_0(MODO))/EPSILON_0
      U_T_NE(I+NMF,J)=-BE*(K_CUAD-((KY_0(MODO))**2))
      U_T_NE(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

      MODO=MODO+1
    ELSE
      U_T_0(I,J)=CERO_C
      U_T_0(I,J+NMF)=CERO_C
      U_T_0(I+NMF,J)=CERO_C
      U_T_0(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

      UI_T_0(I,J)=CERO_C
      UI_T_0(I,J+NMF)=CERO_C
      UI_T_0(I+NMF,J)=CERO_C
      UI_T_0(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

      U_T_NE(I,J)=CERO_C
      U_T_NE(I,J+NMF)=CERO_C
      U_T_NE(I+NMF,J)=CERO_C
      U_T_NE(I+NMF,J+NMF)=CERO_C
    
```

```

        END IF
        END DO
    END DO

    RETURN
    END

C #####

SUBROUTINE COEFICIENTES_TE_TH(A,B,NMF,OMOP,D,K_0,
&                                OMEGA,S11,S21)

C     Se calculan los Coeficientes de Reflexion y Transmision para
C     los modos TIPO-E, TIPO-H.
C     Entradas y Reflejadas: en el sistema de referencia 0
C     Transmitidas: en el sistema de referencia de la ultima etapa (NE)
C     Para verificar la conservacion de la potencia total:
C     (pot. reflejada + pot. transmitida )/pot. incidente =1.0 en dos
C     casos: incide modo tipo-E, incide modo tipo-H.

    LOGICAL EJECUTA_TETH
    INTEGER NMF,INDICE,A,B,MODO,I,MODO2,J,OMOP,
&     TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,TETH_COEF_LIN
    REAL*8 D,POT_INCTE_TE,POT_INCTE_TH,OMEGA,MU_0,BARRIDO,
&     POT_INCTH_TE,POT_INCTH_TH,POT_REFTE_TE,EPSILON_0,
&     POT_REFTE_TH,POT_REFTH_TE,POT_REFTH_TH,
&     POT_TRANSTE_TE,POT_TRANSTE_TH,POT_TRANSTH_TE,
&     POT_REFTE_TOT_TE,POT_REFTE_TOT_TH,POT_REFTH_TOT_TH,
&     POT_TRANSTE_TOT_TE,POT_TRANSTE_TOT_TH,
&     POT_REFTH_TOT_TE,POT_TRANSTH_TOT_TE,
&     POT_TRANSTH_TOT_TH,POT_TRANSTH_TH,
&     K_0,TEST_TE,TEST_TH,DOS_PI,CTE_POT_TH,C_LUZ,
&     IND_REF,CTE_POT_TE,FASE,
&     RTE_TH(1:21),TTE_TE(1:21),TTE_TH(1:21),RTH_TE(1:21),
&     RTH_TH(1:21),TTH_TE(1:21),TTH_TH(1:21),RTE_TE(1:21)

    COMPLEX*16 S11(1:42,1:42),S21(1:42,1:42),C_0_P,C_0_PP,CERO_C

    PARAMETER (C_0_P=(1.0D0,0.0D0),C_0_PP=(1.0D0,0.0D0),
&     CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

    COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
    COMMON /EJECUTA_TETH/EJECUTA_TETH
    COMMON /COEF_TETH/TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
&     TETH_POT_DB,TETH_FASE
    COMMON /SALIDA_DATO/BARRIDO

    EXTERNAL FASE

    CTE_POT_TE=1.0D0/(OMEGA*EPSILON_0*(MU_0**2))
    CTE_POT_TH=1.0D0/(OMEGA*MU_0*(EPSILON_0**2))

    MODO=0
C     ----> Incide el modo 0 (ONDA PLANA).
    INDICE=OMOP
C     ----> Incide el modo 0 (ONDA PLANA).
CC    DO INDICE=1,NMF     ---> :Para que incidan todos los modos.
        CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO,C_0_P,CERO_C,

```

```

&   D,K_0,POT_INCTE_TE,POT_INCTE_TH)
POT_INCTE_TE=POT_INCTE_TE*CTE_POT_TE

CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO,CERO_C,C_0_PP,
&   D,K_0,POT_INCTH_TE,POT_INCTH_TH)
POT_INCTH_TH=POT_INCTH_TH*CTE_POT_TH

CC   IF ((POT_INCTE_TE.NE.0.0).AND.(POT_INCTH_TH.NE.0.0)) THEN

MODO2=A
DO I=1,NMF
CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO2,S11(I,INDICE),
&   S11(I+NMF,INDICE),D,K_0,POT_REFTE_TE,POT_REFTE_TH)
RTE_TE(I)=(POT_REFTE_TE*CTE_POT_TE)/POT_INCTE_TE
RTE_TH(I)=(POT_REFTE_TH*CTE_POT_TH)/POT_INCTE_TE

CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_NE(MODO2,S21(I,INDICE),
&   S21(I+NMF,INDICE),D,K_0,POT_TRANSTE_TE,
&   POT_TRANSTE_TH)
TTE_TE(I)=(POT_TRANSTE_TE*CTE_POT_TE)/POT_INCTE_TE
TTE_TH(I)=(POT_TRANSTE_TH*CTE_POT_TH)/POT_INCTE_TE

CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO2,S11(I,INDICE+NMF),
&   S11(I+NMF,INDICE+NMF),D,POT_REFTH_TE,POT_REFTH_TH)
RTH_TE(I)=(POT_REFTH_TE*CTE_POT_TE)/POT_INCTH_TH
RTH_TH(I)=(POT_REFTH_TH*CTE_POT_TH)/POT_INCTH_TH

CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_NE(MODO2,
&   S21(I,INDICE+NMF),
&   S21(I+NMF,INDICE+NMF),D,K_0,
&   POT_TRANSTH_TE,POT_TRANSTH_TH)
TTH_TE(I)=(POT_TRANSTH_TE*CTE_POT_TE)/
&   POT_INCTH_TH
TTH_TH(I)=(POT_TRANSTH_TH*CTE_POT_TH)/
&   POT_INCTH_TH

IF (TETH_POT_LIN.EQ.1) THEN
&   CALL SALIDA_DATO_8(9+I,RTE_TE(I),RTE_TH(I),RTH_TE(I),
&   RTH_TH(I),TTE_TE(I),TTE_TH(I),TTH_TE(I),TTH_TH(I))
END IF

IF (TETH_POT_DB.EQ.1) THEN
&   CALL SALIDA_DATO_8(20+I,10.0*DLOG10(RTE_TE(I)),
&   10.0*DLOG10(RTE_TH(I)),10.0*DLOG10(RTH_TE(I)),
&   10.0*DLOG10(RTH_TH(I)),10.0*DLOG10(TTE_TE(I)),
&   10.0*DLOG10(TTE_TH(I)),10.0*DLOG10(TTH_TE(I)),
&   10.0*DLOG10(TTH_TH(I)))
END IF

IF ((TETH_FASE.EQ.1).AND.(TETH_COEF_LIN.EQ.1)) THEN
&   CALL SALIDA_DATO_16(31+I,
&   CDABS(S11(I,INDICE)),FASE(S11(I,INDICE)),
&   CDABS(S11(I+NMF,INDICE)),FASE(S11(I+NMF,INDICE)),
&   CDABS(S11(I,INDICE+NMF)),FASE(S11(I,INDICE+NMF)),
&   CDABS(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),
&   FASE(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),

```

```

&      CDABS(S21(I,INDICE)),FASE(S21(I,INDICE)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE)),FASE(S21(I+NMF,INDICE)),
&      CDABS(S21(I,INDICE+NMF)),FASE(S21(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE+NMF)),
&      FASE(S21(I+NMF,INDICE+NMF)))
ELSE
  IF (TETH_FASE.EQ.1) THEN
    CALL SALIDA_DATO_8(31+I,FASE(S11(I,INDICE)),
&      FASE(S11(I+NMF,INDICE)),FASE(S11(I,INDICE+NMF)),
&      FASE(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),FASE(S21(I,INDICE)),
&      FASE(S21(I+NMF,INDICE)),FASE(S21(I,INDICE+NMF)),
&      FASE(S21(I+NMF,INDICE+NMF)))
  END IF
  IF (TETH_COEF_LIN.EQ.1) THEN
    CALL SALIDA_DATO_8(31+I,CDABS(S11(I,INDICE)),
&      CDABS(S11(I+NMF,INDICE)),CDABS(S11(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),CDABS(S21(I,INDICE)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE)),CDABS(S21(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE+NMF)))
  END IF
END IF

  MODO2=MODO2+1
END DO

```

C Test Conservacion de la Potencia:

```

POT_REFTE_TOT_TE=0.0
POT_REFTE_TOT_TH=0.0
POT_REFTH_TOT_TE=0.0
POT_REFTH_TOT_TH=0.0
POT_TRANSTE_TOT_TE=0.0
POT_TRANSTE_TOT_TH=0.0
POT_TRANSTH_TOT_TE=0.0
POT_TRANSTH_TOT_TH=0.0

```

```

DO J=1,NMF
C   Incide un modo TIPO-E:
  POT_REFTE_TOT_TE=POT_REFTE_TOT_TE+RTE_TE(J)
  POT_REFTE_TOT_TH=POT_REFTE_TOT_TH+RTE_TH(J)
  POT_TRANSTE_TOT_TE=POT_TRANSTE_TOT_TE+TTE_TE(J)
  POT_TRANSTE_TOT_TH=POT_TRANSTE_TOT_TH+TTE_TH(J)

C   Incide un modo TIPO-H:
  POT_REFTH_TOT_TE=POT_REFTH_TOT_TE+RTH_TE(J)
  POT_REFTH_TOT_TH=POT_REFTH_TOT_TH+RTH_TH(J)
  POT_TRANSTH_TOT_TE=POT_TRANSTH_TOT_TE+TTH_TE(J)
  POT_TRANSTH_TOT_TH=POT_TRANSTH_TOT_TH+TTH_TH(J)
END DO

```

```

&      TEST_TE=POT_REFTE_TOT_TE+POT_REFTE_TOT_TH+
&      POT_TRANSTE_TOT_TE+POT_TRANSTE_TOT_TH
&      TEST_TH=POT_REFTH_TOT_TE+POT_REFTH_TOT_TH+
&      POT_TRANSTH_TOT_TE+POT_TRANSTH_TOT_TH

```

```

WRITE(1,*)BARRIDO,TEST_TE,TEST_TH

```

```

CC   print*,"TEST_TE= ',TEST_TE

```



```

CC      print*, 'TEST_TH= ', TEST_TH
CC      END IF

CC      MODO=MODO+1  ---> :Para que incidan todos los modos.
CC      END DO      ---> :Para que incidan todos los modos.

RETURN
END

C      #####

FUNCTION FASE(Z)

C      Esta funcion calcula la Fase en grados de un numero complejo.

REAL*8 FASE,CERO_R,IM,RE
COMPLEX*16 Z
PARAMETER (CERO_R=0.0D0)

RE=DREAL(Z)
IM=DIMAG(Z)

IF ((RE.EQ.CERO_R).AND.(IM.EQ.CERO_R)) THEN
    FASE=CERO_R
ELSE
    FASE=DATAN2D(IM,RE)
END IF

RETURN
END

C      #####

SUBROUTINE FACTOR_POTENCIA_MODAL(MODO,A_TE,A_TH,D,K,
&      POT_TE,POT_TH)

C      Esta subrutina calcula el FACTOR de potencia asociado a cada
C      modo de Floquet tipo-E, tipo-H. La potencia se calcula multiplican-
C      do dicho FACTOR por una constante que depende de la frecuencia y es
C      DISTINTA para los modos tipo-E y tipo-H.

INTEGER MODO
REAL*8 D,K,AUX_A_TE,AUX_A_TH,AUX_K,POT_TE,POT_TH,
&      REAL_TE,REAL_TH,KX_INC_0,
&      KY_INC_0(-200:200)
COMPLEX*16 A_TE,A_TH,KZ_INC_0(-200:200)

COMMON/KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON/KZ_INC_0/KZ_INC_0

AUX_A_TE=(CDABS(A_TE))**2
AUX_A_TH=(CDABS(A_TH))**2

AUX_K=(K**2)-((KY_INC_0(MODO))**2)

REAL_TE=DREAL(DCONJG(KZ_INC_0(MODO)))
REAL_TH=DREAL(KZ_INC_0(MODO))
    
```

```
POT_TE=AUX_A_TE*AUX_K*REAL_TE
POT_TH=AUX_A_TH*AUX_K*REAL_TH
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE FACTOR_POTENCIA_MODAL(MODO,A_TE,A_TH,D,
& K,POT_TE,POT_TH)
```

C Esta subrutina calcula el FACTOR de potencia asociado a cada  
C modo de Floquet tipo-E, tipo-H. La potencia se calcula multiplican-  
C do dicho FACTOR por una constante que depende de la frecuencia y es  
C DISTINTA para los modos tipo-E y tipo-H.

```
INTEGER MODO
& REAL*8 D,K,AUX_A_TE,AUX_A_TH,AUX_K,POT_TE,POT_TH,
& REAL_TE,REAL_TH,
& KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 A_TE,A_TH,KZ_0(-200:200)
```

```
COMMON/KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
```

```
AUX_A_TE=(CDABS(A_TE))**2
AUX_A_TH=(CDABS(A_TH))**2
```

```
AUX_K=(K**2)-((KY_0(MODO))**2)
```

```
REAL_TE=DREAL(DCONJG(KZ_0(MODO)))
REAL_TH=DREAL(KZ_0(MODO))
```

```
POT_TE=AUX_A_TE*AUX_K*REAL_TE
POT_TH=AUX_A_TH*AUX_K*REAL_TH
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION ORDEN_MODAL_ONDA_PLANA(A,B)
```

C Calcula el lugar correspondiente a la onda plana desde A  
C hasta B.

```
INTEGER ORDEN_MODAL_ONDA_PLANA,A,B,MODO,CONT
```

```
MODO=A
CONT=1
DO WHILE (MODO.NE.0)
  MODO=MODO+1
  CONT=CONT+1
END DO
```

```
ORDEN_MODAL_ONDA_PLANA=CONT
```

RETURN  
END

C #####

& SUBROUTINE CALC\_S\_SISTEMA\_TOTAL(NMF,NMF\_POR\_2,  
& TENSOR\_A,S11,S21)

C Obtencion de las matrices T11,T12,T21,T22 del sistema total  
C para calcular S11,S12,S21,S22 del sistema total.

INTEGER IA,IB  
COMPLEX\*16 UNO\_C,CERO\_C  
PARAMETER (IA=42,IB=42,UNO\_C=(1.0D0,0.0),CERO\_C=(0.0,0.0))

INTEGER NMF,I,J,IJOB,IER,NMF\_POR\_2  
REAL\*8 WK(1:IA),ipvt  
COMPLEX\*16 TENSOR\_A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21),T11(1:IA,1:IA),  
& T12(1:IA,1:IA),T21(1:IA,1:IA),T22(1:IA,1:IA),det,  
& T22\_INV(1:IA,1:IA),WA(1:1848),T22\_CALC(1:IA,1:IA),  
& S11(1:IA,1:IA),S12(1:IA,1:IA),S21(1:IA,1:IA),  
& S22(1:IA,1:IA),M1(1:IA,1:IA),M2(1:IA,1:IA)

C Obtencion de T11,T12,T21,T22

DO I=1,NMF  
DO J=1,NMF  
T11(I,J)=TENSOR\_A(-1,1,1,I,J)  
T11(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,2,1,I,J)  
T11(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,1,2,I,J)  
T11(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,2,2,I,J)  
  
T12(I,J)=TENSOR\_A(-1,1,3,I,J)  
T12(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,2,3,I,J)  
T12(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,1,4,I,J)  
T12(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,2,4,I,J)  
  
T21(I,J)=TENSOR\_A(-1,3,1,I,J)  
T21(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,4,1,I,J)  
T21(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,3,2,I,J)  
T21(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,4,2,I,J)  
  
T22(I,J)=TENSOR\_A(-1,3,3,I,J)  
T22(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,4,3,I,J)  
T22(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,3,4,I,J)  
T22(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,4,4,I,J)  
END DO  
END DO

C Calculo de T22 inversa (T22\_INV)

DO I=1,NMF\_POR\_2  
DO J=1,NMF\_POR\_2  
T22\_CALC(I,J)=T22(I,J)  
IF (I.EQ.J) THEN  
T22\_INV(I,J)=UNO\_C  
ELSE  
T22\_INV(I,J)=CERO\_C

```

        END IF
        END DO
    END DO

    IJOB=0
    CALL LEQ2C(T22_CALC,NMF_POR_2,IA,T22_INV,NMF_POR_2,IB,
    &          IJOB,WA,WK,IER)
C    call leqt1c(t22_calc,nmf_por_2,ia,t22_inv,nmf_por_2,ib,ijob,wa,ier)

C    det=dcmplx(1.0,0.0)
C    do i=1,nmf_por_2
C        ipvt=wa(i)
C        if (ipvt.ne.i) then
C            det=-det
C        end if
C        det=det*t22_calc(i,i)
C    end do
    IF (IER.NE.0) THEN
    &    WRITE(99,*)'ERROR EN CALC_S_SISTEMA_TOTAL = Inversion matriz
    &    T22 (LEQ2C) ; IER = ',IER
    END IF

C    Obtenida T22_INV se calculan: S11, S12, S21, S22.

C    Calculo de S11.

    CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S11)
    CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,T22_INV,T21,S11)
    CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_F(NMF_POR_2,S11)

C    Calculo de S21.

    CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,M1)
    CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,T12,T22_INV,M1)
    CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,M2)
    CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,M1,T21,M2)
    CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_F(NMF_POR_2,M2)
    CALL SUMA_MATRIZ_F(NMF_POR_2,T11,M2,S21)

C    Calculo de S12.

    DO I=1,NMF_POR_2
        DO J=1,NMF_POR_2
            S12(I,J)=T22_INV(I,J)
        END DO
    END DO

C    Calculo de S22.

    CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S22)
    CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,T12,T22_INV,S22)

    RETURN
    END

C    #####

    SUBROUTINE SUMA_MATRIZ_F(NMF_POR_DOS,A,B,C)

```

C Esta subrutina suma dos matrices F (Final):  $C = A + B$

```
INTEGER NMF_POR_DOS,I,J
COMPLEX*16 A(1:42,1:42),B(1:42,1:42),C(1:42,1:42)
```

```
DO I=1,NMF_POR_DOS
  DO J=1,NMF_POR_DOS
    C(I,J) = A(I,J) + B(I,J)
  END DO
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_F(NMF_POR_DOS,A)
```

C Esta subrutina cambia el signo a todos los elementos de una  
C matriz F (Final).

```
INTEGER NMF_POR_DOS,I,J
COMPLEX*16 A(1:42,1:42)
```

```
DO I=1,NMF_POR_DOS
  DO J=1,NMF_POR_DOS
    A(I,J)=-A(I,J)
  END DO
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE PM_F_CC(NMF_POR_DOS,A,B,C)
```

C F = matrices "finales" ; CC = cuadrada X cuadrada  
C Producto de matrices: algoritmo GAXPY.  $C = A \times B$   
C La matriz C debe ser inicializada a CERO con la subrutina:  
C INIC\_CERO\_PMFCC

```
INTEGER NMF_POR_DOS,I,J,K
COMPLEX*16 A(1:42,1:42),B(1:42,1:42),C(1:42,1:42)
```

```
DO J=1,NMF_POR_DOS
  DO K=1,NMF_POR_DOS
    DO I=1,NMF_POR_DOS
      C(I,J)=C(I,J)+A(I,K)*B(K,J)
    END DO
  END DO
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

SUBROUTINE INIC\_CERO\_PMFCC(NMF\_POR\_DOS,A)

INTEGER NMF\_POR\_DOS,I,J  
 COMPLEX\*16 CERO\_C,A(1:42,1:42)  
 PARAMETER (CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

DO I=1,NMF\_POR\_DOS  
 DO J=1,NMF\_POR\_DOS  
     A(I,J)=CERO\_C  
 END DO  
END DO

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE IGUALA\_TENSOR\_A(NMF,IND\_A,IND\_B,TENSOR\_A)

C Esta subrutina iguala dos elementos del TENSOR\_A. ( A = B )

INTEGER NMF,IND\_A,IND\_B,I,J,M,N  
 COMPLEX\*16 TENSOR\_A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)

DO N=1,NMF  
 DO M=1,NMF  
     DO J=1,4  
         DO I=1,4  
             TENSOR\_A(IND\_A,I,J,M,N)=TENSOR\_A(IND\_B,I,J,M,N)  
         END DO  
     END DO  
 END DO  
END DO

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE CONSTR\_TENSOR\_A13(NMF,TM\_AUX,A)

C Se construye el elemento 13 del TENSOR\_A que hace el cambio de base  
 C del sistema de referencia de la ultima etapa al sistema 0.

& COMPLEX\*16 CERO\_C,TM\_AUX(1:2,1:2,1:21),  
     A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)  
 INTEGER NMF,M,N  
 PARAMETER (CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

DO N=1,NMF  
 DO M=1,NMF  
     A(13,1,3,M,N)=CERO\_C  
     A(13,1,4,M,N)=CERO\_C  
     A(13,2,3,M,N)=CERO\_C  
     A(13,2,4,M,N)=CERO\_C  
     A(13,3,1,M,N)=CERO\_C  
     A(13,3,2,M,N)=CERO\_C

```
A(13,4,1,M,N)=CERO_C
A(13,4,2,M,N)=CERO_C
```

```
IF (M.EQ.N) THEN
  A(13,1,1,M,N)=TM_AUX(1,1,M)
  A(13,1,2,M,N)=TM_AUX(1,2,M)
  A(13,2,1,M,N)=TM_AUX(2,1,M)
  A(13,2,2,M,N)=TM_AUX(2,2,M)
  A(13,3,3,M,N)=TM_AUX(1,1,M)
  A(13,3,4,M,N)=TM_AUX(1,2,M)
  A(13,4,3,M,N)=TM_AUX(2,1,M)
  A(13,4,4,M,N)=TM_AUX(2,2,M)
```

```
ELSE
  A(13,1,1,M,N)=CERO_C
  A(13,1,2,M,N)=CERO_C
  A(13,2,1,M,N)=CERO_C
  A(13,2,2,M,N)=CERO_C
  A(13,3,3,M,N)=CERO_C
  A(13,3,4,M,N)=CERO_C
  A(13,4,3,M,N)=CERO_C
  A(13,4,4,M,N)=CERO_C
```

```
END IF
END DO
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE INIC_CERO_PMGCC(NMF,IND_A,A)
```

```
INTEGER NMF,I,J,M,N,IND_A
COMPLEX*16 A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21),CERO_C
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))
```

```
DO N=1,NMF
  DO M=1,NMF
    DO J=1,4
      DO I=1,4
        A(IND_A,I,J,M,N)=CERO_C
      END DO
    END DO
  END DO
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE PM_G_CC(NMF,IND_A,IND_B,IND_C,A)
```

- C G = matrices Grandes ; Cuadrada X Cuadrada
- C Producto de matrices : algoritmo GAXPY.
- C C debe ser inicializada a cero con la subrutina:
- C INIC\_CERO\_PMGCC
- C C = A x B , aunque realmente todo queda en el tensor A.

```
INTEGER NMF,I,J,K,M,N,L,IND_A,IND_B,IND_C
COMPLEX*16 A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)
```

```
DO N=1,NMF
  DO L=1,NMF
    DO M=1,NMF
      DO J=1,4
        DO K=1,4
          DO I=1,4
            & A(IND_C,I,J,M,N)=A(IND_C,I,J,M,N)+
              A(IND_A,I,K,M,L)*A(IND_B,K,J,L,N)
          END DO
        END DO
      END DO
    END DO
  END DO
END DO

RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CONSTR_TENSOR_A(NMF,ETAPA,
  IND1_A,IND2_A,B,A)
```

```
INTEGER NMF,ETAPA,IND1_A,IND2_A,I,J
COMPLEX*16 B(1:21,1:21),A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)
```

```
DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    A(ETAPA,IND1_A,IND2_A,I,J)=B(I,J)
  END DO
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CALC_TM12_ROT(NMF,A,B,D,ALFA,K_0,
  CTE_TM12_ROT,TM)
```

C Calculo de la matriz TM12 que permite el paso de un sistema  
 C de referencia a otro girado un cierto ángulo.  
 C Los elementos TM12[I,J,n] con I,J fijos son matrices diagonales  
 C (respecto los modos de Floquet) por lo que se representan  
 C como vectores.

```
INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
REAL*8 CTE_TM12_ROT,ALFA,K_0,K_CUADR,
& KY_1,KY_2,D,SEN,COS,DIF_1,DIF_2,PROD_1,
& PROD_2,COC_DIF_12,KX_1,KX_2,
& KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),KX_ANT_0(-200:200),
& KY_ANT_0(-200:200)
COMPLEX*16 KZ_1,KZ_2,KZ_0(-200:200),TM(1:2,1:2,1:21),
& KZ_ANT_0(-200:200)
```



```
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KX_KY_ANT/KX_ANT_0,KY_ANT_0
COMMON /KZ_ANT_0/KZ_ANT_0
```

```
SEN=DSIND(ALFA)
COS=DCOSD(ALFA)
K_CUADR=K_0**2
```

```
MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  KX_1=KX_ANT_0(MODO)
  KX_2=KX_0(MODO)
  KY_1=KY_ANT_0(MODO)
  KY_2=KY_0(MODO)
  KZ_1=KZ_ANT_0(MODO)
  KZ_2=KZ_0(MODO)
```

```
DIF_1=K_CUADR-(KY_1**2)
DIF_2=K_CUADR-(KY_2**2)
PROD_1=KX_1*KY_1
PROD_2=KX_2*KY_2
COC_DIF_12=DIF_1/DIF_2
```

```
TM(1,1,INDICE)=(PROD_1/DIF_2)*SEN + COC_DIF_12*COS
TM(1,2,INDICE)=((-CTE_TM12_ROT*KZ_1)/DIF_2)*SEN
TM(2,1,INDICE)=((PROD_2*COC_DIF_12)-PROD_1)*COS +
&      (((PROD_2*PROD_1)/DIF_2)+DIF_1)*SEN
TM(2,1,INDICE)=TM(2,1,INDICE)*(1.0/(CTE_TM12_ROT*KZ_2))
TM(2,2,INDICE)=(COS-((PROD_2/DIF_2)*SEN))*(KZ_1/KZ_2)
```

```
MODO=MODO+1
END DO
```

```
RETURN
END
```

```
C #####
```

```
SUBROUTINE CALC_T_PROPAG_A(A,B,NMF,D,K,ELE,TP)
```

```
C Calculo de la matriz T de la propagacion en un medio:
C Aire.
C Las matrices T[i,j]P calculadas valen igual para ambos modos
C (TE y TH), debido a la degeneración existente entre ambos.
C (Como las matrices T[i,j]P son diagonales, se calculan
C como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero
C realmente son MATRICES.)
```

```
COMPLEX*16 JOTA,CERO_C
PARAMETER (JOTA=(0.0D0,1.0D0),CERO_C=(0.0D0,0.0D0))
```

```
INTEGER A,B,NMF,INDICE,MODO
REAL*8 D,K,ELE,
& KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 AUX,TP(1:2,1:2,1:21),KZ_0(-200:200)
```

```
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
```

```
MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  AUX=JOTA*KZ_0(MODO)*ELE
```

```
  TP(1,1,INDICE)=CDEXP(-AUX)
  TP(1,2,INDICE)=CERO_C
  TP(2,1,INDICE)=CERO_C
  TP(2,2,INDICE)=CDEXP(AUX)
```

```
  MODO=MODO+1
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CALC_T_PROPAG_D(NMF,D,K,ELE,TP)
```

C    Calculo de la matriz T de la propagacion en un medio:  
 C    Dielectrico.  
 C    Las matrices T[i,j]P calculadas valen igual para ambos modos  
 C    (TE y TH), debido a la degeneración existente entre ambos.  
 C    (Como las matrices T[i,j]P son diagonales, se calculan  
 C    como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero  
 C    realmente son MATRICES.)

```
COMPLEX*16 JOTA,CERO_C
PARAMETER (JOTA=(0.0D0,1.0D0),CERO_C=(0.0D0,0.0D0))
```

```
INTEGER NMF,INDICE
REAL*8 D,K,ELE,
&    KX_D(1:21),KY_D(1:21)
COMPLEX*16 AUX,TP(1:2,1:2,1:21),KZ_D(1:21)
```

```
COMMON /KX_KY_DIE/KX_D,KY_D
COMMON /KZ_D/KZ_D
```

```
DO INDICE=1,NMF
  AUX=JOTA*KZ_D(INDICE)*ELE
```

```
  TP(1,1,INDICE)=CDEXP(-AUX)
  TP(1,2,INDICE)=CERO_C
  TP(2,1,INDICE)=CERO_C
  TP(2,2,INDICE)=CDEXP(AUX)
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CALC_T_INTERFASE_AD(A,B,NMF,EPSILON_DIE1,
&    EPSILON_DIE2,MU_0,D,OMEGA,K1,K2,TDTE,TDTH)
```

```

C      Calculo de la matriz T de DESADAPTACION entre el medio 1 y 2:
C      Aire(=1) - Dielectrico(=2).
C      (Como las matrices T[i,j]D[TE,TH] son diagonales, se calculan
C      como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero
C      realmente son MATRICES.)

INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
REAL*8 D,K1,K2,MU_0,EPSILON_DIE1,EPSILON_DIE2,OMEGA
COMPLEX*16 COCIENTE_TE,COCIENTE_TH,IMP_TE1,
&      IMP_TE2,IMP_TH1,
&      IMP_TH2,CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
&      CALC_IMP_TH_D
COMPLEX*16 TDTE(1:2,1:2,1:21),TDTH(1:2,1:2,1:21),
&      KZ_0(-200:200),KZ_D(1:21)

COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_D/KZ_D

EXTERNAL CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
&      CALC_IMP_TH_D

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  COCIENTE_TE=KZ_0(MODO)/KZ_D(INDICE)
  COCIENTE_TH=COCIENTE_TE*(EPSILON_DIE2/EPSILON_DIE1)

  IMP_TE1=CALC_IMP_TE_A(MODO,EPSILON_DIE1,D,OMEGA,K1)
  IMP_TE2=CALC_IMP_TE_D(INDICE,EPSILON_DIE2,D,OMEGA,K2)

  IMP_TH1=CALC_IMP_TH_A(MODO,MU_0,D,OMEGA,K1)
  IMP_TH2=CALC_IMP_TH_D(INDICE,MU_0,D,OMEGA,K2)

  TDTE(1,1,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1+
&      IMP_TE2)/(2.0*IMP_TE2))
  TDTE(1,2,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1-IMP_TE2)/
&      (2.0*IMP_TE2))
  TDTE(2,1,INDICE)=TDTE(1,2,INDICE)
  TDTE(2,2,INDICE)=TDTE(1,1,INDICE)

  TDTH(1,1,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2+IMP_TH1)/
&      (2.0*IMP_TH1))
  TDTH(1,2,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2-IMP_TH1)/
&      (2.0*IMP_TH1))
  TDTH(2,1,INDICE)=TDTH(1,2,INDICE)
  TDTH(2,2,INDICE)=TDTH(1,1,INDICE)

  MODO=MODO+1
END DO

RETURN
END

C      #####
&      SUBROUTINE CALC_T_INTERFASE_DA(A,B,NMF,EPSILON_DIE1,
&      EPSILON_DIE2,MU_0,D,OMEGA,K1,K2,TDTE,TDTH)

```

```

C     Calculo de la matriz T de DESADAPTACION entre el medio 1 y 2:
C         Dielectrico(=1) - Aire(=2).
C     (Como las matrices T[i,j]D[TE,TH] son diagonales, se calculan
C     como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero
C     realmente son MATRICES.)

INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
REAL*8 D,K1,K2,MU_0,EPSILON_DIE1,EPSILON_DIE2,OMEGA
COMPLEX*16 COCIENTE_TE,COCIENTE_TH,IMP_TE1,
&     IMP_TE2,IMP_TH1,
&     IMP_TH2,CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
&     CALC_IMP_TH_D
COMPLEX*16 TDTE(1:2,1:2,1:21),TDTH(1:2,1:2,1:21),
&     KZ_0(-200:200),KZ_D(1:21)

COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_D/KZ_D

EXTERNAL CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
&     CALC_IMP_TH_D

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
    COCIENTE_TE=KZ_D(INDICE)/KZ_0(MODO)
    COCIENTE_TH=COCIENTE_TE*(EPSILON_DIE2/EPSILON_DIE1)

    IMP_TE1=CALC_IMP_TE_D(INDICE,EPSILON_DIE1,D,OMEGA,K1)

    IMP_TE2=CALC_IMP_TE_A(MODO,EPSILON_DIE2,D,OMEGA,K2)

    IMP_TH1=CALC_IMP_TH_D(INDICE,MU_0,D,OMEGA,K1)
    IMP_TH2=CALC_IMP_TH_A(MODO,MU_0,D,OMEGA,K2)

    TDTE(1,1,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1+IMP_TE2)/
&     (2.0*IMP_TE2))
& TDTE(1,2,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1-IMP_TE2)/
&     (2.0*IMP_TE2))
    TDTE(2,1,INDICE)=TDTE(1,2,INDICE)
    TDTE(2,2,INDICE)=TDTE(1,1,INDICE)

    TDTH(1,1,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2+IMP_TH1)/
&     (2.0*IMP_TH1))
& TDTH(1,2,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2-IMP_TH1)/
&     (2.0*IMP_TH1))
    TDTH(2,1,INDICE)=TDTH(1,2,INDICE)
    TDTH(2,2,INDICE)=TDTH(1,1,INDICE)

    MODO=MODO+1
END DO

RETURN
END

C     #####
FUNCTION CALC_IMP_TE_A(MODO,EPSILON,D,OMEGA,K)
C     Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TE en el Aire.
    
```



```
COMPLEX*16 CALC_IMP_TE_A,KZ_0(-200:200)
REAL*8 EPSILON,D,K,OMEGA,KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
INTEGER MODO
```

```
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
```

```
& CALC_IMP_TE_A=((K**2)-((KY_0(MODO))**2))/
(OMEGA*EPSILON*KZ_0(MODO))
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION CALC_IMP_TE_D(INDICE, EPSILON, D, OMEGA, K)
```

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TE en el Dielectrico.

```
COMPLEX*16 CALC_IMP_TE_D,KZ_D(1:21)
REAL*8 EPSILON,D,K,OMEGA,KX_D(1:21),KY_D(1:21)
INTEGER INDICE
```

```
COMMON /KX_KY_DIE/KX_D,KY_D
COMMON /KZ_D/KZ_D
```

```
& CALC_IMP_TE_D=((K**2)-((KY_D(INDICE))**2))/
(OMEGA*EPSILON*KZ_D(INDICE))
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION CALC_IMP_TH_A(MODO, MU_0, D, OMEGA, K)
```

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TH en el Aire.

```
COMPLEX*16 CALC_IMP_TH_A,KZ_0(-200:200)
REAL*8 MU_0,D,K,AUX_K_Y,OMEGA,KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
INTEGER MODO
```

```
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
```

```
& CALC_IMP_TH_A=(OMEGA*MU_0*KZ_0(MODO))/
((K**2)-((KY_0(MODO))**2))
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION CALC_IMP_TH_D(INDICE, MU_0, D, OMEGA, K)
```

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TH en el Dielectrico.

```
COMPLEX*16 CALC_IMP_TH_D,KZ_D(1:21)
REAL*8 MU_0,D,K,AUX_K_Y,OMEGA,KX_D(1:21),KY_D(1:21)
INTEGER INDICE
```

```
COMMON /KX_KY_DIE/KX_D,KY_D
COMMON /KZ_D/KZ_D
```

```
& CALC_IMP_TH_D=(OMEGA*MU_0*KZ_D(INDICE))/
  ((K**2)-((KY_D(INDICE))**2))
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CALC_T_PL(NMF,A,B,K_0,D,W,N,M,
  TPLTE,TPLTH)
```

C Calculo de la matriz T de una PLACA DE CINTAS.

```
INTEGER IA2,IB2
COMPLEX*16 UNO_C,CERO_C
PARAMETER (IA2=21,IB2=21,UNO_C=(1.0D0,0.0D0),
& CERO_C=(0.0D0,0.0D0))
```

```
INTEGER I,J,IER,NMF,A,B,N,M,INDICE,IJOB
REAL*8 K_0,D,W
REAL*8 WK(1:IB2)
COMPLEX*16 WA(1:483)
COMPLEX*16 S11TE(1:IA2,1:IA2),S21TE(1:IA2,1:IA2),
& S11TH(1:IA2,1:IA2),
& S21TH(1:IA2,1:IA2),S21TE_INV(1:IA2,1:IA2),
& S21TH_INV(1:IA2,1:IA2),S21TE_CALC(1:IA2,1:IA2),
& S21TH_CALC(1:IA2,1:IA2),T11TE(1:IA2,1:IA2),
& T12TE(1:IA2,1:IA2),T21TE(1:IA2,1:IA2),
& T22TE(1:IA2,1:IA2),T11TH(1:IA2,1:IA2),
& T12TH(1:IA2,1:IA2),T21TH(1:IA2,1:IA2),
& T22TH(1:IA2,1:IA2),M1(1:IA2,1:IA2),M2(1:IA2,1:IA2),
& TPLTE(1:2,1:2,1:IA2,1:IA2),TPLTH(1:2,1:2,1:IA2,1:IA2)
```

C Calculo de S11TE,S21TE,S11TH,S21TH

```
& CALL CALC_S_1PL(NMF,A,B,
  K_0,D,W,N,M,S11TE,S21TE,S11TH,S21TH)
```

C Calculo de S21TE\_INV y S21TH\_INV

```
DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    S21TE_CALC(I,J)=S21TE(I,J)
    S21TH_CALC(I,J)=S21TH(I,J)
    IF (I.EQ.J) THEN
      S21TE_INV(I,J)=UNO_C
      S21TH_INV(I,J)=UNO_C
    ELSE
      S21TE_INV(I,J)=CERO_C
      S21TH_INV(I,J)=CERO_C
    END IF
```

```
    END DO
  END DO
```

```
  IJOB=0
  CALL LEQ2C(S21TE_CALC,NMF,IA2,S21TE_INV,NMF,IB2,
&           IJOB,WA,WK,IER)
  IF (IER.NE.0) THEN
    WRITE(99,*)'= ERROR EN CALC_T_PL (TE) = Inversión matriz S21TE
& (LEQ2C) ; IER= ',IER
  END IF
```

```
  IJOB=0
  CALL LEQ2C(S21TH_CALC,NMF,IA2,S21TH_INV,NMF,IB2,IJOB,
&           WA,WK,IER)
  IF (IER.NE.0) THEN
    WRITE(99,*)'= ERROR EN CALC_T_PL (TH) = Inversión matriz S21TH
& (LEQ2C) ; IER= ',IER
  END IF
```

C    Calculo de T[11,12,21,22]TE[I,J]

C    T11TE[I,J]

```
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T11TE)
```

```
  CALL PM_P_CC(NMF,S11TE,S21TE_INV,M1)
  CALL PM_P_CC(NMF,M1,S11TE,M2)
  CALL RM_P(NMF,S21TE,M2,T11TE)
```

C    T12TE[I,J]

```
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T12TE)
  CALL PM_P_CC(NMF,S11TE,S21TE_INV,T12TE)
```

C    T21TE[I,J]

```
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T21TE)
```

```
  CALL PM_P_CC(NMF,S21TE_INV,S11TE,M1)
  CALL RM_P(NMF,M2,M1,T21TE)
```

C    T22TE[I,J]

```
  DO I=1,NMF
    DO J=1,NMF
      T22TE(I,J)=S21TE_INV(I,J)
    END DO
  END DO
```

C    Calculo de T[11,12,21,22]TH[I,J]

C    T11TH[I,J]

```
  CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
```

```

CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T11TH)

CALL PM_P_CC(NMF,S11TH,S21TH_INV,M1)
CALL PM_P_CC(NMF,M1,S11TH,M2)
CALL RM_P(NMF,S21TH,M2,T11TH)

C   T12TH[I,J]

CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T12TH)
CALL PM_P_CC(NMF,S11TH,S21TH_INV,T12TH)

C   T21TH[I,J]

CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T21TH)

CALL PM_P_CC(NMF,S21TH_INV,S11TH,M1)
CALL RM_P(NMF,M2,M1,T21TH)

C   T22TH[I,J]

DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    T22TH(I,J)=S21TH_INV(I,J)
  END DO
END DO

C   Paso a matrices TPLTE , TPLTH.

DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    TPLTE(1,1,I,J)=T11TE(I,J)
    TPLTE(1,2,I,J)=T12TE(I,J)
    TPLTE(2,1,I,J)=T21TE(I,J)
    TPLTE(2,2,I,J)=T22TE(I,J)

    TPLTH(1,1,I,J)=T11TH(I,J)
    TPLTH(1,2,I,J)=T12TH(I,J)
    TPLTH(2,1,I,J)=T21TH(I,J)
    TPLTH(2,2,I,J)=T22TH(I,J)
  END DO
END DO

RETURN
END

C   #####

SUBROUTINE INIC_CERO_PMMDC(NMF,A)

INTEGER NMF,I,J,K,L
COMPLEX*16 A(1:2,1:2,1:21,1:21),CERO_C
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

DO I=1,2
  DO J=1,2

```



```

DO K=1,11
  DO L=1,11
    A(I,J,K,L)=CERO_C
  END DO
END DO
END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE INIC_CERO_PMMDD(NMF,A)

```

```

INTEGER NMF,I,J,K
COMPLEX*16 A(1:2,1:2,1:21),CERO_C
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

```

```

DO I=1,2
  DO J=1,2
    DO K=1,NMF
      A(I,J,K)=CERO_C
    END DO
  END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE INIC_CERO_PMPCC(NMF,A)

```

```

COMPLEX*16 A(1:21,1:21),CERO_C
INTEGER NMF,I,J
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

```

```

DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    A(I,J)=CERO_C
  END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE RM_P(NMF,A,B,C)

```

C RESTA de dos matrices complejas:  $C = A - B$

```

COMPLEX*16 A(1:21,1:21),B(1:21,1:21),C(1:21,1:21)
INTEGER I,J,NMF

```

```

DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF

```

```

        C(I,J)=A(I,J)-B(I,J)
    END DO
END DO

RETURN
END

C #####

SUBROUTINE PM_P_CD(NMF,IND1_C,IND2_C,IND1_D,IND2_D,
&    C,D,B)

C    P = matrices Pequeñas ; Cuadrada X Diagonal
C    El producto se hace respecto los modos de Floquet,
C    manteniendo los dos primeros Índices fijos.
C    Producto de una matriz cuadrada (C) por una matriz diagonal
C    (D, representada por un vector respecto los modos de Floquet):
C    multiplicacion GAXPY.

    INTEGER NMF,I,J,IND1_C,IND2_C,IND1_D,IND2_D
    COMPLEX*16 AUX,D(1:2,1:2,1:21),C(1:2,1:2,1:21,1:21),
&    B(1:21,1:21)

    DO J=1,NMF
        AUX=D(IND1_D,IND2_D,J)
        DO I=1,NMF
            B(I,J)=C(IND1_C,IND2_C,I,J)*AUX
        END DO
    END DO

    RETURN
    END

C #####

SUBROUTINE PM_M_DC(NMF,D,C,B)

C    M = matrices Medianas ; Diagonal X Cuadrada
C    Producto de una matriz diagonal (D, representada por un vector
C    respecto los modos de Floquet) por una cuadrada (C): multi-
C    plicacion GAXPY.
C    B debe ser inicializada a cero con INIC_CERO_PMMDC.

    INTEGER NMF,I,J,K,M,N
    COMPLEX*16 D(1:2,1:2,1:21),C(1:2,1:2,1:21,1:21),
&    B(1:2,1:2,1:21,1:21)

    DO N=1,NMF
        DO M=1,NMF
            DO J=1,2
                DO K=1,2
                    DO I=1,2
                        B(I,J,M,N)=B(I,J,M,N) + D(I,K,M)*C(K,J,M,N)
                    END DO
                END DO
            END DO
        END DO
    END DO
END DO

```

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE PM\_M\_DD(NMF,A,B,C)

C M = matrices Medianas (1:2,1:2,1:21) ; DD = Diagonal X Diagonal  
C Producto de dos matrices diagonales: multiplicacion GAXPY.  
C La matriz C debe ser inicializada a cero con INIC\_CERO\_PMMDD

INTEGER NMF,I,J,K,L  
COMPLEX\*16 A(1:2,1:2,1:21),B(1:2,1:2,1:21),C(1:2,1:2,1:21)

DO L=1,NMF  
DO J=1,2  
DO K=1,2  
DO I=1,2  
C(I,J,L)=C(I,J,L) + A(I,K,L)\*B(K,J,L)  
END DO  
END DO  
END DO  
END DO

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE PM\_P\_CC(NMF,A,B,C)

C P = matrices Pequeñas(1:11,1:11) ; CC = Cuadrada X Cuadrada  
C Producto de matrices complejas: multiplicacion GAXPY.  
C Antes de llamar a esta subrutina hay que inicializar a CERO  
C la matriz C con la subrutina INIC\_CERO\_PMPCC.

COMPLEX\*16 A(1:21,1:21),B(1:21,1:21),C(1:21,1:21)  
INTEGER I,J,K,NMF

DO J=1,NMF  
DO K=1,NMF  
CCC C(I,J)=DCMPLX(0.0,0.0)  
DO I=1,NMF  
C(I,J)=C(I,J)+A(I,K)\*B(K,J)  
END DO  
END DO  
END DO

RETURN  
END

C #####

C SUBROUTINE ACOTA\_P(NMF,A)

C  
CC ACOTACION de la matriz A con la COTA fijada.  
C

```

C     COMPLEX*16 A(1:21,1:21)
C     INTEGER I,J,NMF
C     REAL*8 COTA_P,RE_MOD,IM_MOD,CERO_R,RE,IM
C     PARAMETER (COTA_P=1.0D-6,CERO_R=0.0D0)
C
C     DO I=1,NMF
C       DO J=1,NMF
C         RE=DREAL(A(I,J))
C         RE_MOD=DABS(RE)
C         IM=DIMAG(A(I,J))
C         IM_MOD=DABS(IM)
C         IF (RE_MOD.LE.COTA_P) THEN
C           RE=CERO_R
C         END IF
C         IF (IM_MOD.LE.COTA_P) THEN
C           IM=CERO_R
C         END IF
C         A(I,J)=DCMPLX(RE,IM)
C       END DO
C     END DO
C
C     RETURN
C     END
C
C     #####
C
C     SUBROUTINE CALC_S_1PL(NMF,A,B,K_0,D,W,N,M,
&       S11TE,S21TE,S11TH,S21TH)
C
C     Calculo de las matrices de SCATTERING (S) de una placa de cintas.
C
C     INTEGER IA2
C     PARAMETER (IA2=21)
C
C     INTEGER NMF,A,B,N,M,I,J,MOD_INC
C     REAL*8 K_0,D,W
C     COMPLEX*16 A_MENOS_P(1:21),A_MAS_P(1:21),B_MENOS_PP(1:21),
&       B_MAS_PP(1:21),S11TE(1:IA2,1:IA2),S21TE(1:IA2,1:IA2),
&       S11TH(1:IA2,1:IA2),S21TH(1:IA2,1:IA2)
C
C     MOD_INC=A
C     DO I=1,NMF
C       CALL CALCULA_A_B_1PL(MOD_INC,A,B,NMF,
&       D,W,K_0,N,M,A_MENOS_P,A_MAS_P,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)
C
C       DO J=1,NMF
C         S11TE(J,I)=A_MENOS_P(J)
C         S21TE(J,I)=A_MAS_P(J)
C         S11TH(J,I)=B_MENOS_PP(J)
C         S21TH(J,I)=B_MAS_PP(J)
C       END DO
C
C     MOD_INC=MOD_INC+1
C     END DO
C
C     RETURN
C     END

```

```

C #####
SUBROUTINE CALCULA_A_B_1PL(MOD_INC,A,B,NMF,
&   D,W,K_0,N,M,A_MENOS_P,A_MAS_P,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)

C   Calculo de los vectores A_MENOS_P,A_MAS_P,B_MENOS_PP,
C   B_MAS_PP de una placa de cintas para un MODO INCIDENTE fijado.

INTEGER IA
PARAMETER (IA=30)

INTEGER N,M,MOD_INC,A,B,NMF
REAL*8 D,W,K_0
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:30)
COMPLEX*16 A_MENOS_P(1:21),A_MAS_P(1:21),B_MENOS_PP(1:21),
&   B_MAS_PP(1:21),Z_TE(1:IA,1:IA),Z_TH2(1:IA,1:IA)

CALL CALCULA_Z_TE(D,W,K_0,N,M,Z_TE)
CALL CALCULA_TE(W,D,K_0,N,MOD_INC,
&   A,B,NMF,M,Z_TE,A_MENOS_P,A_MAS_P)

CALL CALC_BESSEL(W,D,N,M,BESSEL)
CALL CALCULA_Z_TH2(BESSEL,D,W,K_0,N,M,Z_TH2)
CALL CALCULA_TH2(W,D,K_0,N,MOD_INC,
&   A,B,NMF,M,BESSEL,Z_TH2,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)

RETURN
END

C #####
SUBROUTINE CALCULA_TE(W,D,K,N,MOD_INC,A,B,NMF,
&   NUM_MODOS,Z,A_MENOS_P,A_MAS_P)

C   Cálculo de los coeficientes "a[i]" de una placa de cintas.
C   "Coseno"-Galerkin CON "edge condition".
C   Modo tipo-E.
C   N = Numero de funciones base.

INTEGER IA,IB,N_A,N_A_MENOS,M,VAR_BARRIDO
REAL*8 PI,CERO,UNO
COMPLEX*16 C_MOD_INC_P
PARAMETER (IA=30,IB=30,M=1)
PARAMETER (CERO=0.0D0,UNO=1.0D0,C_MOD_INC_P=(1.0,0.0))
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

INTEGER INDICE,IER,J,L,NUM_MODOS,N,IJOB,MOD_INC
INTEGER A,B,NMF,MODO
REAL*8 W,D,K,MMBSJ1,EPSILON_0,MU_0,DOS_PI,IND_REF,C_LUZ
REAL*8 WK(1:IB),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 WA(1:960)
COMPLEX*16 CTE_V,JOTA,SUMA_Z_TE,EFE
COMPLEX*16 I(1:IB),V(1:IB),Z(1:IA,1:IA),Z_CALC(1:IA,1:IA)
COMPLEX*16 A_MAS_P(1:21),A_MENOS_P(1:21),CALC_A_MENOS_P

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0

```

```

EXTERNAL MMBSJ1,SUMA_Z_TE,CALC_A_MENOS_P,EFE

C Paso al Sistema Internacional y calculo de constantes

N_A=NUM_MODOS
JOTA=DCMPLX(CERO,UNO)

C Calculo del vector V

CTE_V=-(PI*DCONJG(C_MOD_INC_P))/(MU_0*D)
CTE_V=CTE_V*((K**2)-((KY_0(MOD_INC))**2))

DO INDICE=1,N
    V(INDICE)=CTE_V*EFE(D,W,MOD_INC,INDICE)
END DO

C Copia de Z

DO J=1,N
    DO L=1,N
        Z_CALC(J,L)=Z(J,L)
    END DO
END DO

C Solucion del sistema lineal.

DO INDICE=1,N
    I(INDICE)=V(INDICE)
END DO
IJOB=0
CALL LEQ2C(Z_CALC,N,IA,I,M,IB,IJOB,WA,WK,IER)
IF (IER.NE.0) THEN
    WRITE(99,*)'= ERROR EN CALCULA_TE (TE) = Inversión matriz Z_TE
& (LEQ2C) ; IER= 'IER
END IF

DO INDICE=1,N
    I(INDICE)=DCONJG(I(INDICE))
END DO

C C-liculo de A_MAS_P y A_MENOS_P

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
    A_MENOS_P(INDICE)=CALC_A_MENOS_P(K,W,MODO,IB,N,D,I)
MODO=MODO+1
END DO

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
    IF (MODO.EQ.MOD_INC) THEN
        A_MAS_P(INDICE)=C_MOD_INC_P + A_MENOS_P(INDICE)
    ELSE
        A_MAS_P(INDICE)=A_MENOS_P(INDICE)
    END IF
    MODO=MODO+1
END DO

```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION EFE(D,W,M,N)
```

```
COMPLEX*16 EFE,AUX1,AUX2
INTEGER M,N,IER
REAL*8 W,H,ARG1,ARG2,PI,MMBSJ1,D
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
```

```
EXTERNAL MMBSJ1
```

```
H=W/2.0
```

```
ARG1=((2.0*PI)/D)*M + (PI/W)*N
AUX1=MMBSJ1(ARG1*H,IER)
```

```
IF (IER.EQ.129) THEN
    WRITE(99,*)'= ERROR EN EFE aux1 (TE) = Calculo funcion de Bessel
    & de orden 1 (MMBSJ1) ; IER= ',IER
    END IF
    AUX1=AUX1/ARG1
```

```
ARG2=((2.0*PI)/D)*M - (PI/W)*N
AUX2=MMBSJ1(ARG2*H,IER)
```

```
IF (IER.EQ.129) THEN
    WRITE(99,*)'= ERROR EN EFE aux2 (TE) = Calculo funcion de Bessel
    & de orden 1 (MMBSJ1) ; IER= ',IER
    END IF
    AUX2=AUX2/ARG2
```

```
EFE = AUX1 + AUX2
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
SUBROUTINE CALCULA_Z_TE(D,W,K,N,NUM_MODOS,Z)
```

```
INTEGER IA
REAL*8 PI
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,IA=30)
```

```
INTEGER NUM_MODOS,L,J,N
REAL*8 D,K,W,CTE_Z
COMPLEX*16 Z(1:IA,1:IA),SUMA_Z_TE
```

```
EXTERNAL SUMA_Z_TE
```

```
CTE_Z=(PI/(2.0*D))**2
```

```
DO L=1,N
    DO J=1,N
        Z(L,J)=CTE_Z*SUMA_Z_TE(D,W,K,NUM_MODOS,L,J)
    END DO
END DO
```

```

RETURN
END

C #####

FUNCTION SUMA_Z_TE(D,W,K,NUM_MODOS,I,J)

REAL*8 MMBSJ1,K,W,D,KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 SUMA_Z_TE,AUX1,AUX2,AUX3,EFE,KZ_0(-200:200)
INTEGER I,J,INDICE,IER,NUM_MODOS

REAL*8 CERO,PI
COMPLEX*16 JOTA
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,
&          CERO=0.0D0,JOTA=(0.0,1.0))

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

EXTERNAL MMBSJ1,EFE

SUMA_Z_TE=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=-NUM_MODOS,NUM_MODOS,1
  AUX1=(K**2-(KY_0(INDICE))**2)/DCONJG(KZ_0(INDICE))
  AUX2=DCONJG(EFE(D,W,INDICE,J))
  AUX3=EFE(D,W,INDICE,I)

  SUMA_Z_TE=SUMA_Z_TE+AUX1*AUX2*AUX3
END DO

RETURN
END

C #####

FUNCTION CALC_A_MENOS_P(K,W,M,IB,N,D,I)

INTEGER INDICE,N,IER,IB,M
COMPLEX*16 CALC_A_MENOS_P,I(1:IB),JOTA,SUMA,CTE,AUX,EFE,
&          KZ_0(-200:200)
REAL*8 MU_0,PI,CERO,ARG,MMBSJ1,D,K,W,DOS_PI,EPSILON_0
REAL*8 C_LUZ,IND_REF,KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
PARAMETER (JOTA=(0.0,1.0),CERO=0.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

EXTERNAL MMBSJ1,EFE

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

CTE=(MU_0*PI)/(4.0*D*KZ_0(M))

SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=1,N
  AUX=EFE(D,W,M,INDICE)
  SUMA=SUMA+(AUX*I(INDICE))
END DO
    
```



```

CALC_A_MENOS_P=CTE*SUMA

RETURN
END

C #####

& SUBROUTINE CALCULA_TH2(W,D,K,N,MOD_INC,A,B,NMF,
    NUM_MODOS,BESSEL,Z,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)

C   Calculo de los coeficientes "b[i]" de una placa de cintas.
C   "Chebyshev"-Galerkin CON "edge condition".
C   Modo tipo-H.
C   N = N'mero de funciones base.

INTEGER IA,IB,N_B,N_B_MENOS,M
REAL*8 PI,CERO,UNO
COMPLEX*16 JOTA,C_MOD_INC_PP
PARAMETER (IA=30,IB=30,M=1,UNO=1.0D0,JOTA=(0.0,1.0))
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,
&     C_MOD_INC_PP=(1.0,0.0))

& INTEGER INDICE,IER,J,L,NUM_MODOS,N,IJOB,
    A,B,MOD_INC,NMF,MODO
REAL*8 W,D
REAL*8 K,EPSILON_0,MU_0,IND_REF,C_LUZ,DOS_PI
REAL*8 AUX_CTE,H
REAL*8 WK(1:IB)
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:30),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 WA(1:960)
COMPLEX*16 CTE_V,SUMA_Z_TH2
COMPLEX*16 V_PRUEBA(1:IB),KZ_0(-200:200)
COMPLEX*16 I(1:IB),V(1:IB),Z(1:IA,1:IA),Z_CALC(1:IA,1:IA)
COMPLEX*16 B_MAS_PP(1:21),B_MENOS_PP(1:21),
&     CALC_B_MENOS_PP

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

EXTERNAL SUMA_Z_TH2,CALC_B_MENOS_PP

N_B=NUM_MODOS
H=W/2.0

C   Calculo del vector V

CTE_V=-DCONJG(C_MOD_INC_PP)*DCONJG(KZ_0(MOD_INC))
CTE_V=CTE_V*W*PI
CTE_V=CTE_V/((K*C_LUZ)*MU_0*EPSILON_0*D)

DO INDICE=1,N
    V(INDICE)=CTE_V*(JOTA**(INDICE-1))*
&     BESSEL(MOD_INC,INDICE-1)
END DO

C   Copia de Z

```

```

DO J=1,N
  DO L=1,N
    Z_CALC(J,L)=Z(J,L)
  END DO
END DO

```

C Solucion del sistema lineal.

```

DO INDICE=1,N
  I(INDICE)=V(INDICE)
END DO
IJOB=0
CALL LEQ2C(Z_CALC,N,IA,I,M,IB,IJOB,WA,WK,IER)
IF (IER.NE.0) THEN
  WRITE(99,*)'= ERROR EN CALCULA_TH (TH) = Inversion matriz Z_TH
& (LEQ2C) ; IER= 'IER
END IF

```

```

DO INDICE=1,N
  I(INDICE)=DCONJG(I(INDICE))
END DO

```

C C-iculo de B\_MAS\_PP y B\_MENOS\_PP

```

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  B_MENOS_PP(INDICE)=CALC_B_MENOS_PP(BESSEL,K,
& W,MODO,IB,N,D,I)
  MODO=MODO+1
END DO

```

```

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  IF (MODO.EQ.MOD_INC) THEN
    B_MAS_PP(INDICE)=C_MOD_INC_PP -
& B_MENOS_PP(INDICE)
  ELSE
    B_MAS_PP(INDICE)=-B_MENOS_PP(INDICE)
  END IF
  MODO=MODO+1
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CALC_BESSEL(W,D,N,NUM_MODOS,BESSEL)

```

```

INTEGER NUM_MODOS,INDICE,IER,N,J
REAL*8 W,D,CTE,PI,ARG,BESSEL(-1000:1000,0:30),B(1:31)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

```

```

CTE=(W/D)*PI
DO INDICE=-NUM_MODOS,NUM_MODOS,1
  ARG=CTE*INDICE
  CALL MMBSJN(ARG,N,B,IER)

```

```

IF (IER.NE.0) THEN
WRITE(99,*)'= ERROR EN CALC_BESSEL (TH) = Calculo
&          funcion de Bessel de orden N (MMBSJN) ; IER= ',IER
END IF

DO J=1,N
    BESSEL(INDICE,J-1)=B(J)
END DO
END DO

RETURN
END
    
```

```

C #####

SUBROUTINE CALCULA_Z_TH2(BESSEL,D,W,K,N,NUM_MODOS,Z)

INTEGER IA
REAL*8 PI
COMPLEX*16 JOTA
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,IA=30,JOTA=(0.0,1.0))

INTEGER L,J,N,NUM_MODOS
REAL*8 CTE_Z,BESSEL(-1000:1000,0:30),D,W,K
COMPLEX*16 SUMA_Z_TH2,Z(1:IA,1:IA)

CTE_Z=((W*PI)/(2.0*D))**2
DO L=1,N
    DO J=1,N
        Z(L,J)=CTE_Z*(JOTA**((L-1)-(J-1)))*SUMA_Z_TH2(BESSEL,
&    D,W,K,NUM_MODOS,L-1,J-1)
    END DO
END DO

RETURN
END
    
```

```

C #####

FUNCTION SUMA_Z_TH2(BESSEL,D,W,K,NUM_MODOS,I,J)

REAL*8 CERO,PI
COMPLEX*16 JOTA
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,
&    CERO=0.0D0,JOTA=(0.0,1.0))

REAL*8 K,W,D,AUX2,AUX3
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:30),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 SUMA_Z_TH2,AUX1,KZ_0(-200:200)
INTEGER I,J,INDICE,IER,NUM_MODOS

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

SUMA_Z_TH2=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=-NUM_MODOS,NUM_MODOS,1
    AUX1=DCONJG(KZ_0(INDICE))/(K**2-(KY_0(INDICE))**2)
    AUX2=BESSEL(INDICE,I)
    
```

```
AUX3=BESSEL(INDICE,J)
SUMA_Z_TH2=SUMA_Z_TH2+AUX1*AUX2*AUX3
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION CALC_B_MENOS_PP(BESSEL,K,W,M,IB,N,D,I)
```

```
INTEGER INDICE,N,IER,IB,M
COMPLEX*16 CALC_B_MENOS_PP,I(1:IB),JOTA,SUMA,CTE,AUX
REAL*8 MU_0,PI,CERO,ARG,D,TECTA,FI,K,K_X,W,EPSILON_0,
& IND_REF,DOS_PI,C_LUZ,
& BESSEL(-1000:1000,0:30),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
PARAMETER (JOTA=(0.0,1.0),CERO=0.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
```

```
COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
```

```
CTE=-((K*C_LUZ)*MU_0*EPSILON_0*W*PI
CTE=CTE/(4.0*D*((K**2)-((KY_0(M))**2)))
```

```
SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=1,N
    AUX=(JOTA**(INDICE-1))*BESSEL(M,INDICE-1)
    SUMA=SUMA+(AUX*I(INDICE))
END DO
```

```
CALC_B_MENOS_PP=CTE*SUMA
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION K_Y(KY_INC,D,N)
```

```
REAL*8 K_Y,KY_INC,D,PI
INTEGER N
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
```

```
K_Y=KY_INC + ((2.0*PI)/D)*N
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION BETA(KY_INC,D,K,K_X,N)
```

```
COMPLEX*16 BETA
REAL*8 D,K,K_X,K_Y,KY_INC,AUX_K_Y,CERO_R
INTEGER N
PARAMETER (CERO_R=0.0D0)
```

```
EXTERNAL K_Y
AUX_K_Y=K_Y(KY_INC,D,N)
BETA=CDSQRT(DCMPLX((K**2)-(K_X**2)-(AUX_K_Y**2)))
IF (DIMAG(BETA).NE.CERO_R) THEN
  BETA=-BETA
END IF
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE ABRIR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,
&   TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&   TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&   TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)
```

C En esta subrutina se ABREN los Ficheros de Salida y Error,  
 C dandoles un Nombre y asignandoles una Unidad.  
 C C=Coeficiente de Campo ; P=Potencia ; F=Fase  
 C L=Lineal ; D=dB ; G=Grados

```
& INTEGER TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,
&   TETH_FASE,
&   TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
&   RADF_DB,RADF_FASE,I,NMF,AUX,AUX2
```

```
OPEN(UNIT=1,STATUS='NEW',FILE='CONS_POT_TETH.DAT')
OPEN(UNIT=99,STATUS='NEW',FILE='ERRORES.DAT')
```

```
IF (TETH_POT_LIN.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    IF (AUX.LE.57) THEN
      OPEN(UNIT=9+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_PL'//CHAR(AUX))
    ELSE
      AUX2=AUX-10
      OPEN(UNIT=9+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_PL1'//CHAR(AUX2))
    END IF
  END DO
END IF
```

```
IF (TETH_POT_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=20+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_PD'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF
```

```
IF ((TETH_FASE.EQ.1).AND.(TETH_COEF_LIN.EQ.1)) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=31+I,STATUS='NEW',FILE=
&   'TETH_CL_FG'//CHAR(AUX))
```

```

END DO
ELSE
  IF (TETH_FASE.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      AUX=48+I
      OPEN(UNIT=31+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_FG'//CHAR(AUX))
    END DO
  END IF
  IF (TETH_COEF_LIN.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      AUX=48+I
      OPEN(UNIT=31+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_CL'//CHAR(AUX))
    END DO
  END IF
END IF

IF (TECTAFI_POT_LIN.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=42+I,STATUS='NEW',
&      FILE='TECTAFI_PL'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF

IF (TECTAFI_POT_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=53+I,STATUS='NEW',
&      FILE='TECTAFI_PD'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF

IF (TECTAFI_FASE.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=64+I,STATUS='NEW',
&      FILE='TECTAFI_FG'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF

IF (RADF_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=75+I,STATUS='NEW',FILE='RADF_CD'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF

IF (RADF_FASE.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=86+I,STATUS='NEW',FILE='RADF_FG'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CERRAR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,
&    TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&    TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&    TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)

```

C En esta subrutina se CIERRAN los Ficheros de Salida y Error.

```

INTEGER TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&    TECTAFI_POT_LIN,
&    TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,I,NMF,
&    TETH_COEF_LIN

```

```

CLOSE(1)
CLOSE(99)

```

```

IF (TETH_COEF_LIN.EQ.1) THEN
  CLOSE(8)
END IF

```

```

IF (TETH_POT_LIN.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    CLOSE(9+I)
  END DO
END IF

```

```

IF (TETH_POT_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    CLOSE(20+I)
  END DO
END IF

```

```

IF ((TETH_FASE.EQ.1).OR.(TETH_COEF_LIN.EQ.1)) THEN
  DO I=1,NMF
    CLOSE(31+I)
  END DO
END IF

```

```

IF (TECTAFI_POT_LIN.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    CLOSE(42+I)
  END DO
END IF

```

```

IF (TECTAFI_POT_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    CLOSE(53+I)
  END DO
END IF

```

```

IF (TECTAFI_FASE.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    CLOSE(64+I)
  END DO
END IF

```

```

IF (RADF_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF

```

```

        CLOSE(75+I)
    END DO
END IF

IF (RADF_FASE.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
        CLOSE(86+I)
    END DO
END IF

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE LEE_DE_FICHERO(UNIDAD,BARRIDO,INIC,FINAL,
& PASO,VAR_BARRIDO,ESPESOR,EPSILON_R,W,
& D,NE,L_ESPAC,ALFA_GIRO,
& A,B,N,M,TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,
& TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
& TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE)

```

C Las entradas deben entrar en unidades del Sistema Internacional  
C excepto los angulos que entran en grados.

C BARRIDO(1)=FRECUENCIA ; BARRIDO(2)=TECTA ; BARRIDO(3)=FI

```

INTEGER UNIDAD,INIC,FINAL,VAR_BARRIDO,NE,I,A,B,N,M,
& TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
& TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
& RADF_DB,RADF_FASE,TETH_COEF_LIN
REAL*8 PASO,ESPESOR,EPSILON_R,W,D,
& L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12),BARRIDO(1:3)

```

```

READ(UNIDAD,*)BARRIDO(1),BARRIDO(2),BARRIDO(3)
READ(UNIDAD,*)INIC,FINAL,PASO,VAR_BARRIDO
READ(UNIDAD,*)ESPESOR,EPSILON_R
READ(UNIDAD,*)W,D
READ(UNIDAD,*)A,B,N,M
READ(UNIDAD,*)NE
DO I=1,NE
    READ(UNIDAD,*)L_ESPAC(I)
END DO
DO I=0,NE
    READ(UNIDAD,*)ALFA_GIRO(I)
END DO
READ(UNIDAD,*)TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB,TETH_FASE
READ(UNIDAD,*)TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
& TECTAFI_FASE
READ(UNIDAD,*)RADF_DB,RADF_FASE

RETURN
END

```



### P.3.- Programas de giradores de polarización



PROGRAM GIRPL2

C Este programa calcula los coeficientes de transmision, de reflexion, la diferencia  
 C de fase y la relacion axial del sistema GIRADOR DE POLARIZACION  
 C multietapa compuesto por NE EPICPUD de cintas+dielectrico en cascada  
 C giradas entre si.

C EN ESTE PROGRAMA LOS MODOS DE FLOQUET SE UTILIZAN PARA  
 C CALCULAR LA ESTRUCTURA REJILLA+DIELECTRICO, SIN  
 C UTILIZARSE EN LA ESTRUCTURA MULTICAPA TOTAL.  
 C PARA LA ESTRUCTURA MULTICAPA TOTAL SOLAMENTE SE  
 C UTILIZA EL MODO DE ORDEN CERO (Metodo de las Matrices de Transmi-  
 C sion Generalizadas MODIFICADO).

C Tras muchos intentos, "llega" hasta el calculo de coeficientes de reflexion(  
 C (en el sistema 0) y transmision (en el sistema NE):  
 C - en modos tipo-E, tipo-H  
 C - en componentes TECTA, FI  
 C y la relacion axial (RA) y diferencia de fase (DF) entre componentes  
 C esfericas (en el sistema 0).  
 C Los vectores incidentes valen (1.0,0.0) (en el sistema de referencia 0)  
 C para el modo considerado, sea tipo-E o tipo-H,(uno solamente)  
 C y 0 para TODOS los demas. Se considera SOLO la incidencia ONDA PLANA.  
 C El programa debe ser compilado con la opcion G\_FLOATING, y linkado  
 C por tanto con MIDLUVZEFJOB\_IMSL.OBJ.  
 C Comenzamos a "GIRAR". Las entradas se dan en el sistema de refe-  
 C rencia 0 y las salidas en el de la ultima etapa(NE); por tanto,  
 C NO se realiza el cambio de sistema de la etapa NE al sistema 0.  
 C Las entradas se hacen con el programa GIRPL\_ENTR.  
 C Es una modificacion de GIR\_PRU20, por lo que SOLAMENTE se pueden  
 C girar las etapas con A=B=0, aunque hayan modos de Floquet que NO  
 C estan en corte.

C Declaracion de variables

C Numero maximo de etapas: 12  
 C Numero maximo de Modos de Floquet: 21 [-10...0...10]

REAL\*8 PI  
 PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

LOGICAL EJECUTA\_TETH,EJECUTA\_TECTAFI,EJECUTA\_RADF  
 INTEGER NE,VAR\_BARRIDO,INICIAL,FINAL,N,M,INDICE,NMF,A,B,

& nmf\_rd,omop\_rd,a\_rd,b\_rd,  
 & NMF\_POR\_2,ORDEN\_MODO\_ONDA\_PLANA,OMOP,UNID\_EXT,  
 & TETH\_COEF\_LIN,TETH\_POT\_LIN,TETH\_POT\_DB,TETH\_FASE,  
 & TECTAFI\_POT\_LIN,TECTAFI\_POT\_DB,TECTAFI\_FASE,  
 & RADF\_DB,RADF\_FASE  
 REAL\*8 C\_LUZ,MU\_0,PASO,W,D,ESPESOR,EPSILON\_R,  
 & DOS\_PI,IND\_REF,  
 & EPSILON\_0,EPSILON\_DIE,BARRIDO\_SALIDA,  
 & BARRIDO(1:3),L\_ESPAC(1:12),ALFA\_GIRO(0:12)

COMMON /CTES/DOS\_PI,EPSILON\_0,MU\_0,C\_LUZ,IND\_REF  
 COMMON /CTES2/NMF\_POR\_2  
 COMMON /PRPAL/NE,N,M,A,B,NMF,W,D,ESPESOR,  
 & EPSILON\_R,L\_ESPAC,

```

&     ALFA_GIRO, EPSILON_DIE
COMMON/OR_MO_ON_PL/OMOP
COMMON/EJECUTA_TETH/EJECUTA_TETH
COMMON/EJECUCION/EJECUTA_TECTAFI,EJECUTA_RADF
COMMON/COEF_TETH/TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
&     TETH_POT_DB,TETH_FASE
COMMON/COEF_TECTAFI/TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&     TECTAFI_FASE
COMMON/COEF_RADF/RADF_DB,RADF_FASE
COMMON/SALIDA_DATO/BARRIDO_SALIDA
common/nmf_rd/nmf_rd
common/omop_rd/omop_rd
common/a_b_rd/a_rd,b_rd

EXTERNAL ORDEN_MODO_ONDA_PLANA

C     Constantes iniciales.

EPSILON_0=8.85419D-12
DOS_PI=2.0D0*PI
MU_0=4.0*PI*1.0D-7
C_LUZ=1.0D0/DSQRT(EPSILON_0*MU_0)

C     Lectura de datos: Asignar ($ASSIGN) externamente al CANAL 7 el
C     Fichero de Entrada (creado con GIRPL_ENTR).

UNID_EXT=7
CALL LEE_DE_FICHERO(UNID_EXT,BARRIDO,INICIAL,FINAL,PASO,
&     VAR_BARRIDO,ESPESOR,EPSILON_R,W,D,NE,
&     L_ESPAC,ALFA_GIRO,a_rd,b_rd,N,M,TETH_COEF_LIN,
&     TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,
&     TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
&     RADF_DB,RADF_FASE)

C     Calculo de algunas constantes.

IF (M.GT.200) THEN
  WRITE(99,*)' ERROR EN LOS DATOS DE ENTRADA= M
&     (Numero de modos de Floquet para la suma de la
&     matriz Z (M.Momentos)) mayor que 200 '
  STOP
END IF

a=0
b=0
nmf=1
ccc  NMF=B-A+1
nmf_rd=b_rd-a_rd+1

IF (nmf_rd.GT.21) THEN
  WRITE(99,*)' ERROR EN LOS DATOS DE ENTRADA=
&     NMF mayor que 21 '
  STOP
END IF
IND_REF=DSQRT(EPSILON_R)
EPSILON_DIE=EPSILON_0*EPSILON_R
NMF_POR_2=NMF*2
ccc  OMOP=ORDEN_MODO_ONDA_PLANA(A,B)

```

```

omop=1
omop_rd=orden_modos_onda_plana(a_rd,b_rd)

```

```

IF ((TETH_COEF_LIN.EQ.1).OR.(TETH_POT_LIN.EQ.1).OR.
& (TETH_POT_DB.EQ.1).OR.(TETH_FASE.EQ.1)) THEN
  EJECUTA_TETH=.TRUE.
ELSE
  EJECUTA_TETH=.FALSE.
END IF
IF ((TECTAFI_POT_LIN.EQ.1).OR.(TECTAFI_POT_DB.EQ.1).OR.
& (TECTAFI_FASE.EQ.1)) THEN
  EJECUTA_TECTAFI=.TRUE.
ELSE
  EJECUTA_TECTAFI=.FALSE.
END IF
IF ((RADF_DB.EQ.1).OR.(RADF_FASE.EQ.1)) THEN
  EJECUTA_RADF=.TRUE.
ELSE
  EJECUTA_RADF=.FALSE.
END IF

```

C Abrir Ficheros de Salida y Error.

```

CALL ABRIR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB,TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,
& TECTAFI_POT_DB,
& TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)

```

C Programa Principal (Barrido).

```

DO INDICE=INICIAL,FINAL,1
  IF (VAR_BARRIDO.EQ.1) THEN
    BARRIDO_SALIDA=(BARRIDO(VAR_BARRIDO))*1.0D-9
  ELSE
    BARRIDO_SALIDA=BARRIDO(VAR_BARRIDO)
  END IF
  CALL GIRADOR(BARRIDO)
  BARRIDO(VAR_BARRIDO)=BARRIDO(VAR_BARRIDO) + PASO
END DO

```

C Cerrar Ficheros de Salida y Error.

```

CALL CERRAR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
& TETH_POT_DB,TETH_FASE,TECTAFI_POT_LIN,
& TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)

```

C Fin del Programa.

```

STOP
END

```

```

C #####
C =====
C #####
C
C Subrutinas y Funciones.
C #####

```

```

C =====
C #####

SUBROUTINE GIRADOR(BARRIDO)

C Distancias en mm; angulos en grados.

C =====
C Declaracion de variables.
C =====

COMPLEX*16 JOTA
PARAMETER (JOTA=(0.0D0,1.0D0))

LOGICAL EJECUTA_TECTAFI,EJECUTA_RADF
INTEGER NE,N,M,INDICE,NMF,A,B,ETAPA_ANT
INTEGER NMF_POR_2,J,MOD0,OMOP,I,
& nmf_rd,q1,q2,omop_rd,a_rd,b_rd,ier
REAL*8 MU_0,EPSILON_0,C_LUZ,W,D,ESPESOR,EPSILON_R,
& FREC_0,
& TECTA_0,FI_0,K_0,K_DIE,IND_REF,K_Y,MMBSJ1,DOS_PI,
& TECTA_DIE,AUX_FI,OMEGA,EPSILON_DIE,CTE_TM12_ROT,BE,
& ALFA_REL,AUX_K0_SEN_TECTA0,AUX_KY_INC_0,
& AUX_DOS_PI_DIV_D,KX_INC_0,AUX_KY_0,AUX_KY_D,
& KX_INC_D,AUX_KD_SEN_TECTAD,AUX_KY_INC_D
REAL*8 BARRIDO(1:3),L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12),
& KY_INC_D(1:21),
& KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),
& KX_D(1:21),KY_D(1:21),FI(0:12),KX_ANT_0(-200:200),
& KY_ANT_0(-200:200),wk_te(1:21),wk_th(1:21)
COMPLEX*16 TPLTE(1:2,1:2,1:21,1:21),TPLTH(1:2,1:2,1:21,1:21),
& TADTE(1:2,1:2,1:21),TADTH(1:2,1:2,1:21),BETA,
& TDATE(1:2,1:2,1:21),TDATH(1:2,1:2,1:21),
& TAIR(1:2,1:2,1:21),TDIE(1:2,1:2,1:21),
& AUX_DIAG1(1:2,1:2,1:21),AUX_DIAG2(1:2,1:2,1:21),
& AUX_DIAG3(1:2,1:2,1:21),TETAPATE(1:2,1:2,1:21,1:21),
& TETAPATH(1:2,1:2,1:21,1:21),ELEM_A(1:21,1:21),
& TM_AUX(1:2,1:2,1:21),TM_AUX2(1:2,1:2,1:21),
& TENSOR_A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21),KZ_D(1:21),
& S11(1:42,1:42),S21(1:42,1:42),S21X(1:42),
& S21Y(1:42),S11X(1:42),S11Y(1:42),KZ_0(-200:200),
& KZ_INC_0(-200:200),KZ_INC_D(1:21),KZ_ANT_0(-200:200),
& TETAPATE11(1:21,1:21),TETAPATE12(1:21,1:21),
& TETAPATE21(1:21,1:21),TETAPATE22(1:21,1:21),
& TETAPATH11(1:21,1:21),TETAPATH12(1:21,1:21),
& TETAPATH21(1:21,1:21),TETAPATH22(1:21,1:21),
& TETAPATE22_C(1:21,1:21),TETAPATE22_I(1:21,1:21),
& TETAPATH22_C(1:21,1:21),TETAPATH22_I(1:21,1:21),
& wa_te(1:483),wa_th(1:483),aux_aire,
& exp_mas,exp_menos,
& SETAPATE11(1:21,1:21),SETAPATE12(1:21,1:21),
& SETAPATE21(1:21,1:21),SETAPATE22(1:21,1:21),
& SETAPATH11(1:21,1:21),SETAPATH12(1:21,1:21),
& SETAPATH21(1:21,1:21),SETAPATH22(1:21,1:21),
& M1_TI(1:21,1:21),M2_TI(1:21,1:21),
& S_ET_TE(1:2,1:2),S_ET_TH(1:2,1:2),
& T_ET_TE(1:2,1:2),T_ET_TH(1:2,1:2)

```

```
COMMON /CTES/DOS_PI, EPSILON_0, MU_0, C_LUZ, IND_REF
COMMON /CTES2/NMF_POR_2
COMMON /PRPAL/NE, N, M, A, B, NMF, W, D, ESPESOR, EPSILON_R,
& L_ESPAC, ALFA_GIRO, EPSILON_DIE
common /nmf_rd/nmf_rd
common /omop_rd/omop_rd
common /a_b_rd/a_rd, b_rd
COMMON /KX_KY/KX_0, KY_0
COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0, KY_INC_0
COMMON /KX_KY_DIE/KX_D, KY_D
COMMON /OR_MO_ON_PL/OMOP
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_D/KZ_D
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0
COMMON /KX_KY_ANT/KX_ANT_0, KY_ANT_0
COMMON /KZ_ANT_0/KZ_ANT_0
COMMON /EJECUCION/EJECUTA_TECTAFI, EJECUTA_RADF
```

EXTERNAL BETA

```
C =====
C Variables de Barrido.
C =====
```

```
FREC_0=BARRIDO(1)
TECTA_0=BARRIDO(2)
FI_0=BARRIDO(3)
```

```
C =====
C Constantes del Barrido.
C =====
```

```
OMEGA=DOS_PI*FREC_0
K_0=OMEGA/C_LUZ
K_DIE=K_0*IND_REF
TECTA_DIE=DASIND(DSIND(TECTA_0)/IND_REF)
CTE_TM12_ROT=OMEGA*MU_0
BE=1.0D0/(CTE_TM12_ROT*EPSILON_0)
```

```
C =====
C Calculo de FI<i>.
C =====
```

```
FI(0)=FI_0
DO I=1, NE
  FI(I)=FI_0-ALFA_GIRO(I)
END DO
```

```
C =====
C Calculo de KX_INC_0, KY_INC_0, KZ_0 (En el sistema de referencia 0).
C =====
```

```
AUX_K0_SEN_TECTA0=K_0*DSIND(TECTA_0)
AUX_KY_INC_0=AUX_K0_SEN_TECTA0*DSIND(FI_0)
KX_INC_0=AUX_K0_SEN_TECTA0*DCOSD(FI_0)
AUX_DOS_PI_DIV_D=DOS_PI/D
DO INDICE=-M, M
  KX_ANT_0(INDICE)=KX_INC_0
```

```

KY_INC_0(INDICE)=AUX_KY_INC_0+AUX_DOS_PI_DIV_D*INDICE
KY_ANT_0(INDICE)=KY_INC_0(INDICE)
KZ_INC_0(INDICE)=BETA(KY_INC_0(INDICE),D,K_0,KX_INC_0,0)
KZ_ANT_0(INDICE)=KZ_INC_0(INDICE)
END DO

```

```

C =====
C Calculo de KX_INC_D,KY_INC_D,KZ_D (En el sistema de referencia 0).
C =====

```

```

AUX_KD_SEN_TECTAD=K_DIE*DSIND(TECTA_DIE)
AUX_KY_INC_D=AUX_KD_SEN_TECTAD*DSIND(FI_0)
KX_INC_D=AUX_KD_SEN_TECTAD*DCOSD(FI_0)
MODO=a_rd
DO INDICE=1,nmf_rd
  KY_INC_D(INDICE)=AUX_KY_INC_D+AUX_DOS_PI_DIV_D*MODO
  KZ_INC_D(INDICE)=BETA(KY_INC_D(INDICE),D,K_DIE,
&      KX_INC_D,0)
  MODO=MODO+1
END DO

```

```

C =====
C Calculo de T[num_placa][TE,TH][i,j] ( y de S[TE,TH][i,j] ).
C =====

```

```
DO INDICE=1,NE
```

```
C Calculo de KX_0,KY_0,KZ_0[j].
```

```

AUX_KY_0=AUX_K0_SEN_TECTA0*DSIND(FI(INDICE))
DO J=-M,M
  KX_0(J)=AUX_K0_SEN_TECTA0*DCOSD(FI(INDICE))
  KY_0(J)=AUX_KY_0+(AUX_DOS_PI_DIV_D*J)
  KZ_0(J)=BETA(KY_0(J),D,K_0,KX_0(J),0)
END DO

```

```
C Calculo de KX_D,KY_D,KZ_D<j>.
```

```

AUX_KY_D=AUX_KD_SEN_TECTAD*DSIND(FI(INDICE))
I=a_rd
DO J=1,nmf_rd
  KX_D(J)=AUX_KD_SEN_TECTAD*DCOSD(FI(INDICE))
  KY_D(J)=AUX_KY_D+(AUX_DOS_PI_DIV_D*I)
  KZ_D(J)=BETA(KY_D(J),D,K_DIE,KX_D(J),0)
  I=I+1
END DO

```

```
C Calculo de la matriz T de la PLACA DE CINTAS.
```

```

CALL CALC_T_PL(nmf_rd,a_rd,b_rd,
&      K_0,D,W,N,M,TPLTE,TPLTH)

```

```
C Calculo de la matriz T de la DESADAPTACION: AIRE-DIELECTRICO
```

```

CALL CALC_T_INTERFASE_AD(a_rd,b_rd,nmf_rd,EPSILON_0,
&      EPSILON_DIE,MU_0,D,OMEGA,K_0,K_DIE,TADTE,TADTH)

```

```
C Calculo de la matriz T de la PROPAGACION en el DIELECTRICO.
```



```

CALL CALC_T_PROPAG_D(nmf_rd,D,K_DIE,ESPESOR,TDIE)
C   Calculo de la matriz T de la DESADAPTACION: DIELECTRICO-AIRE
&   CALL CALC_T_INTERFASE_DA(a_rd,b_rd,nmf_rd,EPSILON_DIE,
&   EPSILON_0,MU_0,D,OMEGA,K_DIE,K_0,TDATE,TDATH)
C   Calculo de la matriz T de la PROPAGACION en el AIRE hasta la
C   siguiente placa.
cc   CALL CALC_T_PROPAG_A(a_rd,b_rd,nmf_rd,D,K_0,
cc &   L_ESPAC(INDICE),TAIR)
C   =====
C   Multiplicacion de las matrices para el calculo de T de una placa
C   sin tener en cuenta la matriz del AIRE (llamadas TETAPATE,TETAPATH).
C   Modo TE:
cc   CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG1)
cc   CALL PM_M_DD(nmf_rd,TAIR,TDATE,AUX_DIAG1)
cc   CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG2)
cc   CALL PM_M_DD(nmf_rd,AUX_DIAG1,TDIE,AUX_DIAG2)
cc   CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG3)
cc   CALL PM_M_DD(nmf_rd,AUX_DIAG2,TADTE,AUX_DIAG3)
cc
cc   CALL INIC_CERO_PMMDC(nmf_rd,TETAPATE)
cc   CALL PM_M_DC(nmf_rd,AUX_DIAG3,TPLTE,TETAPATE)
cc
cc   CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG1)
cc   CALL PM_M_DD(nmf_rd,TDATE,TDIE,AUX_DIAG1)
cc   CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG2)
cc   CALL PM_M_DD(nmf_rd,AUX_DIAG1,TADTE,AUX_DIAG2)
cc
cc   CALL INIC_CERO_PMMDC(nmf_rd,TETAPATE)
cc   CALL PM_M_DC(nmf_rd,AUX_DIAG2,TPLTE,TETAPATE)
c   Se calcula la matriz S correspondiente a TETAPATE:
do q1=1,nmf_rd
do q2=1,nmf_rd
tetapate11(q1,q2)=tetapate(1,1,q1,q2)
tetapate12(q1,q2)=tetapate(1,2,q1,q2)
tetapate21(q1,q2)=tetapate(2,1,q1,q2)
tetapate22(q1,q2)=tetapate(2,2,q1,q2)
end do
end do

do q1=1,nmf_rd
do q2=1,nmf_rd
tetapate22_c(q1,q2)=tetapate22(q1,q2)
if (q1.eq.q2) then
tetapate22_i(q1,q2)=1.0D0
else
tetapate22_i(q1,q2)=0.0D0
end if
end do
end do

```

```

end do

call leq2c(tetapate22_c,nmf_rd,21,tetapate22_i,nmf_rd,21,0,
&      wa_te,wk_te,ier)

if (ier.ne.0) then
  write(99,*)'ERROR EN EL CALCULO DE TETAPATE22_INVERSA =
&      Inversion matriz (LEQ2C) ; IER= ',IER
end if

c      Calculo de SETAPATE11.

CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,SETAPATE11)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,TETAPATE22_I,TETAPATE21,
&      SETAPATE11)
CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_TIN(nmf_rd,SETAPATE11)

C      Calculo de SETAPATE21.

CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,M1_TI)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,TETAPATE12,TETAPATE22_I,M1_TI)
CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,M2_TI)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,M1_TI,TETAPATE21,M2_TI)
CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_TIN(nmf_rd,M2_TI)
CALL SUMA_MATRIZ_TIN(nmf_rd,TETAPATE11,M2_TI,SETAPATE21)

C      Calculo de SETAPATE12.

DO q1=1,nmf_rd
  DO q2=1,nmf_rd
    SETAPATE12(q1,q2)=TETAPATE22_I(q1,q2)
  END DO
END DO

C      Calculo de SETAPATE22.

CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,SETAPATE22)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,TETAPATE12,TETAPATE22_I,
&      SETAPATE22)

c      Extraemos los elementos del modo de orden 0:

S_ET_TE(1,1)=SETAPATE11(omop_rd,omop_rd)
S_ET_TE(1,2)=SETAPATE12(omop_rd,omop_rd)
S_ET_TE(2,1)=SETAPATE21(omop_rd,omop_rd)
S_ET_TE(2,2)=SETAPATE22(omop_rd,omop_rd)

c      Calculamos la matriz T_ET_TE:

T_ET_TE(1,1)=S_ET_TE(1,2)-
&      ((S_ET_TE(2,2)*S_ET_TE(1,1))/S_ET_TE(1,2))
T_ET_TE(1,2)=S_ET_TE(2,2)/S_ET_TE(1,2)
T_ET_TE(2,1)=-S_ET_TE(1,1)/S_ET_TE(2,2)
T_ET_TE(2,2)=1.0D0/S_ET_TE(1,2)

c      Multiplicamos por la "matriz del aire":

aux_aire=jota*kz_0(0)*1_espac(indice)

```

```
exp_mas=cexp(aux_aire)
exp_menos=cexp(-aux_aire)
```

```
TETAPATE(1,1,1,1)=T_ET_TE(1,1)*EXP_MENOS
TETAPATE(1,2,1,1)=T_ET_TE(1,2)*EXP_MENOS
TETAPATE(2,1,1,1)=T_ET_TE(2,1)*EXP_MAS
TETAPATE(2,2,1,1)=T_ET_TE(2,2)*EXP_MAS
```

```
C      Modo TH:
cc     CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG1)
cc     CALL PM_M_DD(nmf_rd,TAIR,TDATH,AUX_DIAG1)
cc     CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG2)
cc     CALL PM_M_DD(nmf_rd,AUX_DIAG1,TDIE,AUX_DIAG2)
cc     CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG3)
cc     CALL PM_M_DD(nmf_rd,AUX_DIAG2,TADTH,AUX_DIAG3)
cc
cc     CALL INIC_CERO_PMMDC(nmf_rd,TETAPATH)
cc     CALL PM_M_DC(nmf_rd,AUX_DIAG3,TPLTH,TETAPATH)
```

```
CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG1)
CALL PM_M_DD(nmf_rd,TDATH,TDIE,AUX_DIAG1)
CALL INIC_CERO_PMMDD(nmf_rd,AUX_DIAG2)
CALL PM_M_DD(nmf_rd,AUX_DIAG1,TADTH,AUX_DIAG2)
```

```
CALL INIC_CERO_PMMDC(nmf_rd,TETAPATH)
CALL PM_M_DC(nmf_rd,AUX_DIAG2,TPLTH,TETAPATH)
```

c Se calcula la matriz S correspondiente e TETAPATH:

```
do q1=1,nmf_rd
  do q2=1,nmf_rd
    tetapath11(q1,q2)=tetapath(1,1,q1,q2)
    tetapath12(q1,q2)=tetapath(1,2,q1,q2)
    tetapath21(q1,q2)=tetapath(2,1,q1,q2)
    tetapath22(q1,q2)=tetapath(2,2,q1,q2)
  end do
end do
```

```
do q1=1,nmf_rd
  do q2=1,nmf_rd
    tetapath22_c(q1,q2)=tetapath22(q1,q2)
    if (q1.eq.q2) then
      tetapath22_i(q1,q2)=1.0D0
    else
      tetapath22_i(q1,q2)=0.0D0
    end if
  end do
end do
```

```
&     call leq2c(tetapath22_c,nmf_rd,21,tetapath22_i,nmf_rd,21,0,
&             wa_th,wk_th,ier)
```

```
if (ier.ne.0) then
  write(99,*)'ERROR EN EL CALCULO DE TETAPATH22_INVERSA =
&           Inversion matriz (LEQ2C) ; IER= ',IER
end if
```

c      Calculo de SETAPATH11.

```
CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,SETAPATH11)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,TETAPATH22_I,TETAPATH21,
&            SETAPATH11)
CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_TIN(nmf_rd,SETAPATH11)
```

C      Calculo de SETAPATH21.

```
CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,M1_TI)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,TETAPATH12,TETAPATH22_I,M1_TI)
CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,M2_TI)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,M1_TI,TETAPATH21,M2_TI)
CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_TIN(nmf_rd,M2_TI)
CALL SUMA_MATRIZ_TIN(nmf_rd,TETAPATH11,M2_TI,SETAPATH21)
```

C      Calculo de SETAPATH12.

```
DO q1=1,nmf_rd
  DO q2=1,nmf_rd
    SETAPATH12(q1,q2)=TETAPATH22_I(q1,q2)
  END DO
END DO
```

C      Calculo de SETAPATH22.

```
CALL INIC_CERO_PMTINCCP(nmf_rd,SETAPATH22)
CALL PM_TIN_CCP(nmf_rd,TETAPATH12,
&            TETAPATH22_I,SETAPATH22)
```

c      Extraemos los elementos del modo de orden 0:

```
S_ET_TH(1,1)=SETAPATH11(omop_rd,omop_rd)
S_ET_TH(1,2)=SETAPATH12(omop_rd,omop_rd)
S_ET_TH(2,1)=SETAPATH21(omop_rd,omop_rd)
S_ET_TH(2,2)=SETAPATH22(omop_rd,omop_rd)
```

c      Calculamos la matriz T\_ET\_TH:

```
T_ET_TH(1,1)=S_ET_TH(2,1)-
&            ((S_ET_TH(2,2)*S_ET_TH(1,1))/S_ET_TH(1,2))
T_ET_TH(1,2)=S_ET_TH(2,2)/S_ET_TH(1,2)
T_ET_TH(2,1)=-S_ET_TH(1,1)/S_ET_TH(1,2)
T_ET_TH(2,2)=1.0D0/S_ET_TH(1,2)
```

c      Multiplicamos por la "matriz del aire":

```
TETAPATH(1,1,1,1)=T_ET_TH(1,1)*EXP_MENOS
TETAPATH(1,2,1,1)=T_ET_TH(1,2)*EXP_MENOS
TETAPATH(2,1,1,1)=T_ET_TH(2,1)*EXP_MAS
TETAPATH(2,2,1,1)=T_ET_TH(2,2)*EXP_MAS
```

C      =====

C      Calculo de las matrices A[etapa,I,J,M,N].

```
ETAPA_ANT=INDICE-1
```

```

ALFA_REL=ALFA_GIRO(INDICE)-ALFA_GIRO(ETAPA_ANT)
CALL CALC_TM12_ROT(NMF,A,B,D,ALFA_REL,K_0,
&   CTE_TM12_ROT,TM_AUX)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,1,4,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,1,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,1,2,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,2,4,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,1,1,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,1,2,TETAPATE,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,3,4,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,1,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,1,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,2,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,2,1,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,3,ELEM_A,TENSOR_A)

CALL PM_P_CD(NMF,2,2,2,2,TETAPATH,TM_AUX,ELEM_A)
CALL CONSTR_TENSOR_A(NMF,INDICE,4,4,ELEM_A,TENSOR_A)

```

C      Calculo de KX\_ANT\_0,KY\_ANT\_0,KZ\_ANT\_0

```

DO J=-M,M,1
  KX_ANT_0(J)=KX_0(J)
  KY_ANT_0(J)=KY_0(J)
  KZ_ANT_0(J)=KZ_0(J)

```

```

        END DO
    END DO

C =====
C Producto de matrices A(i).
C (NO se hace el cambio de base del sistema NE al 0.)

    ALFA_REL=ALFA_GIRO(NE)-ALFA_GIRO(NE)
    CALL CALC_TM12_ROT(NMF,A,B,D,ALFA_REL,K_0,CTE_TM12_ROT,
&    TM_AUX2)
    CALL CONSTR_TENSOR_A13(NMF,TM_AUX2,TENSOR_A)

    CALL INIC_CERO_PMGCC(NMF,-1,TENSOR_A)
    CALL PM_G_CC(NMF,13,NE,-1,TENSOR_A)

    IF (NE.GE.2) THEN
        DO INDICE=NE-1,1,-1
            CALL INIC_CERO_PMGCC(NMF,-2,TENSOR_A)
            CALL PM_G_CC(NMF,-1,INDICE,-2,TENSOR_A)
            CALL IGUALA_TENSOR_A(NMF,-1,-2,TENSOR_A)
        END DO
    END IF

C =====
C Calculo de S11,S12,S21,S22 del sistema total

    CALL CALC_S_SISTEMA_TOTAL(NMF,NMF_POR_2,TENSOR_A,
&    S11,S21)

C =====
C Calculo de los coeficientes de reflexion y transmision a
C partir de S11, S21: en Amplitud, en Fase, en Relacion Axial,
C en Diferencia de Fase.
C =====

    CALL COEFICIENTES_TE_TH(A,B,NMF,OMOP,D,K_0,
&    OMEGA,S11,S21)
    CALL CALC_S11_S21_X_Y(A,B,NMF,NMF_POR_2,OMOP,EPSILON_0,
&    BE,D,K_0,S11,S21,S11X,S21Y,S11Y,S21X)

C    CALL COEFICIENTES_X_Y(A,B,NMF,S11X,S21X,S11Y,S21Y)

    IF (EJECUTA_TECTAFI) THEN
        CALL COEFICIENTES_TECTA_FI(A,B,NMF,D,K_0,S11X,S21X,
&    S11Y,S21Y)
    END IF
    IF (EJECUTA_RADF) THEN
        CALL COEFICIENTES_RA_DF(A,B,NMF,-ALFA_GIRO(NE),
&    D,K_0,S21X,S21Y)
    END IF

    RETURN
    END

C #####

```

C SUBROUTINE SUMA\_MATRIZ\_TTN(NMF,A,B,C)  
 Esta subrutina suma dos matrices TTN (T Iniciales): C = A + B

```
INTEGER NMF,I,J
COMPLEX*16 A(1:21,1:21),B(1:21,1:21),C(1:21,1:21)
```

```
DO I=1,NMF
DO J=1,NMF
C(I,J) = A(I,J) + B(I,J)
END DO
END DO
```

RETURN  
 END

C #####

SUBROUTINE CAMBIA\_SIGNO\_MATRIZ\_TTN(NMF,A)

C Esta subrutina cambia el signo a todos los elementos de una  
 C matriz TTN (T Iniciales).

```
INTEGER NMF,I,J
COMPLEX*16 A(1:21,1:21)
```

```
DO I=1,NMF
DO J=1,NMF
A(I,J)=-A(I,J)
END DO
END DO
```

RETURN  
 END

C #####

SUBROUTINE PM\_TTN\_CCP(NMF,A,B,C)

C F = matrices "T Iniciales" ; CCP = cuadrada X cuadrada (pequena)  
 C Producto de matrices: algoritmo GAXPY. C = A x B  
 C La matriz C debe ser inicializada a CER0 con la subrutina:  
 C INIC\_CERO\_PMTNCCP

```
INTEGER NMF,I,J,K
COMPLEX*16 A(1:21,1:21),B(1:21,1:21),C(1:21,1:21)
```

```
DO J=1,NMF
DO K=1,NMF
DO I=1,NMF
```

```
C(I,J)=C(I,J)+A(I,K)*B(K,J)
END DO
```

END DO  
 END DO

RETURN  
 END

C #####

SUBROUTINE INIC\_CERO\_PMTINCCP(NMF,A)

INTEGER NMF,I,J  
 COMPLEX\*16 CERO\_C,A(1:21,1:21)  
 PARAMETER (CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

DO I=1,NMF  
 DO J=1,NMF  
     A(I,J)=CERO\_C  
 END DO  
END DO

RETURN  
END

C #####

& SUBROUTINE COEFICIENTES\_RA\_DF(A,B,NMF,ALFA\_NE\_0,D,K\_0,  
 & S21X\_NE,S21Y\_NE)

C Calculo de la Relacion Axial y Diferencia de Fase para  
C la senal Transmitida (siendo la incidente la ONDA PLANA)  
C en el Sistema de Referencia 0.

INTEGER A,B,NMF,I,MODO,RADF\_DB,RADF\_FASE  
REAL\*8 SEN,COS,ALFA\_NE\_0,KX\_INC\_0,D,K\_0,FASE,  
& KY\_INC\_0(-200:200),RAX\_0(1:21),DFX\_0(1:21),  
& RAY\_0(1:21),DFY\_0(1:21),TECTA\_MODO(1:21),  
& FI\_MODO\_0(1:21)  
COMPLEX\*16 CALC\_E\_Z,  
& S21X\_NE(1:42),S21Y\_NE(1:42),S21X\_0(1:42),  
& S21Y\_0(1:42),S21X\_Z\_0(1:21),S21Y\_Z\_0(1:21),  
& S21X\_R\_0(1:21),S21X\_TECTA\_0(1:21),S21X\_FI\_0(1:21),  
& S21Y\_R\_0(1:21),S21Y\_TECTA\_0(1:21),S21Y\_FI\_0(1:21),  
& KZ\_INC\_0(-200:200)

COMMON /KX\_KY\_INC/KX\_INC\_0,KY\_INC\_0  
COMMON /KZ\_INC\_0/KZ\_INC\_0  
COMMON /COEF\_RADF/RADF\_DB,RADF\_FASE

EXTERNAL CALC\_E\_Z,FASE

C Cambio de sistema de referencia de S21X, S21Y de NE a 0.

COS=DCOSD(ALFA\_NE\_0)  
SEN=DSIND(ALFA\_NE\_0)  
DO I=1,NMF  
S21X\_0(I)=(COS\*(S21X\_NE(I)))+(SEN\*(S21Y\_NE(I+NMF)))  
S21X\_0(I+NMF)=((-SEN)\*(S21X\_NE(I)))+(COS\*(S21X\_NE(I+NMF)))  
  
S21Y\_0(I)=(COS\*(S21Y\_NE(I)))+(SEN\*(S21Y\_NE(I+NMF)))  
S21Y\_0(I+NMF)=((-SEN)\*(S21X\_NE(I)))+(COS\*(S21Y\_NE(I+NMF)))  
END DO

C Calculo de la componente Z de los campos y transformacion al



C sistema de coordenadas ESFERICAS asociado a cada onda.

```

MODO=A
DO I=1,NMF
  S21X_Z_0(I)=CALC_E_Z(S21X_0(I),S21X_0(I+NMF),KX_INC_0,
&   KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))
S21Y_Z_0(I)=CALC_E_Z(S21Y_0(I),S21Y_0(I+NMF),KX_INC_0,
&   KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))

  TECTA_MODO(I)=DACOSD((CDABS(KZ_INC_0(MODO)))/K_0)
  FI_MODO_0(I)=DATAN2D(KY_INC_0(MODO),KX_INC_0)

  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO(I),FI_MODO_0(I),
&   S21X_0(I),S21X_0(I+NMF),S21X_Z_0(I),
&   S21X_R_0(I),S21X_TECTA_0(I),S21X_FI_0(I))
  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO(I),FI_MODO_0(I),
&   S21Y_0(I),S21Y_0(I+NMF),S21Y_Z_0(I),
&   S21Y_R_0(I),S21Y_TECTA_0(I),S21Y_FI_0(I))

  MODO=MODO+1
END DO

```

DO I=1,NMF

C Calculo de la Relacion Axial (RA) y la Diferencia de Fase (DF).

```

RAX_0(I)=CDABS(S21X_TECTA_0(I)/S21X_FI_0(I))
DFX_0(I)=FASE(S21X_TECTA_0(I))-FASE(S21X_FI_0(I))
CALL NORMALIZA_ANGULOS(DFX_0(I))

RAY_0(I)=CDABS(S21Y_TECTA_0(I)/S21Y_FI_0(I))
DFY_0(I)=FASE(S21Y_TECTA_0(I))-FASE(S21Y_FI_0(I))
CALL NORMALIZA_ANGULOS(DFY_0(I))

```

C Guardar datos en Ficheros:

```

IF (RADF_DB.EQ.1) THEN
  CALL SALIDA_DATO_2(75+I,20.0*DLOG10(RAX_0(I)),
&   20.0*DLOG10(RAY_0(I)))
  END IF

IF (RADF_FASE.EQ.1) THEN
  CALL SALIDA_DATO_2(86+I,DFX_0(I),DFY_0(I))
  END IF

```

END DO

RETURN  
END

C #####

SUBROUTINE SALIDA\_DATO\_2(UNIDAD,DATO1,DATO2)

C Esta subrutina escribe 2 Datos de Salida en el correspondiente  
C Fichero.

INTEGER UNIDAD

```

REAL*8 DATO1,DATO2,BARRIDO
COMMON/SALIDA_DATO/BARRIDO
WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2
Formatos
100 FORMAT(F8.3,2F14.8)
RETURN
END
#####
SUBROUTINE SALIDA_DATO_8(UNIDAD,DATO1,DATO2,DATO3,
DATO4,DATOS,DAT06,DAT07,DAT08)
C
C Esta subrutina escribe 8 Datos de Salida en el correspondiente
Fichero.
C
INTEGER UNIDAD
REAL*8 DATO1,DATO2,DATO3,DATO4,DATOS,DAT06,BARRIDO
COMMON/SALIDA_DATO/BARRIDO
WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2,
DATO3,DATO4,
DATOS,DAT06,DAT07,DAT08
Formatos
100 FORMAT(F8.3,2F14.8)
RETURN
END
#####

```

```

SUBROUTINE SALIDA_DATO_16(UNIDAD,DATO1,DATO2,
DATO3,DATO4,
DATOS,DAT06,DAT07,DAT08,DAT09,DAT010,DAT011,DAT012,
DATO13,DAT014,DAT015,DAT016)
C
C Esta subrutina escribe 16 Datos de Salida en el correspondiente
Fichero.
C
INTEGER UNIDAD
REAL*8 DATO1,DATO2,DATO3,DATO4,DATOS
REAL*8 DATO6,DAT07,DAT08,DAT09,DAT010,DAT011
REAL*8 DATO12,DAT013,DAT014,DAT015,DAT016,BARRIDO
COMMON/SALIDA_DATO/BARRIDO
WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2,
DATO3,DATO4,
DATOS,DAT06,DAT07,DAT08,DAT09,DAT010,
DATO11,DAT012,
DATO13,DAT014,DAT015,DAT016)
Formatos
100 FORMAT(F8.3,8F14.8)
RETURN
END
#####

```

```

SUBROUTINE SALIDA_DATO_16(UNIDAD,DATO1,DATO2,
DATO3,DATO4,
DATOS,DAT06,DAT07,DAT08,DAT09,DAT010,DAT011,DAT012,
DATO13,DAT014,DAT015,DAT016)
C
C Esta subrutina escribe 16 Datos de Salida en el correspondiente
Fichero.
C
INTEGER UNIDAD
REAL*8 DATO1,DATO2,DATO3,DATO4,DATOS
REAL*8 DATO6,DAT07,DAT08,DAT09,DAT010,DAT011
REAL*8 DATO12,DAT013,DAT014,DAT015,DAT016,BARRIDO
COMMON/SALIDA_DATO/BARRIDO
WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DATO1,DATO2,
DATO3,DATO4,DATOS,DAT06,DAT07,DAT08
WRITE(UNIT=UNIDAD,FMT=100)BARRIDO,DAT09,DAT010,

```

```

&      DATO11,DATO12,
&      DATO13,DATO14,DATO15,DATO16

C      Formatos
100   FORMAT(F8.3,8F14.8)

      RETURN
      END

C      #####

      SUBROUTINE NORMALIZA_ANGULOS(ANGULO)

C      Esta subrutina normaliza angulos al intervalo: -180,180

      REAL*8 ANGULO

      IF ((DABS(ANGULO)).GT.180.0) THEN
        IF (ANGULO.GE.0.0) THEN
          ANGULO=ANGULO-360.0
        ELSE
          ANGULO=ANGULO+360.0
        END IF
      END IF

      RETURN
      END

C      #####

      SUBROUTINE TRANS_CART_A_ESFER(TECTA,FI,E_X,E_Y,E_Z,
&      E_R,E_TECTA,E_FI)

C      Esta subrutina transforma las coordenadas cartesianas
C      (E_X,E_Y,E_Z) de un vector en coordenadas esfericas (E_R,E_TECTA,E_FI).

      REAL*8 TECTA,FI,SEN_TECTA,COS_TECTA,SEN_FI,COS_FI
      COMPLEX*16 E_X,E_Y,E_Z,E_R,E_TECTA,E_FI

      SEN_TECTA=DSIND(TECTA)
      SEN_FI=DSIND(FI)
      COS_TECTA=DCOSD(TECTA)
      COS_FI=DCOSD(FI)

      E_R=(SEN_TECTA*COS_FI*E_X)+(SEN_TECTA*SEN_FI*E_Y)+
&      (COS_TECTA*E_Z)
&      E_TECTA=(COS_TECTA*COS_FI*E_X)+(COS_TECTA*SEN_FI*E_Y)+
&      (-SEN_TECTA*E_Z)
      E_FI=(-SEN_FI*E_X)+(COS_FI*E_Y)

      RETURN
      END

C      #####

      FUNCTION CALC_E_Z(E_X,E_Y,K_X,K_Y,K_Z)

```

C Esta funcion calcula la componente Z del vector campo electrico  
 C conocidas: E\_X,E\_Y,K\_X,K\_Y,K\_Z.

```
COMPLEX*16 CALC_E_Z,E_X,E_Y,K_Z
REAL*8 K_X,K_Y
```

```
CALC_E_Z=((E_X*K_X)+(E_Y*K_Y))/(-K_Z)
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CALC_S11_S21_X_Y(A,B,NMF,NMF_POR_2,OMOP,
& EPSILON_0,BE,D,K,S11,S21,S11X,S21X,S11Y,S21Y)
```

C Esta subrutina calcula los vectores S11X, S21X, S11Y, S21Y que son  
 C los coeficientes correspondientes a la incidencia ONDA PLANA en  
 C cartesianas. S11X, S21X son los coeficientes para incidencia ONDA-X  
 C y S11Y, S21Y para incidencia ONDA-Y.

```
INTEGER A,B,NMF,OMOP,NMF_POR_2,INDICE
REAL*8 EPSILON_0,BE,D,K
COMPLEX*16 S11(1:42,1:42),S21(1:42,1:42),S11_XY(1:42,1:42),
& S21_XY(1:42,1:42),S11X(1:42),S21X(1:42),S11Y(1:42),
& S21Y(1:42),AUX11(1:42,1:42),AUX21(1:42,1:42),
& U_T_0(1:42,1:42),UI_T_0(1:42,1:42),U_T_NE(1:42,1:42)
```

C Calculo de S11\_XY,S21\_XY.

```
& CALL CONSTRUYE_UT_UTT_UTNE(A,B,NMF,EPSILON_0,BE,D,K,
& U_T_0,UI_T_0,U_T_NE)
```

```
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,AUX11)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,U_T_0,S11,AUX11)
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S11_XY)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,AUX11,UI_T_0,S11_XY)
```

```
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,AUX21)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,U_T_NE,S21,AUX21)
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S21_XY)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,AUX21,UI_T_0,S21_XY)
```

C Extraer los vectores correspondientes a incidencia de ONDA PLANA.

```
DO INDICE=1,NMF_POR_2
  S11X(INDICE)=S11_XY(INDICE,OMOP)
  S11Y(INDICE)=S11_XY(INDICE,OMOP+NMF)

  S21X(INDICE)=S21_XY(INDICE,OMOP)
  S21Y(INDICE)=S21_XY(INDICE,OMOP+NMF)
END DO
```

```
RETURN
END
```

C #####

SUBROUTINE COEFICIENTES\_X\_Y(A,B,NMF,S11X,S21X,S11Y,S21Y)

C    Calculo de los Coeficientes X,Y de Reflexion y Transmision del  
 C    sistema total a partir de S11X, S21X, S11Y, S21Y suponiendo que  
 C    incide una onda plana linealmente polarizada en las direcciones X  
 C    (ONDA-X), Y (ONDA-Y) del sistema cartesiano 0.  
 C    Entradas y Reflejadas: en el sistema 0.  
 C    Transmitidas: en el sistema NE.

INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO

REAL\*8 KX\_INC\_0,POT\_INCX\_X,POT\_INCY\_Y,

&    AUX\_REF\_X,AUX\_REF\_Y,AUX\_TRANS\_X,AUX\_TRANS\_Y,  
 &    AUX\_ACOPLO\_REF,AUX\_ACOPLO\_TRANS,TEST\_X,TEST\_Y,  
 &    KY\_INC\_0(-200:200),KX\_0(-200:200),KY\_0(-200:200),  
 &    POT\_REFX\_X(1:21),POT\_REFX\_Y(1:21),POT\_REFY\_X(1:21),  
 &    POT\_REFY\_Y(1:21),POT\_TRANSX\_X(1:21),POT\_TRANSX\_Y(1:21),  
 &    POT\_TRANSY\_X(1:21),POT\_TRANSY\_Y(1:21),  
 &    RX\_X(1:21),RX\_Y(1:21),TX\_X(1:21),TX\_Y(1:21),  
 &    RY\_X(1:21),RY\_Y(1:21),TY\_X(1:21),TY\_Y(1:21),  
 &    REF\_ACOPLX(1:21),REF\_ACOPLY(1:21),  
 &    TRANS\_ACOPLX(1:21),TRANS\_ACOPLY(1:21),  
 &    ACOPLO\_REFX(1:21),ACOPLO\_REFY(1:21),  
 &    ACOPLO\_TRANSX(1:21),ACOPLO\_TRANSY(1:21)  
 COMPLEX\*16 INV\_KZ\_INC,KZ\_INC\_CUADR,KZ\_MODO\_CUADR,  
 &    INV\_KZ\_MODO,  
 &    KZ\_INC\_MODO\_CUADR,INV\_KZ\_INC\_MODO,  
 &    KZ\_0(-200:200),S11X(1:42),S11Y(1:42),S21X(1:42),  
 &    S21Y(1:42),KZ\_INC\_0(-200:200)

COMMON /KX\_KY/KX\_0,KY\_0

COMMON /KX\_KY\_INC/KX\_INC\_0,KY\_INC\_0

COMMON /KZ\_0/KZ\_0

COMMON /KZ\_INC\_0/KZ\_INC\_0

C    Calcular los coeficientes de REFLEXION y TRANSMISION (ganancias)  
 C    en CARTESIANAS.

C    Potencias Incidentes (Amplitud Campos EX\_X, EY\_Y = 1.0):

KZ\_INC\_CUADR=KZ\_INC\_0(0)\*\*2  
 INV\_KZ\_INC=1.0D0/KZ\_INC\_0(0)  
 POT\_INCX\_X=((KX\_INC\_0\*\*2)+KZ\_INC\_CUADR)\*INV\_KZ\_INC  
 POT\_INCY\_Y=((KY\_INC\_0(0)\*\*2)+KZ\_INC\_CUADR)\*INV\_KZ\_INC

C    Potencias Reflejadas y Transmitidas:

MODO=A  
 DO INDICE=1,NMF  
 KZ\_INC\_MODO\_CUADR=KZ\_INC\_0(MODO)\*\*2  
 INV\_KZ\_INC\_MODO=1.0D0/KZ\_INC\_0(MODO)  
 KZ\_MODO\_CUADR=KZ\_0(MODO)\*\*2  
 INV\_KZ\_MODO=1.0D0/KZ\_0(MODO)

C    Reflejadas:  
 &    AUX\_REF\_X=((KX\_INC\_0\*\*2)+KZ\_INC\_MODO\_CUADR)\*  
 &    INV\_KZ\_INC\_MODO  
 &    AUX\_REF\_Y((((KY\_INC\_0(MODO))\*\*2)+KZ\_INC\_MODO\_CUADR)\*  
 &    INV\_KZ\_INC\_MODO

```

AUX_ACOPLO_REF=KX_INC_0*KY_INC_0(MODO)

POT_REFX_X(INDICE)=AUX_REF_X*((CDABS(S11X(INDICE)))**2)
POT_REFX_Y(INDICE)=AUX_REF_Y*((CDABS(S11X(INDICE+
&      NMF)))**2)
ACOPLO_REFX(INDICE)=AUX_ACOPLO_REF*DREAL(
&      (S11X(INDICE)*(DCONJG(S11X(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S11X(INDICE)))*S11X(INDICE+NMF)))

POT_REFY_X(INDICE)=AUX_REF_X*((CDABS(S11Y(INDICE)))**2)
& POT_REFY_Y(INDICE)=AUX_REF_Y*((CDABS(S11Y(INDICE+
      NMF)))**2)
ACOPLO_REFY(INDICE)=AUX_ACOPLO_REF*DREAL(
&      (S11Y(INDICE)*(DCONJG(S21Y(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S11Y(INDICE)))*S11Y(INDICE+NMF)))

```

```

C   Transmitidas:
AUX_TRANS_X=(((KX_0(MODO))**2)+KZ_MODO_CUADR)*
&      INV_KZ_MODO
AUX_TRANS_Y=(((KY_0(MODO))**2)+KY_MODO_CUADR)*
&      INV_KZ_MODO
AUX_ACOPLO_TRANS=KX_0(MODO)*KZ_0(MODO)

POT_TRANSX_X(INDICE)=AUX_TRANS_X*
&      ((CDABS(S21X(INDICE)))**2)
POT_TRANSX_Y(INDICE)=AUX_TRANS_Y*
&      ((CDABS(S21X(INDICE+NMF)))**2)
ACOPLO_TRANSX(INDICE)=AUX_ACOPLO_TRANS*DREAL(
&      (S21X(INDICE)*(DCONJG(S21X(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S21X(INDICE)))*S21X(INDICE+NMF)))
POT_TRANSY_X(INDICE)=AUX_TRANS_X*((CDABS(S21X(
&      INDICE)))**2)
POT_TRANSY_Y(INDICE)=AUX_TRANS_Y*((CDABS(S11X(
&      INDICE+NMF)))**2)
ACOPLO_TRANSY(INDICE)=AUX_ACOPLO_TRANS*DREAL(
&      (S21Y(INDICE)*(DCONJG(S21Y(INDICE+NMF))))+
&      ((DCONJG(S21Y(INDICE)))*S21Y(INDICE+NMF)))

```

```

MODO=MODO+1
END DO

```

C Calcular los COEFICIENTES de las AMPLITUDES.

```

DO INDICE=1,NMF
C   Incide ONDA-X:
RX_X(INDICE)=POT_REFX_X(INDICE)/POT_INCX_X
RX_Y(INDICE)=POT_REFX_Y(INDICE)/POT_INCX_X
TX_X(INDICE)=POT_TRANSX_X(INDICE)/POT_INCX_X
TX_Y(INDICE)=POT_TRANSX_Y(INDICE)/POT_INCX_X
REF_ACOPLOX(INDICE)=ACOPLO_REFX(INDICE)/POT_INCX_X
TRANS_ACOPLOX(INDICE)=ACOPLO_TRANSX(INDICE)/
&      POT_INCX_X

```

```

C   Incide ONDA-Y:
RY_X(INDICE)=POT_REFY_X(INDICE)/POT_INCY_Y
RY_Y(INDICE)=POT_REFY_Y(INDICE)/POT_INCY_Y
TY_X(INDICE)=POT_TRANSY_X(INDICE)/POT_INCY_Y
TY_Y(INDICE)=POT_TRANSY_Y(INDICE)/POT_INCY_Y

```

```

& REF_ACOPL0Y(INDICE)=ACOPL0_REFY(INDICE)/POT_INCY_Y
& TRANS_ACOPL0Y(INDICE)=ACOPL0_TRANSY(INDICE)/
& POT_INCY_Y
& END DO
CC Conservacion Potencia:
C TEST_X=0.0D0
C TEST_Y=0.0D0
C DO INDICE=1,NMF
C TEST_X=TEST_X+RX_X(INDICE)+RX_Y(INDICE)+TX_X(INDICE)+
& TRANS_ACOPL0X(INDICE)
C TEST_Y=TEST_Y+RY_X(INDICE)+RY_Y(INDICE)+TY_X(INDICE)+
& TRANS_ACOPL0Y(INDICE)
C END DO
CC print*,TEST_X=,TEST_X
CC print*,TEST_Y=,TEST_Y
RETURN
END
C #####

```

```

& SUBROUTINE COEFICIENTES_TECTA_FI(A,B,NMF,D,K_0,
& S1X,S21X,S11Y,S21Y)

```

Calculo de los Coeficientes TECTA, FI de Reflexion y Transmission del sistema total a partir de S11, S21 suponiendo que incide una onda plana linealmente polarizada en las direcciones X (ONDA-X), Y (ONDA-Y) del sistema cartesiano 0. Entradas y Reflejadas: en el sistema 0. Transmitedas: en el sistema NF.

```

& INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO,I,
& TECTA_FI_POT_LIN,TECTA_FI_POT_DB,TECTA_FI_FASE
& REAL*8 KX_INC_0,POT_INCX_X,POT_INCY_Y,D,
& K_0,TEST_X,TEST_Y,
& FASE,KZ_RE,
& KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),
& POT_REFY_TECTA(1:21),POT_REFX_FI(1:21),
& POT_REFY_TECTA(1:21),POT_REFX_FI(1:21),
& POT_TRANSX_TECTA(1:21),POT_TRANSX_FI(1:21),
& POT_TRANSY_TECTA(1:21),POT_TRANSY_FI(1:21),
& RX_TECTA(1:21),RX_FI(1:21),TX_TECTA(1:21),TX_FI(1:21),
& RY_TECTA(1:21),RY_FI(1:21),TY_TECTA(1:21),TY_FI(1:21),
& TECTA_MODO(1:21),FI_MODO_0(1:21),FI_MODO_NE(1:21),
& TECTA_MODO_INC(1:21)
& COMPLEX*16 CALC_E_Z,KZ_INC_CUADR,INV_KZ_INC,
& S11X(1:42),S11Y(1:42),S21X(1:42),S21Y(1:42),
& S11X_TECTA(1:21),S11X_FI(1:21),S11X_R(1:21),
& S21X_TECTA(1:21),S21X_FI(1:21),S21X_R(1:21),
& S11Y_TECTA(1:21),S11Y_FI(1:21),S11Y_R(1:21),
& S21Y_TECTA(1:21),S21Y_FI(1:21),S21Y_R(1:21),
& S11X_Z(1:21),S21X_Z(1:21),S11Y_Z(1:21),
& S21Y_Z(1:21),KZ_0(-200:200),KZ_INC_0(-200:200)

```

```

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0
COMMON /COEF_TECTAFI/TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&      TECTAFI_FASE

EXTERNAL CALC_E_Z,FASE

C      Transformar a ESFERICAS S11X, S21X, S11Y, S21Y calculando la compo-
C      nente Z correspondiente.

MODO=A
DO I=1,NMF
  S11X_Z(I)=CALC_E_Z(S11X(I),S11X(I+NMF),KX_INC_0,
&      KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))
  S21X_Z(I)=CALC_E_Z(S21X(I),S21X(I+NMF),KX_0(MODO),
&      KY_0(MODO),KZ_0(MODO))
  S11Y_Z(I)=CALC_E_Z(S11Y(I),S11Y(I+NMF),KX_INC_0,
&      KY_INC_0(MODO),KZ_INC_0(MODO))
  S21Y_Z(I)=CALC_E_Z(S21Y(I),S21Y(I+NMF),KX_0(MODO),
&      KY_0(MODO),KZ_0(MODO))

  TECTA_MODO(I)=DACOSD((CDABS(KZ_0(MODO)))/K_0)
  TECTA_MODO_INC(I)=DACOSD((CDABS(KZ_INC_0(MODO)))/K_0)
  FI_MODO_0(I)=DATAN2D(KY_INC_0(MODO),KX_INC_0)
  FI_MODO_NE(I)=DATAN2D(KY_0(MODO),KX_0(MODO))

  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO_INC(I),FI_MODO_0(I),
&      S11X(I),S11X(I+NMF),S11X_Z(I),
&      S11X_R(I),S11X_TECTA(I),S11X_FI(I))
  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO(I),FI_MODO_NE(I),
&      S21X(I),S21X(I+NMF),S21X_Z(I),
&      S21X_R(I),S21X_TECTA(I),S21X_FI(I))
  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO_INC(I),FI_MODO_0(I),
&      S11Y(I),S11Y(I+NMF),S11Y_Z(I),
&      S11Y_R(I),S11Y_TECTA(I),S11Y_FI(I))
  CALL TRANS_CART_A_ESFER(TECTA_MODO(I),FI_MODO_NE(I),
&      S21Y(I),S21Y(I+NMF),S21Y_Z(I),
&      S21Y_R(I),S21Y_TECTA(I),S21Y_FI(I))

  MODO=MODO+1
END DO

C      Calcular los coeficientes de REFLEXION y TRANSMISION (ganancias)
C      en ESFERICAS.

C      Potencias Incidentes (Amplitud Campos EX_X, EY_Y = 1.0):

KZ_INC_CUADR=KZ_INC_0(0)**2
INV_KZ_INC=1.0D0/KZ_INC_0(0)
POT_INCX_X=((KX_INC_0**2)+KZ_INC_CUADR)*INV_KZ_INC
POT_INCY_Y=((KY_INC_0(0)**2)+KZ_INC_CUADR)*INV_KZ_INC

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
C      Potencias Reflejadas y Transmitidas:

```



```

C      Reflejadas:
      KZ_RE=DREAL(KZ_INC_0(MODO))
      POT_REFX_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11X_TECTA(
&      INDICE)))**2)
      POT_REFX_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11X_FI(INDICE)))**2)

      POT_REFY_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11Y_TECTA(
&      INDICE)))**2)
      POT_REFY_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S11Y_FI(INDICE)))**2)

C      Transmitidas:
      KZ_RE=DREAL(KZ_0(MODO))
      POT_TRANSX_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(
&      S21X_TECTA(INDICE)))**2)
      POT_TRANSX_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S21X_FI(INDICE)))**2)

      POT_TRANSY_TECTA(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(
&      S21Y_TECTA(INDICE)))**2)
      POT_TRANSY_FI(INDICE)=KZ_RE*((CDABS(S21Y_FI(INDICE)))**2)

C      Calcular los COEFICIENTES de Reflexion y Transmision:

C      ONDA-X:
      RX_TECTA(INDICE)=POT_REFX_TECTA(INDICE)/POT_INCX_X
      RX_FI(INDICE)=POT_REFX_FI(INDICE)/POT_INCX_X
      TX_TECTA(INDICE)=POT_TRANSX_TECTA(INDICE)/POT_INCX_X
      TX_FI(INDICE)=POT_TRANSX_FI(INDICE)/POT_INCX_X

C      ONDA-Y:
      RY_TECTA(INDICE)=POT_REFY_TECTA(INDICE)/POT_INCY_Y
      RY_FI(INDICE)=POT_REFY_FI(INDICE)/POT_INCY_Y
      TY_TECTA(INDICE)=POT_TRANSY_TECTA(INDICE)/POT_INCY_Y
      TY_FI(INDICE)=POT_TRANSY_FI(INDICE)/POT_INCY_Y

C      Guardar los datos en Ficheros:

      IF (TECTAFI_POT_LIN.EQ.1) THEN
&      CALL SALIDA_DATO_8(42+INDICE,RX_TECTA(INDICE),
&      RX_FI(INDICE),
&      RY_TECTA(INDICE),RY_FI(INDICE),TX_TECTA(INDICE),
&      TX_FI(INDICE),TY_TECTA(INDICE),TY_FI(INDICE))
      END IF

      IF (TECTAFI_POT_DB.EQ.1) THEN
&      CALL SALIDA_DATO_8(53+INDICE,
&      10.0*DLOG10(RX_TECTA(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(RX_FI(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(RY_TECTA(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(RY_FI(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(TX_TECTA(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(TX_FI(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(TY_TECTA(INDICE)),
&      10.0*DLOG10(TY_FI(INDICE)))
      END IF

      IF (TECTAFI_FASE.EQ.1) THEN
      CALL SALIDA_DATO_8(64+INDICE,FASE(S11X_TECTA(INDICE)),

```

```

&     FASE(S11X_FI(INDICE)),FASE(S11Y_TECTA(INDICE)),
&     FASE(S11Y_FI(INDICE)),FASE(S21X_TECTA(INDICE)),
&     FASE(S21X_FI(INDICE)),FASE(S21Y_TECTA(INDICE)),
&     FASE(S21Y_FI(INDICE)))
    END IF

    MODO=MODO+1
  END DO

CC   Conservacion Potencia:
C
C   TEST_X=0.0D0
C   TEST_Y=0.0D0
C   DO INDICE=1,NMF
C     TEST_X=TEST_X+RX_TECTA(INDICE)+RX_FI(INDICE)+
C &     TX_TECTA(INDICE)+TX_FI(INDICE)
C     TEST_Y=TEST_Y+RY_TECTA(INDICE)+RY_FI(INDICE)+
C &     TY_TECTA(INDICE)+TY_FI(INDICE)
C   END DO
C
C   print*, 'TEST_X_TECTA_FI= ',TEST_X
C   print*, 'TEST_Y_TECTA_FI= ',TEST_Y

  RETURN
  END

C   #####
  SUBROUTINE CONSTRUYE_UT_UTT_UTNE(A,B,NMF,EPSILON_0,
&     BE,D,K,U_T_0,UI_T_0,U_T_NE)

C   Calculo de las matrices U_T_0,UI_T_0,U_T_NE (TRASPUESTAS).

  INTEGER A,B,NMF,I,J,MOD0
  REAL*8 EPSILON_0,D,BE,K,KX_INC_0,K_CUAD,
&     KY_INC_0(-200:200),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
  COMPLEX*16 CERO_C,KZ_0(-200:200),KZ_INC_0(-200:200),
&     U_T_0(1:42,1:42),UI_T_0(1:42,1:42),U_T_NE(1:42,1:42)

  PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

  COMMON /KX_KY_INC/KX_INC_0,KY_INC_0
  COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
  COMMON /KZ_0/KZ_0
  COMMON /KZ_INC_0/KZ_INC_0

  K_CUAD=K**2

  MOD0=A
  DO J=1,NMF
    DO I=1,NMF
      IF (J.EQ.I) THEN
        U_T_0(I,J)=BE*KX_INC_0*KY_INC_0(MOD0)
        U_T_0(I,J+NMF)=-(KZ_INC_0(MOD0))/EPSILON_0
        U_T_0(I+NMF,J)=-BE*(K_CUAD-((KY_INC_0(MOD0))**2))
        U_T_0(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

        UI_T_0(I,J)=CERO_C
      
```

```

    UI_T_0(I,J+NMF)=1.0D0/U_T_0(I+NMF,J)
    UI_T_0(I+NMF,J)=1.0D0/U_T_0(I,J+NMF)
    UI_T_0(I+NMF,J+NMF)=-UI_T_0(I+NMF,J)*(U_T_0(I,J)/
&      U_T_0(I+NMF,J))

```

```

    U_T_NE(I,J)=BE*KX_0(MODO)*KY_0(MODO)
    U_T_NE(I,J+NMF)=-(KZ_0(MODO))/EPSILON_0
    U_T_NE(I+NMF,J)=-BE*(K_CUAD-((KY_0(MODO))**2))
    U_T_NE(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

```

```

    MOD0=MOD0+1

```

```

ELSE

```

```

    U_T_0(I,J)=CERO_C
    U_T_0(I,J+NMF)=CERO_C
    U_T_0(I+NMF,J)=CERO_C
    U_T_0(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

```

```

    UI_T_0(I,J)=CERO_C
    UI_T_0(I,J+NMF)=CERO_C
    UI_T_0(I+NMF,J)=CERO_C
    UI_T_0(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

```

```

    U_T_NE(I,J)=CERO_C
    U_T_NE(I,J+NMF)=CERO_C
    U_T_NE(I+NMF,J)=CERO_C
    U_T_NE(I+NMF,J+NMF)=CERO_C

```

```

END IF

```

```

END DO

```

```

END DO

```

```

RETURN

```

```

END

```

```

C #####

```

```

SUBROUTINE COEFICIENTES_TE_TH(A,B,NMF,OMOP,D,
&      K_0,OMEGA,S11,S21)

```

```

C Se calculan los Coeficientes de Reflexion y Transmision para
C los modos TIPO-E, TIPO-H.
C Entradas y Reflejadas: en el sistema de referencia 0
C Transmitidas: en el sistema de referencia de la ultima etapa (NE)
C Para verificar la conservacion de la potencia total:
C (pot. reflejada + pot. transmitida )/pot. incidente =1.0 en dos
C casos: incide modo tipo-E, incide modo tipo-H.

```

```

LOGICAL EJECUTA_TETH

```

```

INTEGER NMF,INDICE,A,B,MOD0,I,MOD02,J,OMOP,

```

```

&      TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,TETH_COEF_LIN
REAL*8 D,POT_INCTE_TE,POT_INCTE_TH,OMEGA,MU_0,BARRIDO,
&      POT_INCTH_TE,POT_INCTH_TH,POT_REFTE_TE,EPSILON_0,
&      POT_REFTE_TH,POT_REFTH_TE,POT_REFTH_TH,
&      POT_TRANSTE_TE,POT_TRANSTE_TH,POT_TRANSTH_TE,
&      POT_REFTE_TOT_TE,POT_REFTE_TOT_TH,POT_REFTH_TOT_TH,
&      POT_TRANSTE_TOT_TE,POT_TRANSTE_TOT_TH,
&      POT_REFTH_TOT_TE,
&      POT_TRANSTH_TOT_TE,POT_TRANSTH_TOT_TH,
&      POT_TRANSTH_TH,

```

```

&    K_0,TEST_TE,TEST_TH,DOS_PI,CTE_POT_TH,C_LUZ,
&    IND_REF,CTE_POT_TE,FASE,
&    RTE_TH(1:21),TTE_TE(1:21),TTE_TH(1:21),RTH_TE(1:21),
&    RTH_TH(1:21),TTH_TE(1:21),TTH_TH(1:21),RTE_TE(1:21)

COMPLEX*16 S11(1:42,1:42),S21(1:42,1:42),C_0_P,C_0_PP,CERO_C

PARAMETER (C_0_P=(1.0D0,0.0D0),C_0_PP=(1.0D0,0.0D0),
&    CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /EJECUTA_TETH/EJECUTA_TETH
COMMON /COEF_TETH/TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
&    TETH_POT_DB,TETH_FASE
COMMON /SALIDA_DATO/BARRIDO

EXTERNAL FASE

CTE_POT_TE=1.0D0/(OMEGA*EPSILON_0*(MU_0**2))
CTE_POT_TH=1.0D0/(OMEGA*MU_0*(EPSILON_0**2))

MODO=0
C    ----> Incide el modo 0 (ONDA PLANA).
INDICE=OMOP
C    ----> Incide el modo 0 (ONDA PLANA).
CC   DO INDICE=1,NMF    ---> :Para que incidan todos los modos.
&    CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO,C_0_P,CERO_C,
&    D,K_0,POT_INCTE_TE,POT_INCTE_TH)
&    POT_INCTE_TE=POT_INCTE_TE*CTE_POT_TE

&    CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO,CERO_C,C_0_PP,
&    D,K_0,POT_INCTH_TE,POT_INCTH_TH)
&    POT_INCTH_TH=POT_INCTH_TH*CTE_POT_TH

CC   IF ((POT_INCTE_TE.NE.0.0).AND.(POT_INCTH_TH.NE.0.0)) THEN

MODO2=A
DO I=1,NMF
&    CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO2,S11(I,INDICE),
&    S11(I+NMF,INDICE),D,K_0,POT_REFTE_TE,POT_REFTE_TH)
&    RTE_TE(I)=(POT_REFTE_TE*CTE_POT_TH)/POT_INCTE_TE
&    RTE_TH(I)=(POT_REFTH_TH*CTE_POT_TH)/POT_INCTE_TE

&    CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_NE(MODO2,S21(I,INDICE),
&    S21(I+NMF,INDICE),D,K_0,POT_TRANSTE_TE,
&    POT_TRANSTE_TH)
&    TTE_TE(I)=(POT_TRANSTE_TE*CTE_POT_TE)/POT_INCTH_TE
&    TTE_TH(I)=(POT_TRANSTH_TH*CTE_POT_TH)/POT_INCTE_TE

&    CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_0(MODO2,S11(I,INDICE+NMF),
&    S11(I+NMF,INDICE+NMF),D,K_0,
&    POT_REFTH_TE,POT_REFTH_TH)
&    RTH_TE(I)=(POT_REFTH_TE*CTE_POT_TE)/POT_INCTH_TH
&    RTH_TH(I)=(POT_REFTH_TH*CTE_POT_TH)/POT_INCTH_TH

CALL FACTOR_POTENCIA_MODO_NE(MODO2,

```

```

&      S21(I,INDICE+NMF),
&      S21(I+NMF,INDICE+NMF),D,K_0,
&      POT_TRANSTE_TH,POT_TRANSTH_TH)
TTH_TE(I)=(POT_TRANSTH_TE*CTE_POT_TE)/
&      POT_INCTH_TH
&      TTH_TH(I)=(POT_TRANSTH_TH*CTE_POT_TE)/
&      POT_INCTH_TH

IF (TETH_POT_LIN.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(9+I,RTE_TE(I),RTE_TH(I),RTH_TE(I),
&      RTH_TH(I),TTE_TE(I),TTE_TH(I),TTH_TE(I),TTH_TH(I))
END IF

IF (TETH_POT_DB.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(20+I,10.0*DLOG10(RTE_TE(I)),
&      10.0*DLOG10(RTE_TH(I)),10.0*DLOG10(RTH_TE(I)),
&      10.0*DLOG10(RTH_TH(I)),10.0*DLOG10(TTE_TE(I)),
&      10.0*DLOG10(TTE_TH(I)),10.0*DLOG10(TTH_TE(I)),
&      10.0*DLOG10(TTH_TH(I)))
END IF

IF ((TETH_FASE.EQ.1).AND.(TETH_COEF_LIN.EQ.1)) THEN
CALL SALIDA_DATO_16(31+I,
&      CDABS(S11(I,INDICE)),FASE(S11(I,INDICE)),
&      CDABS(S11(I+NMF,INDICE)),FASE(S11(I+NMF,INDICE)),
&      CDABS(S11(I,INDICE+NMF)),FASE(S11(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),
&      FASE(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S21(I,INDICE)),FASE(S21(I,INDICE)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE)),FASE(S21(I+NMF,INDICE)),
&      CDABS(S21(I,INDICE+NMF)),FASE(S21(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE+NMF)),
&      FASE(S21(I+NMF,INDICE+NMF)))
ELSE
IF (TETH_FASE.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(31+I,FASE(S11(I,INDICE)),
&      FASE(S11(I+NMF,INDICE)),FASE(S11(I,INDICE+NMF)),
&      FASE(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),FASE(S21(I,INDICE)),
&      FASE(S21(I+NMF,INDICE)),FASE(S21(I,INDICE+NMF)),
&      FASE(S21(I+NMF,INDICE+NMF)))
END IF
IF (TETH_COEF_LIN.EQ.1) THEN
CALL SALIDA_DATO_8(31+I,CDABS(S11(I,INDICE)),
&      CDABS(S11(I+NMF,INDICE)),CDABS(S11(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S11(I+NMF,INDICE+NMF)),CDABS(S21(I,INDICE)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE)),CDABS(S21(I,INDICE+NMF)),
&      CDABS(S21(I+NMF,INDICE+NMF)))
END IF
END IF

MODO2=MODO2+1
END DO

```

C Test Conservacion de la Potencia:

```

POT_REFTE_TOT_TE=0.0
POT_REFTE_TOT_TH=0.0
POT_REFTH_TOT_TE=0.0

```

```

POT_REFTH_TOT_TH=0.0
POT_TRANSTE_TOT_TE=0.0
POT_TRANSTE_TOT_TH=0.0
POT_TRANSTH_TOT_TE=0.0
POT_TRANSTH_TOT_TH=0.0

DO J=1,NMF
C   Incide un modo TIPO-E:
    POT_REFTE_TOT_TE=POT_REFTE_TOT_TE+RTE_TE(J)
    POT_REFTE_TOT_TH=POT_REFTE_TOT_TH+RTE_TH(J)
    POT_TRANSTE_TOT_TE=POT_TRANSTE_TOT_TE+TTE_TE(J)
    POT_TRANSTE_TOT_TH=POT_TRANSTE_TOT_TH+TTE_TH(J)

C   Incide un modo TIPO-H:
    POT_REFTH_TOT_TE=POT_REFTH_TOT_TE+RTH_TE(J)
    POT_REFTH_TOT_TH=POT_REFTH_TOT_TH+RTH_TH(J)
    POT_TRANSTH_TOT_TE=POT_TRANSTH_TOT_TE+TTH_TE(J)
    POT_TRANSTH_TOT_TH=POT_TRANSTH_TOT_TH+TTH_TH(J)
END DO

TEST_TE=POT_REFTE_TOT_TE+POT_REFTE_TOT_TH+
& POT_TRANSTE_TOT_TE+POT_TRANSTE_TOT_TH
TEST_TH=POT_REFTH_TOT_TE+POT_REFTH_TOT_TH+
& POT_TRANSTH_TOT_TE+POT_TRANSTH_TOT_TH

WRITE(1,*)BARRIDO,TEST_TE,TEST_TH

CC   print*, 'TEST_TE= ',TEST_TE
CC   print*, 'TEST_TH= ',TEST_TH

CC   END IF

CC   MODO=MODO+1 ---> :Para que incidan todos los modos.
CC   END DO ---> :Para que incidan todos los modos.

RETURN
END

C   #####

FUNCTION FASE(Z)

C   Esta funcion calcula la Fase en grados de un numero complejo.

REAL*8 FASE,CERO_R,IM,RE
COMPLEX*16 Z
PARAMETER (CERO_R=0.0D0)

RE=DREAL(Z)
IM=DIMAG(Z)

IF ((RE.EQ.CERO_R).AND.(IM.EQ.CERO_R)) THEN
    FASE=CERO_R
ELSE
    FASE=DATAN2D(IM,RE)
END IF

RETURN

```

END

C #####

& SUBROUTINE FACTOR\_POTENCIA\_MODAL(MODO,A\_TE,A\_TH,D,K,  
& POT\_TE,POT\_TH)

C Esta subrutina calcula el FACTOR de potencia asociado a cada  
C modo de Floquet tipo-E, tipo-H. La potencia se calcula multiplican-  
C do dicho FACTOR por una constante que depende de la frecuencia y es  
C DISTINTA para los modos tipo-E y tipo-H.

INTEGER MODO  
& REAL\*8 D,K,AUX\_A\_TE,AUX\_A\_TH,AUX\_K,POT\_TE,POT\_TH,  
& REAL\_TE,REAL\_TH,KX\_INC\_0,  
& KY\_INC\_0(-200:200)  
COMPLEX\*16 A\_TE,A\_TH,KZ\_INC\_0(-200:200)

COMMON/KX\_KY\_INC/KX\_INC\_0,KY\_INC\_0  
COMMON /KZ\_INC\_0/KZ\_INC\_0

AUX\_A\_TE=(CDABS(A\_TE))\*\*2  
AUX\_A\_TH=(CDABS(A\_TH))\*\*2

AUX\_K=(K\*\*2)-((KY\_INC\_0(MODO))\*\*2)

REAL\_TE=DREAL(DCONJG(KZ\_INC\_0(MODO)))  
REAL\_TH=DREAL(KZ\_INC\_0(MODO))

POT\_TE=AUX\_A\_TE\*AUX\_K\*REAL\_TE  
POT\_TH=AUX\_A\_TH\*AUX\_K\*REAL\_TH

RETURN  
END

C #####

& SUBROUTINE FACTOR\_POTENCIA\_MODAL\_NE(MODO,A\_TE,A\_TH,  
& D,K,POT\_TE,POT\_TH)

C Esta subrutina calcula el FACTOR de potencia asociado a cada  
C modo de Floquet tipo-E, tipo-H. La potencia se calcula multiplican-  
C do dicho FACTOR por una constante que depende de la frecuencia y es  
C DISTINTA para los modos tipo-E y tipo-H.

INTEGER MODO  
& REAL\*8 D,K,AUX\_A\_TE,AUX\_A\_TH,AUX\_K,POT\_TE,POT\_TH,  
& REAL\_TE,REAL\_TH,  
& KX\_0(-200:200),KY\_0(-200:200)  
COMPLEX\*16 A\_TE,A\_TH,KZ\_0(-200:200)

COMMON/KX\_KY/KX\_0,KY\_0  
COMMON /KZ\_0/KZ\_0

AUX\_A\_TE=(CDABS(A\_TE))\*\*2  
AUX\_A\_TH=(CDABS(A\_TH))\*\*2

AUX\_K=(K\*\*2)-((KY\_0(MODO))\*\*2)

```
REAL_TE=DREAL(DCONJG(KZ_0(MODO)))
REAL_TH=DREAL(KZ_0(MODO))
```

```
POT_TE=AUX_A_TE*AUX_K*REAL_TE
POT_TH=AUX_A_TH*AUX_K*REAL_TH
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
FUNCTION ORDEN_MODO_ONDA_PLANA(A,B)
```

C Calcula el lugar correspondiente a la onda plana desde A  
C hasta B.

```
INTEGER ORDEN_MODO_ONDA_PLANA,A,B,MODO,CONT
```

```
MODO=A
CONT=1
DO WHILE (MODO.NE.0)
  MODO=MODO+1
  CONT=CONT+1
END DO
```

```
ORDEN_MODO_ONDA_PLANA=CONT
```

```
RETURN
END
```

C #####

```
& SUBROUTINE CALC_S_SISTEMA_TOTAL(NMF,NMF_POR_2,
  &   TENSOR_A,S11,S21)
```

C Obtencion de las matrices T11,T12,T21,T22 del sistema total  
C para calcular S11,S12,S21,S22 del sistema total.

```
INTEGER IA,IB
COMPLEX*16 UNO_C,CERO_C
PARAMETER (IA=42,IB=42,UNO_C=(1.0D0,0.0),CERO_C=(0.0,0.0))
```

```
INTEGER NMF,I,J,IJOB,IER,NMF_POR_2
REAL*8 WK(1:IA),ipvt
COMPLEX*16 TENSOR_A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21),T11(1:IA,1:IA),
&   T12(1:IA,1:IA),T21(1:IA,1:IA),T22(1:IA,1:IA),det,
&   T22_INV(1:IA,1:IA),WA(1:1848),T22_CALC(1:IA,1:IA),
&   S11(1:IA,1:IA),S12(1:IA,1:IA),S21(1:IA,1:IA),
&   S22(1:IA,1:IA),M1(1:IA,1:IA),M2(1:IA,1:IA)
```

C Obtencion de T11,T12,T21,T22

```
DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    T11(I,J)=TENSOR_A(-1,1,1,I,J)
    T11(I+NMF,J)=TENSOR_A(-1,2,1,I,J)
    T11(I,J+NMF)=TENSOR_A(-1,1,2,I,J)
```



T11(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,2,2,I,J)

T12(I,J)=TENSOR\_A(-1,1,3,I,J)  
 T12(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,2,3,I,J)  
 T12(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,1,4,I,J)  
 T12(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,2,4,I,J)

T21(I,J)=TENSOR\_A(-1,3,1,I,J)  
 T21(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,4,1,I,J)  
 T21(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,3,2,I,J)  
 T21(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,4,2,I,J)

T22(I,J)=TENSOR\_A(-1,3,3,I,J)  
 T22(I+NMF,J)=TENSOR\_A(-1,4,3,I,J)  
 T22(I,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,3,4,I,J)  
 T22(I+NMF,J+NMF)=TENSOR\_A(-1,4,4,I,J)

END DO  
 END DO

C    Calculo de T22 inversa (T22\_INV)

```
DO I=1,NMF_POR_2
  DO J=1,NMF_POR_2
    T22_CALC(I,J)=T22(I,J)
    IF (I.EQ.J) THEN
      T22_INV(I,J)=UNO_C
    ELSE
      T22_INV(I,J)=CERO_C
    END IF
  END DO
END DO
```

```
IJOB=0
CALL LEQ2C(T22_CALC,NMF_POR_2,IA,T22_INV,NMF_POR_2,
&         IB,IJOB,WA,WK,IER)
```

C    call leqt1c(t22\_calc,nmf\_por\_2,ia,t22\_inv,nmf\_por\_2,ib,ijob,wa,ier)

```
C    det=dcmplx(1.0,0.0)
C    do i=1,nmf_por_2
C    ipvt=wa(i)
C    if (ipvt.ne.i) then
C    det=-det
C    end if
C    det=det*t22_calc(i,i)
C    end do
IF (IER.NE.0) THEN
  WRITE(99,*)'ERROR EN CALC_S_SISTEMA_TOTAL = Inversion matriz
&         T22 (LEQ2C) ; IER = ',IER
END IF
```

C    Obtenida T22\_INV se calculan: S11, S12, S21, S22.

C    Calculo de S11.

```
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S11)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,T22_INV,T21,S11)
CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_F(NMF_POR_2,S11)
```

C      Calculo de S21.

```
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,M1)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,T12,T22_INV,M1)
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,M2)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,M1,T21,M2)
CALL CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_F(NMF_POR_2,M2)
CALL SUMA_MATRIZ_F(NMF_POR_2,T11,M2,S21)
```

C      Calculo de S12.

```
DO I=1,NMF_POR_2
  DO J=1,NMF_POR_2
    S12(I,J)=T22_INV(I,J)
  END DO
END DO
```

C      Calculo de S22.

```
CALL INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_2,S22)
CALL PM_F_CC(NMF_POR_2,T12,T22_INV,S22)

RETURN
END
```

C      #####

```
SUBROUTINE SUMA_MATRIZ_F(NMF_POR_DOS,A,B,C)
```

C      Esta subrutina suma dos matrices F (Final):  $C = A + B$

```
INTEGER NMF_POR_DOS,I,J
COMPLEX*16 A(1:42,1:42),B(1:42,1:42),C(1:42,1:42)

DO I=1,NMF_POR_DOS
  DO J=1,NMF_POR_DOS
    C(I,J) = A(I,J) + B(I,J)
  END DO
END DO

RETURN
END
```

C      #####

```
SUBROUTINE CAMBIA_SIGNO_MATRIZ_F(NMF_POR_DOS,A)
```

C      Esta subrutina cambia el signo a todos los elementos de una  
C      matriz F (Final).

```
INTEGER NMF_POR_DOS,I,J
COMPLEX*16 A(1:42,1:42)

DO I=1,NMF_POR_DOS
  DO J=1,NMF_POR_DOS
    A(I,J)=-A(I,J)
  END DO
END DO
```

```

RETURN
END
#####
C

```

```

SUBROUTINE PM_F_CC(NMF_POR_DOS,A,B,C)

```

```

C
C F = matrices "finales" ; CC = cuadrada X cuadrada
C Producto de matrices: algoritmo GAXPY. C = A x B
C La matriz C debe ser inicializada a CER0 con la subrutina:
C INIC_CERO_PMFCC

```

```

INTEGER NMF_POR_DOS,I,J,K
COMPLEX*16 A(1:42,1:42),B(1:42,1:42),C(1:42,1:42)

```

```

DO J=1,NMF_POR_DOS
DO K=1,NMF_POR_DOS
DO I=1,NMF_POR_DOS
C(I,J)=C(I,J)+A(I,K)*B(K,J)
END DO
END DO
END DO

```

```

RETURN
END
#####
C

```

```

#####
C

```

```

SUBROUTINE INIC_CERO_PMFCC(NMF_POR_DOS,A)

```

```

INTEGER NMF_POR_DOS,I,J
COMPLEX*16 CERO_C,A(1:42,1:42)
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

```

```

DO I=1,NMF_POR_DOS
DO J=1,NMF_POR_DOS
A(I,J)=CERO_C
END DO
END DO

```

```

RETURN
END
#####
C

```

```

#####
C

```

```

SUBROUTINE IGUALA_TENSOR_A(NMF,IND_A,IND_B,TENSOR_A)

```

```

C Esta subrutina iguala los elementos del TENSOR_A. ( A = B )

```

```

INTEGER NMF,IND_A,IND_B,I,J,M,N
COMPLEX*16 TENSOR_A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)

```

```

DO N=1,NMF
DO M=1,NMF
DO J=1,4
DO I=1,4

```

```

TENSOR_A(IND_A,I,J,M,N)=TENSOR_A(IND_B,I,J,M,N)

```

```

    END DO
  END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CONSTR_TENSOR_A13(NMF, TM_AUX, A)

```

C Se construye el elemento 13 del TENSOR\_A que hace el cambio de base  
 C del sistema de referencia de la ultima etapa al sistema 0.

```

COMPLEX*16 CERO_C, TM_AUX(1:2, 1:2, 1:21),
&   A(-2:13, 1:4, 1:4, 1:21, 1:21)
INTEGER NMF, M, N
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0, 0.0D0))

```

```

DO N=1, NMF
DO M=1, NMF
  A(13, 1, 3, M, N)=CERO_C
  A(13, 1, 4, M, N)=CERO_C
  A(13, 2, 3, M, N)=CERO_C
  A(13, 2, 4, M, N)=CERO_C
  A(13, 3, 1, M, N)=CERO_C
  A(13, 3, 2, M, N)=CERO_C
  A(13, 4, 1, M, N)=CERO_C
  A(13, 4, 2, M, N)=CERO_C

```

```

IF (M.EQ.N) THEN
  A(13, 1, 1, M, N)=TM_AUX(1, 1, M)
  A(13, 1, 2, M, N)=TM_AUX(1, 2, M)
  A(13, 2, 1, M, N)=TM_AUX(2, 1, M)
  A(13, 2, 2, M, N)=TM_AUX(2, 2, M)
  A(13, 3, 3, M, N)=TM_AUX(1, 1, M)
  A(13, 3, 4, M, N)=TM_AUX(1, 2, M)
  A(13, 4, 3, M, N)=TM_AUX(2, 1, M)
  A(13, 4, 4, M, N)=TM_AUX(2, 2, M)

```

```

ELSE
  A(13, 1, 1, M, N)=CERO_C
  A(13, 1, 2, M, N)=CERO_C
  A(13, 2, 1, M, N)=CERO_C
  A(13, 2, 2, M, N)=CERO_C
  A(13, 3, 3, M, N)=CERO_C
  A(13, 3, 4, M, N)=CERO_C
  A(13, 4, 3, M, N)=CERO_C
  A(13, 4, 4, M, N)=CERO_C

```

```

END IF
END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

SUBROUTINE INIC\_CERO\_PMGCC(NMF,IND\_A,A)

INTEGER NMF,I,J,M,N,IND\_A  
 COMPLEX\*16 A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21),CERO\_C  
 PARAMETER (CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

```
DO N=1,NMF
  DO M=1,NMF
    DO J=1,4
      DO I=1,4
        A(IND_A,I,J,M,N)=CERO_C
      END DO
    END DO
  END DO
END DO
```

RETURN  
 END

C #####

SUBROUTINE PM\_G\_CC(NMF,IND\_A,IND\_B,IND\_C,A)

C G = matrices Grandes ; Cuadrada X Cuadrada  
 C Producto de matrices : algoritmo GAXPY.  
 C C debe ser inicializada a cero con la subrutina:  
 C INIC\_CERO\_PMGCC  
 C C = A x B , aunque realmente todo queda en el tensor A.

INTEGER NMF,I,J,K,M,N,L,IND\_A,IND\_B,IND\_C  
 COMPLEX\*16 A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)

```
DO N=1,NMF
  DO L=1,NMF
    DO M=1,NMF
      DO J=1,4
        DO K=1,4
          DO I=1,4
            A(IND_C,I,J,M,N)=A(IND_C,I,J,M,N)+
            & A(IND_A,I,K,M,L)*A(IND_B,K,J,L,N)
          END DO
        END DO
      END DO
    END DO
  END DO
END DO
```

RETURN  
 END

C #####

SUBROUTINE CONSTR\_TENSOR\_A(NMF,ETAPA,  
 & IND1\_A,IND2\_A,B,A)

INTEGER NMF,ETAPA,IND1\_A,IND2\_A,I,J  
 COMPLEX\*16 B(1:21,1:21),A(-2:13,1:4,1:4,1:21,1:21)

```

DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    A(ETAPA,IND1_A,IND2_A,I,J)=B(I,J)
  END DO
END DO

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CALC_TM12_ROT(NMF,A,B,D,ALFA,K_0,
& CTE_TM12_ROT,TM)

```

C Calculo de la matriz TM12 que permite el paso de un sistema  
C de referencia a otro girado un cierto ángulo.  
C Los elementos TM12[I,J,n] con I,J fijos son matrices diagonales  
C (respecto los modos de Floquet) por lo que se representan  
C como vectores.

```

INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
REAL*8 CTE_TM12_ROT,ALFA,K_0,K_CUADR,
& KY_1,KY_2,D,SEN,COS,DIF_1,DIF_2,PROD_1,
& PROD_2,COC_DIF_12,KX_1,KX_2,
& KX_0(-200:200),KY_0(-200:200),KX_ANT_0(-200:200),
& KY_ANT_0(-200:200)
COMPLEX*16 KZ_1,KZ_2,KZ_0(-200:200),TM(1:2,1:2,1:21),
& KZ_ANT_0(-200:200)

```

```

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KX_KY_ANT/KX_ANT_0,KY_ANT_0
COMMON /KZ_ANT_0/KZ_ANT_0

```

```

SEN=DSIND(ALFA)
COS=DCOSD(ALFA)
K_CUADR=K_0**2

```

```

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  KX_1=KX_ANT_0(MODO)
  KX_2=KX_0(MODO)
  KY_1=KY_ANT_0(MODO)
  KY_2=KY_0(MODO)
  KZ_1=KZ_ANT_0(MODO)
  KZ_2=KZ_0(MODO)

```

```

DIF_1=K_CUADR-(KY_1**2)
DIF_2=K_CUADR-(KY_2**2)
PROD_1=KX_1*KY_1
PROD_2=KX_2*KY_2
COC_DIF_12=DIF_1/DIF_2

```

```

TM(1,1,INDICE)=(PROD_1/DIF_2)*SEN + COC_DIF_12*COS
TM(1,2,INDICE)=((-CTE_TM12_ROT*KZ_1)/DIF_2)*SEN
TM(2,1,INDICE)=((PROD_2*COC_DIF_12)-PROD_1)*COS +
& (((PROD_2*PROD_1)/DIF_2)+DIF_1)*SEN
TM(2,1,INDICE)=TM(2,1,INDICE)*(1.0/(CTE_TM12_ROT*KZ_2))

```

TM(2,2,INDICE)=(COS((PROD\_2/DIF\_2)\*SEN))\*(KZ\_1/KZ\_2)

MODO=MODO+1

END DO

RETURN

END

#####

SUBROUTINE CALC\_T\_PROPAG\_A(A,B,NMF,D,K,ELE,TP)

Calculo de la matriz T de la propagacion en un medio:

Aire.

Las matrices T[i,j]P calculadas valen igual para ambos modos

(TE y TH), debido a la degeneraciUn existente entre ambos.

(Como las matrices T[i,j]P son diagonales, se calculan

como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero

realmente son MATRICES.)

COMPLEX\*16 JOTA,CERO\_C  
PARAMETER (JOTA=(0.0D0,1.0D0),CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

INTEGER A,B,NMF,INDICE,MODO

REAL\*8 D,K,ELE,

KX\_0(-200:200),KY\_0(-200:200)

COMPLEX\*16 AUX,TP(1:2,1:21),KZ\_0(-200:200)

COMMON/KX\_KY/KX\_0,KY\_0

COMMON/KZ\_0/KZ\_0

MODO=A

DO INDICE=1,NMF

AUX=JOTA\*KZ\_0(MODO)\*ELE

TP(1,1,INDICE)=CDEXP(-AUX)

TP(1,2,INDICE)=CERO\_C

TP(2,1,INDICE)=CERO\_C

TP(2,2,INDICE)=CDEXP(AUX)

MODO=MODO+1

END DO

RETURN

END

#####

SUBROUTINE CALC\_T\_PROPAG\_D(NMF,D,K,ELE,TP)

Calculo de la matriz T de la propagaciUn en un medio:

Dielectrico.

Las matrices T[i,j]P calculadas valen igual para ambos modos

(TE y TH), debido a la degeneraciUn existente entre ambos.

(Como las matrices T[i,j]P son diagonales, se calculan

como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero

realmente son MATRICES.)

```

COMPLEX*16 JOTA,CERO_C
PARAMETER (JOTA=(0.0D0,1.0D0),CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

INTEGER NMF,INDICE
REAL*8 D,K,ELE,
&   KX_D(1:21),KY_D(1:21)
COMPLEX*16 AUX,TP(1:2,1:2,1:21),KZ_D(1:21)

COMMON /KX_KY_DIE/KX_D,KY_D
COMMON /KZ_D/KZ_D

DO INDICE=1,NMF
  AUX=JOTA*KZ_D(INDICE)*ELE

  TP(1,1,INDICE)=CDEXP(-AUX)
  TP(1,2,INDICE)=CERO_C
  TP(2,1,INDICE)=CERO_C
  TP(2,2,INDICE)=CDEXP(AUX)
END DO

RETURN
END

C   #####
&   SUBROUTINE CALC_T_INTERFASE_AD(A,B,NMF,EPSILON_DIE1,
&     EPSILON_DIE2,MU_0,D,OMEGA,K1,K2,TDTE,TDTH)

C   Calculo de la matriz T de DESADAPTACION entre el medio 1 y 2:
C   Aire(=1) - Dielectrico(=2).
C   (Como las matrices T[i,j]D[TE,TH] son diagonales, se calculan
C   como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero
C   realmente son MATRICES.)

INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
REAL*8 D,K1,K2,MU_0,EPSILON_DIE1,EPSILON_DIE2,OMEGA
COMPLEX*16 COCIENTE_TE,COCIENTE_TH,IMP_TE1,
&   IMP_TE2,IMP_TH1,
&   IMP_TH2,CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
&   CALC_IMP_TH_D
COMPLEX*16 TDTE(1:2,1:2,1:21),TDTH(1:2,1:2,1:21),
&   KZ_0(-200:200),KZ_D(1:21)

COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_D/KZ_D

&   EXTERNAL CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
&     CALC_IMP_TH_D

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  COCIENTE_TE=KZ_0(MODO)/KZ_D(INDICE)
  COCIENTE_TH=COCIENTE_TE*(EPSILON_DIE2/EPSILON_DIE1)

  IMP_TE1=CALC_IMP_TE_A(MODO,EPSILON_DIE1,D,OMEGA,K1)
  IMP_TE2=CALC_IMP_TE_D(INDICE,EPSILON_DIE2,D,OMEGA,K2)

```



```
IMP_TH1=CALC_IMP_TH_A(MODO,MU_0,D,OMEGA,K1)
IMP_TH2=CALC_IMP_TH_D(INDICE,MU_0,D,OMEGA,K2)
```

```
TDTE(1,1,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1+IMP_TE2)/
& (2.0*IMP_TE2))
TDTE(1,2,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1-IMP_TE2)/
& (2.0*IMP_TE2))
TDTE(2,1,INDICE)=TDTE(1,2,INDICE)
TDTE(2,2,INDICE)=TDTE(1,1,INDICE)
```

```
TDTH(1,1,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2+IMP_TH1)/
& (2.0*IMP_TH1))
TDTH(1,2,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2-IMP_TH1)/
& (2.0*IMP_TH1))
TDTH(2,1,INDICE)=TDTH(1,2,INDICE)
TDTH(2,2,INDICE)=TDTH(1,1,INDICE)
```

```
MODO=MODO+1
END DO
```

```
RETURN
END
```

```
C #####
```

```
& SUBROUTINE CALC_T_INTERFASE_DA(A,B,NMF,EPSILON_DIE1,
& EPSILON_DIE2,MU_0,D,OMEGA,K1,K2,TDTE,TDTH)
```

```
C Calculo de la matriz T de DESADAPTACION entre el medio 1 y 2:
C Dielectrico(=1) - Aire(=2).
C (Como las matrices T[i,j]D[TE,TH] son diagonales, se calculan
C como un VECTOR, a fin de ahorrar espacio en memoria, pero
C realmente son MATRICES.)
```

```
INTEGER NMF,A,B,INDICE,MODO
REAL*8 D,K1,K2,MU_0,EPSILON_DIE1,EPSILON_DIE2,OMEGA
COMPLEX*16 COCIENTE_TE,COCIENTE_TH,IMP_TE1,
& IMP_TE2,IMP_TH1,
& IMP_TH2,CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,CALC_IMP_TE_D,
& CALC_IMP_TH_D
COMPLEX*16 TDTE(1:2,1:2,1:21),TDTH(1:2,1:2,1:21),
& KZ_0(-200:200),KZ_D(1:21)
```

```
COMMON /KZ_0/KZ_0
COMMON /KZ_D/KZ_D
```

```
& EXTERNAL CALC_IMP_TE_A,CALC_IMP_TH_A,
& CALC_IMP_TE_D,CALC_IMP_TH_D
```

```
MODO=A
DO INDICE=1,NMF
COCIENTE_TE=KZ_D(INDICE)/KZ_0(MODO)
COCIENTE_TH=COCIENTE_TE*(EPSILON_DIE2/EPSILON_DIE1)

IMP_TE1=CALC_IMP_TE_D(INDICE,EPSILON_DIE1,D,OMEGA,K1)
IMP_TE2=CALC_IMP_TE_A(MODO,EPSILON_DIE2,D,OMEGA,K2)
```

```

IMP_TH1=CALC_IMP_TH_D(INDICE,MU_0,D,OMEGA,K1)
IMP_TH2=CALC_IMP_TH_A(MODO,MU_0,D,OMEGA,K2)

TDTE(1,1,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1+IMP_TE2)/
& (2.0*IMP_TE2))
TDTE(1,2,INDICE)=COCIENTE_TE*((IMP_TE1-IMP_TE2)/
& (2.0*IMP_TE2))
TDTE(2,1,INDICE)=TDTE(1,2,INDICE)
TDTE(2,2,INDICE)=TDTE(1,1,INDICE)

TDTH(1,1,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2+IMP_TH1)/
& (2.0*IMP_TH1))
TDTH(1,2,INDICE)=COCIENTE_TH*((IMP_TH2-IMP_TH1)/
& (2.0*IMP_TH1))
TDTH(2,1,INDICE)=TDTH(1,2,INDICE)
TDTH(2,2,INDICE)=TDTH(1,1,INDICE)

```

```

MODO=MODO+1
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

FUNCTION CALC_IMP_TE_A(MODO,EPSILON,D,OMEGA,K)

```

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TE en el Aire.

```

COMPLEX*16 CALC_IMP_TE_A,KZ_0(-200:200)
REAL*8 EPSILON,D,K,OMEGA,KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
INTEGER MODO

```

```

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

```

```

& CALC_IMP_TE_A=((K**2)-((KY_0(MODO))**2))/
(OMEGA*EPSILON*KZ_0(MODO))

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

FUNCTION CALC_IMP_TE_D(INDICE,EPSILON,D,OMEGA,K)

```

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TE en el Dielectrico.

```

COMPLEX*16 CALC_IMP_TE_D,KZ_D(1:21)
REAL*8 EPSILON,D,K,OMEGA,KX_D(1:21),KY_D(1:21)
INTEGER INDICE

```

```

COMMON /KX_KY_DIE/KX_D,KY_D
COMMON /KZ_D/KZ_D

```

```

& CALC_IMP_TE_D=((K**2)-((KY_D(INDICE))**2))/
(OMEGA*EPSILON*KZ_D(INDICE))

```

RETURN  
END

C #####

FUNCTION CALC\_IMP\_TH\_A(MODO,MU\_0,D,OMEGA,K)

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TH en el Aire.

COMPLEX\*16 CALC\_IMP\_TH\_A,KZ\_0(-200:200)  
REAL\*8 MU\_0,D,K,AUX\_K\_Y,OMEGA,KX\_0(-200:200),KY\_0(-200:200)  
INTEGER MODO

COMMON /KX\_KY/KX\_0,KY\_0  
COMMON /KZ\_0/KZ\_0

& CALC\_IMP\_TH\_A=(OMEGA\*MU\_0\*KZ\_0(MODO))/  
((K\*\*2)-((KY\_0(MODO))\*\*2))

RETURN  
END

C #####

FUNCTION CALC\_IMP\_TH\_D(INDICE,MU\_0,D,OMEGA,K)

C Calculo de la IMPEDANCIA PROPIA del modo TH en el Dielectrico.

COMPLEX\*16 CALC\_IMP\_TH\_D,KZ\_D(1:21)  
REAL\*8 MU\_0,D,K,AUX\_K\_Y,OMEGA,KX\_D(1:21),KY\_D(1:21)  
INTEGER INDICE

COMMON /KX\_KY\_DIE/KX\_D,KY\_D  
COMMON /KZ\_D/KZ\_D

& CALC\_IMP\_TH\_D=(OMEGA\*MU\_0\*KZ\_D(INDICE))/  
((K\*\*2)-((KY\_D(INDICE))\*\*2))

RETURN  
END

C #####

& SUBROUTINE CALC\_T\_PL(NMF,A,B,K\_0,D,W,N,M,  
TPLTE,TPLTH)

C Calculo de la matriz T de una PLACA DE CINTAS.

INTEGER IA2,IB2  
COMPLEX\*16 UNO\_C,CERO\_C  
PARAMETER (IA2=21,IB2=21,UNO\_C=(1.0D0,0.0D0),  
& CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

INTEGER I,J,IER,NMF,A,B,N,M,INDICE,IJOB  
REAL\*8 K\_0,D,W  
REAL\*8 WK(1:IB2)  
COMPLEX\*16 WA(1:483)  
COMPLEX\*16 S11TE(1:IA2,1:IA2),S21TE(1:IA2,1:IA2),

```

&      S11TH(1:IA2,1:IA2),
&      S21TH(1:IA2,1:IA2),S21TE_INV(1:IA2,1:IA2),
&      S21TH_INV(1:IA2,1:IA2),S21TE_CALC(1:IA2,1:IA2),
&      S21TH_CALC(1:IA2,1:IA2),T11TE(1:IA2,1:IA2),
&      T12TE(1:IA2,1:IA2),T21TE(1:IA2,1:IA2),
&      T22TE(1:IA2,1:IA2),T11TH(1:IA2,1:IA2),
&      T12TH(1:IA2,1:IA2),T21TH(1:IA2,1:IA2),
&      T22TH(1:IA2,1:IA2),M1(1:IA2,1:IA2),M2(1:IA2,1:IA2),
&      TPLTE(1:2,1:2,1:IA2,1:IA2),TPLTH(1:2,1:2,1:IA2,1:IA2)

C      Calculo de S11TE,S21TE,S11TH,S21TH

      CALL CALC_S_1PL(NMF,A,B,
&      K_0,D,W,N,M,S11TE,S21TE,S11TH,S21TH)

C      Calculo de S21TE_INV y S21TH_INV

      DO I=1,NMF
        DO J=1,NMF
          S21TE_CALC(I,J)=S21TE(I,J)
          S21TH_CALC(I,J)=S21TH(I,J)
          IF (I.EQ.J) THEN
            S21TE_INV(I,J)=UNO_C
            S21TH_INV(I,J)=UNO_C
          ELSE
            S21TE_INV(I,J)=CERO_C
            S21TH_INV(I,J)=CERO_C
          END IF
        END DO
      END DO

      IJOB=0
      CALL LEQ2C(S21TE_CALC,NMF,IA2,S21TE_INV,NMF,IB2,
&      IJOB,WA,WK,IER)
      IF (IER.NE.0) THEN
        WRITE(99,*)'= ERROR EN CALC_T_PL (TE) = Inversión matriz S21TE
&      (LEQ2C) ; IER=',IER
      END IF

      IJOB=0
      CALL LEQ2C(S21TH_CALC,NMF,IA2,S21TH_INV,NMF,IB2,
&      IJOB,WA,WK,IER)
      IF (IER.NE.0) THEN
        WRITE(99,*)'= ERROR EN CALC_T_PL (TH) = Inversion matriz S21TH
&      (LEQ2C) ; IER=',IER
      END IF

C      Calculo de T[11,12,21,22]TE[I,J]

C      T11TE[I,J]

      CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
      CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
      CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T11TE)

      CALL PM_P_CC(NMF,S11TE,S21TE_INV,M1)
      CALL PM_P_CC(NMF,M1,S11TE,M2)
      CALL RM_P(NMF,S21TE,M2,T11TE)

```

```

C    T12TE[I,J]

    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T12TE)
    CALL PM_P_CC(NMF,S11TE,S21TE_INV,T12TE)

C    T21TE[I,J]

    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T21TE)

    CALL PM_P_CC(NMF,S21TE_INV,S11TE,M1)
    CALL RM_P(NMF,M2,M1,T21TE)

C    T22TE[I,J]

    DO I=1,NMF
      DO J=1,NMF
        T22TE(I,J)=S21TE_INV(I,J)
      END DO
    END DO

C    Calculo de T[11,12,21,22]TH[I,J]

C    T11TH[I,J]

    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T11TH)

    CALL PM_P_CC(NMF,S11TH,S21TH_INV,M1)
    CALL PM_P_CC(NMF,M1,S11TH,M2)
    CALL RM_P(NMF,S21TH,M2,T11TH)

C    T12TH[I,J]

    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T12TH)
    CALL PM_P_CC(NMF,S11TH,S21TH_INV,T12TH)

C    T21TH[I,J]

    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M1)
    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,M2)
    CALL INIC_CERO_PMPCC(NMF,T21TH)

    CALL PM_P_CC(NMF,S21TH_INV,S11TH,M1)
    CALL RM_P(NMF,M2,M1,T21TH)

C    T22TH[I,J]

    DO I=1,NMF
      DO J=1,NMF
        T22TH(I,J)=S21TH_INV(I,J)
      END DO
    END DO

C    Paso a matrices TPLTE , TPLTH.

```

```

DO I=1,NMF
  DO J=1,NMF
    TPLTE(1,1,I,J)=T11TE(I,J)
    TPLTE(1,2,I,J)=T12TE(I,J)
    TPLTE(2,1,I,J)=T21TE(I,J)
    TPLTE(2,2,I,J)=T22TE(I,J)

    TPLTH(1,1,I,J)=T11TH(I,J)
    TPLTH(1,2,I,J)=T12TH(I,J)
    TPLTH(2,1,I,J)=T21TH(I,J)
    TPLTH(2,2,I,J)=T22TH(I,J)
  END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE INIC_CERO_PMMDC(NMF,A)

```

```

INTEGER NMF,I,J,K,L
COMPLEX*16 A(1:2,1:2,1:21,1:21),CERO_C
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

```

```

DO I=1,2
  DO J=1,2
    DO K=1,11
      DO L=1,11
        A(I,J,K,L)=CERO_C
      END DO
    END DO
  END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE INIC_CERO_PMMDD(NMF,A)

```

```

INTEGER NMF,I,J,K
COMPLEX*16 A(1:2,1:2,1:21),CERO_C
PARAMETER (CERO_C=(0.0D0,0.0D0))

```

```

DO I=1,2
  DO J=1,2
    DO K=1,NMF
      A(I,J,K)=CERO_C
    END DO
  END DO
END DO

```

```

RETURN
END

```

##### C

SUBROUTINE INIC\_CERO\_PMPCC(NMF,A)

COMPLEX\*16 A(1:21,1:21),CERO\_C

INTEGER NMF,I,J

PARAMETER (CERO\_C=(0.0D0,0.0D0))

DO I=1,NMF

DO J=1,NMF

A(I,J)=CERO\_C

END DO

END DO

RETURN

END

##### C

SUBROUTINE RM\_P(NMF,A,B,C)

C = A - B

COMPLEX\*16 A(1:21,1:21),B(1:21,1:21),C(1:21,1:21)

INTEGER I,J,NMF

DO I=1,NMF

DO J=1,NMF

C(I,J)=A(I,J)-B(I,J)

END DO

END DO

RETURN

END

##### C

SUBROUTINE PM\_P\_CD(NMF,IND1\_C,IND2\_C,IND1\_D,IND2\_D,  
C,D,B)

&

P = matrices Pequeñas ; Cuadrada X Diagonal

El producto se hace respecto los modos de Floquet,

manteniendo los dos primeros Indices fijos.

Producto de una matriz cuadrada (C) por una matriz diagonal

(D, representada por un vector respecto los modos de Floquet):

multiplicacion GAXPY.

INTEGER NMF,I,J,IND1\_C,IND2\_C,IND1\_D,IND2\_D  
COMPLEX\*16 AUX,D(1:2,1:2,1:2,1:2),C(1:2,1:2,1:2,1:2),  
B(1:21,1:21)

&

DO J=1,NMF

AUX=D(IND1\_D,IND2\_D,J)

DO I=1,NMF

B(I,J)=C(IND1\_C,IND2\_C,I,J)\*AUX

END DO

END DO

```

RETURN
END

C #####

SUBROUTINE PM_M_DC(NMF,D,C,B)

C M = matrices Medianas ; Diagonal X Cuadrada
C Producto de una matriz diagonal (D, representada por un vector
C respecto los modos de Floquet) por una cuadrada (C): multi-
C plicacion GAXPY.
C B debe ser inicializada a cero con INIC_CERO_PMMDC.

INTEGER NMF,I,J,K,M,N
COMPLEX*16 D(1:2,1:2,1:21),C(1:2,1:2,1:21,1:21),
& B(1:2,1:2,1:21,1:21)

DO N=1,NMF
DO M=1,NMF
DO J=1,2
DO K=1,2
DO I=1,2
B(I,J,M,N)=B(I,J,M,N) + D(I,K,M)*C(K,J,M,N)
END DO
END DO
END DO
END DO

RETURN
END

C #####

SUBROUTINE PM_M_DD(NMF,A,B,C)

C M = matrices Medianas (1:2,1:2,1:21) ; DD = Diagonal X Diagonal
C Producto de dos matrices diagonales: multiplicacion GAXPY.
C La matriz C debe ser inicializada a cero con INIC_CERO_PMMDD

INTEGER NMF,I,J,K,L
COMPLEX*16 A(1:2,1:2,1:21),B(1:2,1:2,1:21),C(1:2,1:2,1:21)

DO L=1,NMF
DO J=1,2
DO K=1,2
DO I=1,2
C(I,J,L)=C(I,J,L) + A(I,K,L)*B(K,J,L)
END DO
END DO
END DO
END DO

RETURN
END

C #####

```



SUBROUTINE PM\_P\_CC(NMF,A,B,C)

C P = matrices Pequeñas(1:11,1:11) ; CC = Cuadrada X Cuadrada  
 C Producto de matrices complejas: multiplicacion GAXPY.  
 C Antes de llamar a esta subrutina hay que inicializar a CERO  
 C la matriz C con la subrutina INIC\_CERO\_PMPCC.

COMPLEX\*16 A(1:21,1:21),B(1:21,1:21),C(1:21,1:21)  
 INTEGER I,J,K,NMF

DO J=1,NMF  
 DO K=1,NMF  
 CCC C(I,J)=DCMPLX(0.0,0.0)  
 DO I=1,NMF  
 C(I,J)=C(I,J)+A(I,K)\*B(K,J)  
 END DO  
 END DO  
 END DO

RETURN  
 END

C #####

C SUBROUTINE ACOTA\_P(NMF,A)

C  
 CC ACOTACION de la matriz A con la COTA fijada.

C COMPLEX\*16 A(1:21,1:21)  
 C INTEGER I,J,NMF  
 C REAL\*8 COTA\_P,RE\_MOD,IM\_MOD,CERO\_R,RE,IM  
 C PARAMETER (COTA\_P=1.0D-6,CERO\_R=0.0D0)

C DO I=1,NMF  
 C DO J=1,NMF  
 C RE=DREAL(A(I,J))  
 C RE\_MOD=DABS(RE)  
 C IM=DIMAG(A(I,J))  
 C IM\_MOD=DABS(IM)  
 C IF (RE\_MOD.LE.COTA\_P) THEN  
 C RE=CERO\_R  
 C END IF  
 C IF (IM\_MOD.LE.COTA\_P) THEN  
 C IM=CERO\_R  
 C END IF  
 C A(I,J)=DCMPLX(RE,IM)  
 C END DO  
 C END DO

C RETURN  
 C END

C #####

& SUBROUTINE CALC\_S\_1PL(NMF,A,B,K\_0,D,W,N,M,  
 S11TE,S21TE,S11TH,S21TH)

C Calculo de las matrices de SCATTERING (S) de una placa de cintas.

```

INTEGER IA2
PARAMETER (IA2=21)

INTEGER NMF,A,B,N,M,I,J,MOD_INC
REAL*8 K_0,D,W
COMPLEX*16 A_MENOS_P(1:21),A_MAS_P(1:21),B_MENOS_PP(1:21),
&      B_MAS_PP(1:21),S11TE(1:IA2,1:IA2),S21TE(1:IA2,1:IA2),
&      S11TH(1:IA2,1:IA2),S21TH(1:IA2,1:IA2)

MOD_INC=A
DO I=1,NMF
  CALL CALCULA_A_B_1PL(MOD_INC,A,B,NMF,
&      D,W,K_0,N,M,A_MENOS_P,A_MAS_P,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)

  DO J=1,NMF
    S11TE(J,I)=A_MENOS_P(J)
    S21TE(J,I)=A_MAS_P(J)
    S11TH(J,I)=B_MENOS_PP(J)
    S21TH(J,I)=B_MAS_PP(J)
  END DO

MOD_INC=MOD_INC+1
END DO

RETURN
END

C #####
SUBROUTINE CALCULA_A_B_1PL(MOD_INC,A,B,NMF,
&      D,W,K_0,N,M,A_MENOS_P,A_MAS_P,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)
C      Calculo de los vectores A_MENOS_P,A_MAS_P,B_MENOS_PP,
C      B_MAS_PP de una placa de cintas para un MODO INCIDENTE fijado.

INTEGER IA
PARAMETER (IA=30)

INTEGER N,M,MOD_INC,A,B,NMF
REAL*8 D,W,K_0
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:30)
COMPLEX*16 A_MENOS_P(1:21),A_MAS_P(1:21),B_MENOS_PP(1:21),
&      B_MAS_PP(1:21),Z_TE(1:IA,1:IA),Z_TH2(1:IA,1:IA)

CALL CALCULA_Z_TE(D,W,K_0,N,M,Z_TE)
CALL CALCULA_TE(W,D,K_0,N,MOD_INC,
&      A,B,NMF,M,Z_TE,A_MENOS_P,A_MAS_P)

CALL CALC_BESSEL(W,D,N,M,BESSEL)
CALL CALCULA_Z_TH2(BESSEL,D,W,K_0,N,M,Z_TH2)
CALL CALCULA_TH2(W,D,K_0,N,MOD_INC,
&      A,B,NMF,M,BESSEL,Z_TH2,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)

RETURN
END

C #####

```

```

& SUBROUTINE CALCULA_TE(W,D,K,N,MOD_INC,A,B,NMF,
    NUM_MODOS,Z,A_MENOS_P,A_MAS_P)
C   Calculo de los coeficientes "a[i]" de una placa de cintas.
C   "Coseno"-Galerkin CON "edge condition".
C   Modo tipo-E.
C   N = Numero de funciones base.

INTEGER IA,IB,N_A,N_A_MENOS,M,VAR_BARRIDO
REAL*8 PI,CERO,UNO
COMPLEX*16 C_MOD_INC_P
PARAMETER (IA=30,IB=30,M=1)
PARAMETER (CERO=0.0D0,UNO=1.0D0,C_MOD_INC_P=(1.0,0.0))
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

& INTEGER INDICE,IER,J,L,NUM_MODOS,N,IJOB,MOD_INC,
    A,B,NMF,MODO
REAL*8 W,D,K,MMBSJ1,EPSILON_0,MU_0,DOS_PI,IND_REF,C_LUZ
REAL*8 WK(1:IB),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 WA(1:960)
COMPLEX*16 CTE_V,JOTA,SUMA_Z_TE,EFE
COMPLEX*16 I(1:IB),V(1:IB),Z(1:IA,1:IA),Z_CALC(1:IA,1:IA)
COMPLEX*16 A_MAS_P(1:21),A_MENOS_P(1:21),CALC_A_MENOS_P

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0

EXTERNAL MMBSJ1,SUMA_Z_TE,CALC_A_MENOS_P,EFE

C   Paso al Sistema Internacional y calculo de constantes

N_A=NUM_MODOS
JOTA=DCMPLX(CERO,UNO)

C   Calculo del vector V

CTE_V=-(PI*DCONJG(C_MOD_INC_P))/(MU_0*D)
CTE_V=CTE_V*((K**2)-((KY_0(MOD_INC))**2))

DO INDICE=1,N
    V(INDICE)=CTE_V*EFE(D,W,MOD_INC,INDICE)
END DO

C   Copia de Z

DO J=1,N
    DO L=1,N
        Z_CALC(J,L)=Z(J,L)
    END DO
END DO

C   Solucion del sistema lineal.

DO INDICE=1,N
    I(INDICE)=V(INDICE)
END DO
IJOB=0
    
```

```

CALL LEQ2C(Z_CALC,N,IA,I,M,IB,IJOB,WA,WK,IER)
IF (IER.NE.0) THEN
  WRITE(99,*)'= ERROR EN CALCULA_TE (TE) = Inversión matriz Z_TE
& (LEQ2C) ; IER= ',IER
END IF

```

```

DO INDICE=1,N
  I(INDICE)=DCONJG(I(INDICE))
END DO

```

C Cálculo de A\_MAS\_P y A\_MENOS\_P

```

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  A_MENOS_P(INDICE)=CALC_A_MENOS_P(K,W,MODO,IB,N,D,I)
  MODO=MODO+1
END DO

```

```

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
  IF (MODO.EQ.MOD_INC) THEN
    A_MAS_P(INDICE)=C_MOD_INC_P + A_MENOS_P(INDICE)
  ELSE
    A_MAS_P(INDICE)=A_MENOS_P(INDICE)
  END IF
  MODO=MODO+1
END DO

```

```

RETURN
END

```

C #####

```

FUNCTION EFE(D,W,M,N)

```

```

COMPLEX*16 EFE,AUX1,AUX2
INTEGER M,N,IER
REAL*8 W,H,ARG1,ARG2,PI,MMBSJ1,D
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

```

```

EXTERNAL MMBSJ1

```

```

H=W/2.0

```

```

ARG1=((2.0*PI)/D)*M + (PI/W)*N
AUX1=MMBSJ1(ARG1*H,IER)
IF (IER.EQ.129) THEN
  WRITE(99,*)'= ERROR EN EFE aux1 (TE) = Cálculo función de Bessel
& de orden 1 (MMBSJ1) ; IER= ',IER
END IF
AUX1=AUX1/ARG1

```

```

ARG2=((2.0*PI)/D)*M - (PI/W)*N
AUX2=MMBSJ1(ARG2*H,IER)
IF (IER.EQ.129) THEN
  WRITE(99,*)'= ERROR EN EFE aux2 (TE) = Cálculo función de Bessel
& de orden 1 (MMBSJ1) ; IER= ',IER
END IF

```

AUX2=AUX2/ARG2

EFE = AUX1 + AUX2

RETURN

END

C #####

SUBROUTINE CALCULA\_Z\_TE(D,W,K,N,NUM\_MODOS,Z)

INTEGER IA

REAL\*8 PI

PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,IA=30)

INTEGER NUM\_MODOS,L,J,N

REAL\*8 D,K,W,CTE\_Z

COMPLEX\*16 Z(1:IA,1:IA),SUMA\_Z\_TE

EXTERNAL SUMA\_Z\_TE

CTE\_Z=(PI/(2.0\*D))\*\*2

DO L=1,N

DO J=1,N

Z(L,J)=CTE\_Z\*SUMA\_Z\_TE(D,W,K,NUM\_MODOS,L,J)

END DO

END DO

RETURN

END

C #####

FUNCTION SUMA\_Z\_TE(D,W,K,NUM\_MODOS,I,J)

REAL\*8 MMBSJ1,K,W,D,KX\_0(-200:200),KY\_0(-200:200)

COMPLEX\*16 SUMA\_Z\_TE,AUX1,AUX2,AUX3,EFE,KZ\_0(-200:200)

INTEGER I,J,INDICE,IER,NUM\_MODOS

REAL\*8 CERO,PI

COMPLEX\*16 JOTA

PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,

& CERO=0.0D0,JOTA=(0.0,1.0))

COMMON /KX\_KY/KX\_0,KY\_0

COMMON /KZ\_0/KZ\_0

EXTERNAL MMBSJ1,EFE

SUMA\_Z\_TE=DCMPLX(CERO,CERO)

DO INDICE=-NUM\_MODOS,NUM\_MODOS,1

AUX1=(K\*\*2-(KY\_0(INDICE))\*\*2)/DCONJG(KZ\_0(INDICE))

AUX2=DCONJG(EFE(D,W,INDICE,J))

AUX3=EFE(D,W,INDICE,I)

SUMA\_Z\_TE=SUMA\_Z\_TE+AUX1\*AUX2\*AUX3

END DO

```

RETURN
END

C #####

FUNCTION CALC_A_MENOS_P(K,W,M,IB,N,D,I)

INTEGER INDICE,N,IER,IB,M
COMPLEX*16 CALC_A_MENOS_P,I(1:IB),JOTA,SUMA,CTE,AUX,EFE,
&   KZ_0(-200:200)
REAL*8 MU_0,PI,CERO,ARG,MMBSJ1,D,K,W,DOS_PI,EPSILON_0
REAL*8 C_LUZ,IND_REF,KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
PARAMETER (JOTA=(0.0,1.0),CERO=0.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

EXTERNAL MMBSJ1,EFE

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

CTE=(MU_0*PI)/(4.0*D*KZ_0(M))

SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=1,N
    AUX=EFE(D,W,M,INDICE)
    SUMA=SUMA+(AUX*I(INDICE))
END DO

CALC_A_MENOS_P=CTE*SUMA

RETURN
END

C #####

SUBROUTINE CALCULA_TH2(W,D,K,N,MOD_INC,A,B,NMF,
&   NUM_MODOS,BESSEL,Z,B_MENOS_PP,B_MAS_PP)

C   Calculo de los coeficientes "b[i]" de una placa de cintas.
C   "Chebyshev"-Galerkin CON "edge condition".
C   Modo tipo-H.
C   N = Numero de funciones base.

INTEGER IA,IB,N_B,N_B_MENOS,M
REAL*8 PI,CERO,UNO
COMPLEX*16 JOTA,C_MOD_INC_PP
PARAMETER (IA=30,IB=30,M=1,UNO=1.0D0,JOTA=(0.0,1.0))
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,
&   C_MOD_INC_PP=(1.0,0.0))

&   INTEGER INDICE,IER,J,L,NUM_MODOS,N,IJOB,
&   A,B,MOD_INC,NMF,MODO
REAL*8 W,D
REAL*8 K,EPSILON_0,MU_0,IND_REF,C_LUZ,DOS_PI
REAL*8 AUX_CTE,H
REAL*8 WK(1:IB)
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:30),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)

```

```

COMPLEX*16 WA(1:960)
COMPLEX*16 CTE_V,SUMA_Z_TH2
COMPLEX*16 V_PRUEBA(1:IB),KZ_0(-200:200)
COMPLEX*16 I(1:IB),V(1:IB),Z(1:IA,1:IA),Z_CALC(1:IA,1:IA)
COMPLEX*16 B_MAS_PP(1:21),B_MENOS_PP(1:21),
&     CALC_B_MENOS_PP

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0
    
```

EXTERNAL SUMA\_Z\_TH2,CALC\_B\_MENOS\_PP

N\_B=NUM\_MODOS  
H=W/2.0

C    Calculo del vector V

```

CTE_V=-DCONJG(C_MOD_INC_PP)*DCONJG(KZ_0(MOD_INC))
CTE_V=CTE_V*W*PI
CTE_V=CTE_V/((K*C_LUZ)*MU_0*EPSILON_0*D)
    
```

```

DO INDICE=1,N
    V(INDICE)=CTE_V*(JOTA**(INDICE-1))*
&     BESSEL(MOD_INC,INDICE-1)
END DO
    
```

C    Copia de Z

```

DO J=1,N
    DO L=1,N
        Z_CALC(J,L)=Z(J,L)
    END DO
END DO
    
```

C    Solucion del sistema lineal.

```

DO INDICE=1,N
    I(INDICE)=V(INDICE)
END DO
IJOB=0
CALL LEQ2C(Z_CALC,N,IA,I,M,IB,IJOB,WA,WK,IER)
IF (IER.NE.0) THEN
    WRITE(99,*)'= ERROR EN CALCULA_TH (TH) = Inversión matriz Z_TH
& (LEQ2C) ; IER= ',IER
END IF
    
```

```

DO INDICE=1,N
    I(INDICE)=DCONJG(I(INDICE))
END DO
    
```

C    Calculo de B\_MAS\_PP y B\_MENOS\_PP

```

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
    B_MENOS_PP(INDICE)=CALC_B_MENOS_PP(BESSEL,K,W,
&     MODO,IB,N,D,I)
    MODO=MODO+1
    
```

```

END DO

MODO=A
DO INDICE=1,NMF
    IF (MODO.EQ.MOD_INC) THEN
        B_MAS_PP(INDICE)=C_MOD_INC_PP -
&         B_MENOS_PP(INDICE)
    ELSE
        B_MAS_PP(INDICE)=-B_MENOS_PP(INDICE)
    END IF
    MODO=MODO+1
END DO

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CALC_BESSEL(W,D,N,NUM_MODOS,BESSEL)

INTEGER NUM_MODOS,INDICE,IER,N,J
REAL*8 W,D,CTE,PI,ARG,BESSEL(-1000:1000,0:30),B(1:31)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

CTE=(W/D)*PI
DO INDICE=-NUM_MODOS,NUM_MODOS,1
    ARG=CTE*INDICE
    CALL MMBSJN(ARG,N,B,IER)
    IF (IER.NE.0) THEN
        WRITE(99,*)'= ERROR EN CALC_BESSEL (TH) =
&         Calculo funcion de Bessel
& de orden N (MMBSJN) ; IER= ',IER
    END IF

    DO J=1,N
        BESSEL(INDICE,J-1)=B(J)
    END DO
END DO

RETURN
END

```

C #####

```

SUBROUTINE CALCULA_Z_TH2(BESSEL,D,W,K,N,NUM_MODOS,Z)

INTEGER IA
REAL*8 PI
COMPLEX*16 JOTA
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,IA=30,JOTA=(0.0,1.0))

INTEGER L,J,N,NUM_MODOS
REAL*8 CTE_Z,BESSEL(-1000:1000,0:30),D,W,K
COMPLEX*16 SUMA_Z_TH2,Z(1:IA,1:IA)

CTE_Z=((W*PI)/(2.0*D))**2
DO L=1,N
    DO J=1,N

```



```

    Z(L,J)=CTE_Z*(JOTA**((L-1)-(J-1)))*SUMA_Z_TH2(BESSEL,
&   D,W,K,NUM_MODOS,L-1,J-1)
    END DO
END DO

RETURN
END

C #####

FUNCTION SUMA_Z_TH2(BESSEL,D,W,K,NUM_MODOS,I,J)

REAL*8 CERO,PI
COMPLEX*16 JOTA
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0,
&   CERO=0.0D0,JOTA=(0.0,1.0))

REAL*8 K,W,D,AUX2,AUX3
REAL*8 BESSEL(-1000:1000,0:30),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
COMPLEX*16 SUMA_Z_TH2,AUX1,KZ_0(-200:200)
INTEGER I,J,INDICE,IER,NUM_MODOS

COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0
COMMON /KZ_0/KZ_0

SUMA_Z_TH2=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=-NUM_MODOS,NUM_MODOS,1
  AUX1=DCONJG(KZ_0(INDICE))/(K**2-(KY_0(INDICE))**2)
  AUX2=BESSEL(INDICE,I)
  AUX3=BESSEL(INDICE,J)

  SUMA_Z_TH2=SUMA_Z_TH2+AUX1*AUX2*AUX3
END DO

RETURN
END

C #####

FUNCTION CALC_B_MENOS_PP(BESSEL,K,W,M,IB,N,D,I)

INTEGER INDICE,N,IER,IB,M
COMPLEX*16 CALC_B_MENOS_PP,I(1:IB),JOTA,SUMA,CTE,AUX
REAL*8 MU_0,PI,CERO,ARG,D,TECTA,FI,K,K_X,W,EPSILON_0,
&   IND_REF,DOS_PI,C_LUZ,
&   BESSEL(-1000:1000,0:30),KX_0(-200:200),KY_0(-200:200)
PARAMETER (JOTA=(0.0,1.0),CERO=0.0D0)
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)

COMMON /CTES/DOS_PI,EPSILON_0,MU_0,C_LUZ,IND_REF
COMMON /KX_KY/KX_0,KY_0

CTE=-(K*C_LUZ)*MU_0*EPSILON_0*W*PI
CTE=CTE/(4.0*D*((K**2)-(KY_0(M)**2)))

SUMA=DCMPLX(CERO,CERO)
DO INDICE=1,N
  AUX=(JOTA**(INDICE-1))*BESSEL(M,INDICE-1)

```

```

SUMA=SUMA+(AUX*(INDICE))
END DO
CALC_B_MENOS_PP=CTE*SUMA
RETURN
END
#####
FUNCTION K_Y(KY_INC,D,N)
REAL*8 K_Y,KY_INC,D,PI
INTEGER N
PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
K_Y=KY_INC + ((2.0*PI)/D)*N
RETURN
END
#####
FUNCTION BETA(KY_INC,D,K_X,N)
COMPLEX*16 BETA
REAL*8 D,K_X,K_Y,KY_INC,AUX_K_Y,CERO_R
INTEGER N
PARAMETER (CERO_R=0.0D0)
EXTERNAL K_Y
AUX_K_Y=K_Y(KY_INC,D,N)
BETA=CDSQRT(DCMPLX((K_X**2)-(AUX_K_Y**2)))
IF (DIMAG(BETA).NE.CERO_R) THEN
  BETA=-BETA
END IF
RETURN
END
#####
SUBROUTINE ABRIR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,
TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)
#####
En esta subrutina se ABREN los Ficheros de Salida y Error,
dandoles un Nombre y asignandoles una Unidad.
C=Coefficiente de Campo ; P=Potencia ; F=Fase
L=Lineal ; D=dB ; G=Grados
INTEGER TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,
TETH_POT_DB,TETH_FASE,
TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
TECTAFI_FASE,NMF)
#####
RETURN
END
#####

```

```

&    RADF_DB,RADF_FASE,I,NMF,AUX,AUX2

OPEN(UNIT=1,STATUS='NEW',FILE='CONS_POT_TETH.DAT')
OPEN(UNIT=99,STATUS='NEW',FILE='ERRORES.DAT')

IF (TETH_POT_LIN.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    IF (AUX.LE.57) THEN
      OPEN(UNIT=9+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_PL'//CHAR(AUX))
    ELSE
      AUX2=AUX-10
      OPEN(UNIT=9+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_PL1'//CHAR(AUX2))
    END IF
  END DO
END IF

IF (TETH_POT_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=20+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_PD'//CHAR(AUX))
  END DO
END IF

IF ((TETH_FASE.EQ.1).AND.(TETH_COEF_LIN.EQ.1)) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=31+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_CL_FG'//
&    CHAR(AUX))
  END DO
ELSE
  IF (TETH_FASE.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      AUX=48+I
      OPEN(UNIT=31+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_FG'//CHAR(AUX))
    END DO
  END IF
  IF (TETH_COEF_LIN.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      AUX=48+I
      OPEN(UNIT=31+I,STATUS='NEW',FILE='TETH_CL'//CHAR(AUX))
    END DO
  END IF
END IF

IF (TECTAFI_POT_LIN.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=42+I,STATUS='NEW',FILE='TECTAFI_PL'//
&    CHAR(AUX))
  END DO
END IF

IF (TECTAFI_POT_DB.EQ.1) THEN
  DO I=1,NMF
    AUX=48+I
    OPEN(UNIT=53+I,STATUS='NEW',FILE='TECTAFI_PD'//
&    CHAR(AUX))

```

```

        END DO
    END IF

    IF (TECTAFI_FASE.EQ.1) THEN
        DO I=1,NMF
            AUX=48+I
            OPEN(UNIT=64+I,STATUS='NEW',FILE='TECTAFI_FG//
&          CHAR(AUX))
        END DO
    END IF

    IF (RADF_DB.EQ.1) THEN
        DO I=1,NMF
            AUX=48+I
            OPEN(UNIT=75+I,STATUS='NEW',FILE='RADF_CD//CHAR(AUX))
        END DO
    END IF

    IF (RADF_FASE.EQ.1) THEN
        DO I=1,NMF
            AUX=48+I
            OPEN(UNIT=86+I,STATUS='NEW',FILE='RADF_FG//CHAR(AUX))
        END DO
    END IF

    RETURN
    END

```

C #####

```

SUBROUTINE CERRAR_FICH_SALERR(TETH_COEF_LIN,
&    TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&    TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&    TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,NMF)

```

C En esta subrutina se CIERRAN los Ficheros de Salida y Error.

```

INTEGER TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&    TECTAFI_POT_LIN,
&    TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE,I,NMF,
&    TETH_COEF_LIN

```

```

CLOSE(1)
CLOSE(99)

```

```

IF (TETH_COEF_LIN.EQ.1) THEN
    CLOSE(8)
END IF

```

```

IF (TETH_POT_LIN.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
        CLOSE(9+I)
    END DO
END IF

```

```

IF (TETH_POT_DB.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
        CLOSE(20+I)
    END DO
END IF

```

```

    END DO
  END IF

  IF ((TETH_FASE.EQ.1).OR.(TETH_COEF_LIN.EQ.1)) THEN
    DO I=1,NMF
      CLOSE(31+I)
    END DO
  END IF

  IF (TECTAFI_POT_LIN.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      CLOSE(42+I)
    END DO
  END IF

  IF (TECTAFI_POT_DB.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      CLOSE(53+I)
    END DO
  END IF

  IF (TECTAFI_FASE.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      CLOSE(64+I)
    END DO
  END IF

  IF (RADF_DB.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      CLOSE(75+I)
    END DO
  END IF

  IF (RADF_FASE.EQ.1) THEN
    DO I=1,NMF
      CLOSE(86+I)
    END DO
  END IF

  RETURN
  END

```

C #####

```

C SUBROUTINE CALC_MODOS_CORTE(TECTA,FI,D,K,
C & GAMMA_X,M1,M2)
C
C INTEGER M1,M2,AUX_INT
C REAL*8 D,K,GAMMA_X,K_Y,AUX1,AUX2,PI,TECTA,FI
C PARAMETER (PI=3.1415926535897932384D0)
C
C EXTERNAL K_Y
C
C AUX1=DSQRT((K**2)-(GAMMA_X**2))
C AUX1=(AUX1*D)/(2.0*PI)
C AUX2=-((D*(K_Y(TECTA,FI,D,K,GAMMA_X,0)))/(2.0*PI)
C
C M1=AUX2-AUX1

```

```

C      M2=AUX2+AUX1
C
C      IF (M1.GT.M2) THEN
C          AUX_INT=M1
C          M1=M2
C          M2=AUX_INT
C      END IF
C
C      RETURN
C      END

C      #####

SUBROUTINE LEE_DE_FICHERO(UNIDAD,BARRIDO,INIC,FINAL,
&      PASO,VAR_BARRIDO,ESPESOR,EPSILON_R,W,D,
&      NE,L_ESPAC,ALFA_GIRO,
&      A,B,N,M,TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,
&      TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&      TECTAFI_FASE,RADF_DB,RADF_FASE)

C      Las entradas deben entrar en unidades del Sistema Internacional
C      excepto los angulos que entran en grados.

C      BARRIDO(1)=FRECUENCIA ; BARRIDO(2)=TECTA ; BARRIDO(3)=FI

INTEGER UNIDAD,INIC,FINAL,VAR_BARRIDO,NE,I,A,B,N,M,
&      TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,TETH_FASE,
&      TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,TECTAFI_FASE,
&      RADF_DB,RADF_FASE,TETH_COEF_LIN
REAL*8 PASO,ESPESOR,EPSILON_R,W,D,
&      L_ESPAC(1:12),ALFA_GIRO(0:12),BARRIDO(1:3)

READ(UNIDAD,*)BARRIDO(1),BARRIDO(2),BARRIDO(3)
READ(UNIDAD,*)INIC,FINAL,PASO,VAR_BARRIDO
READ(UNIDAD,*)ESPESOR,EPSILON_R
READ(UNIDAD,*)W,D
READ(UNIDAD,*)A,B,N,M
READ(UNIDAD,*)NE
DO I=1,NE
    READ(UNIDAD,*)L_ESPAC(I)
END DO
DO I=0,NE
    READ(UNIDAD,*)ALFA_GIRO(I)
END DO
READ(UNIDAD,*)TETH_COEF_LIN,TETH_POT_LIN,TETH_POT_DB,
&      TETH_FASE
READ(UNIDAD,*)TECTAFI_POT_LIN,TECTAFI_POT_DB,
&      TECTAFI_FASE
READ(UNIDAD,*)RADF_DB,RADF_FASE

RETURN
END
    
```





UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

FACULTAD DE CIÈNCIES FÍSQUES

Reunit el Tribunal que subscriu, en el dia de la data,  
acordà d'atorgar, per unanimitat, a aquesta Tesi Doctoral  
d'En/ Na/ N' BENITO GIMENO MARTINEZ  
la qualificació d' APTO "Llum Saude"

València a 7 de Julio de 1992

El Secretari,

El President,





